



*Российская Академия Наук*

Отделение физических наук

ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ «РОСАТОМ»

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ  
«РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР  
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ ИМЕНИ АКАДЕМИКА Е.И. ЗАБАБАХИНА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П.Н. ЛЕБЕДЕВА  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
ИНСТИТУТ ИСТОРИИ И АРХЕОЛОГИИ УРАЛЬСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Водолага Б.К., Кузнецов В.Н.

**КИРИЛЛ ЩЁЛКИН:  
УЧЕНЫЙ, ГРАЖДАНИН, СОЛДАТ**

Москва  
2021

УДК 534.222.2+536.46

ББК 24.54

В61

**Редакционная коллегия:**

*академик РАН Г.Н. Рыкованов – главный редактор*

*академик РАН О.Н. Крохин – главный редактор*

*В.Б. Литвинов*

**Рецензенты:**

*доктор технических наук А.К. Музыря*

*доктор исторических наук В.В. Запарий*

**Рекомендовано к печати**

*Редакционно-издательским советом РФЯЦ–ВНИИТФ им. акад. Е.И. Забабахина,*

*Ученым советом Института истории и археологии УрО РАН и*

*Ученым советом Физического института им. П.Н. Лебедева РАН*

**КИРИЛЛ ЩЁЛКИН: УЧЕНЫЙ, ГРАЖДАНИН, СОЛДАТ /** Водолага Б.К.,  
Кузнецов В.Н. – М.: Издательство Российской академии наук, 2021 – 324 с., 177 илл.

ISBN 978-5-907366-54-1

В книге, посвященной жизни и научной деятельности выдающегося ученого, члена-корреспондента Академии наук СССР, трижды Героя Социалистического Труда, трижды лауреата Сталинских 1-й степени и Ленинской премий Кирилла Ивановича Щёлкина, помещена максимально возможная информация о его вкладе в реализацию советского атомного проекта, в отечественное ракетостроение и освоение космического пространства.

Книга выходит из печати в канун 110-летия со дня рождения К.И. Щёлкина и предназначена всем, кто интересуется историей атомной, ракетной и космической промышленности.

© Б.К. Водолага, 2021

© В.Н. Кузнецов, 2021

© Государственная корпорация «Росатом», 2021.

© Российская академия наук, 2021

© Институт истории и археологии Уральского  
отделения Российской академии наук, 2021

© Российский федеральный ядерный центр –  
Всероссийский научно-исследовательский институт  
им. Е.И. Забабахина, 2021

© Физический институт им. П.Н. Лебедева  
Российской академии наук, 2021

ISBN 978-5-907366-54-1

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Дорогой читатель!</b> .....	5
<b>Уважаемые читатели!</b> .....	6
<b>Введение</b> .....	7
<b>Избранные труды</b> .....	17
Детонационная способность кислородных смесей углеводородов жирного ряда и ароматических .....	18
Распространение пламени в смесях метана с кислородом в закрытых трубах .....	20
Детонация в газовых смесях. II. Изменение скорости детонационной волны с давлением [1] .....	43
Изменение скорости детонационной волны с давлением .....	47
Попытка расчета частоты детонационного спина .....	49
Детонация в газовых смесях. III. Влияние тетраэтилсвинца на образование детонационной волны .....	54
Детонация в газовых смесях. IV. Влияние «химической подготовки» на возникновение детонации в газовых смесях .....	59
Детонация в воздушной смеси пентана с гексаном в трубах .....	65
К теории возникновения детонации в газовых смесях в трубах .....	67
Влияние шероховатости трубы на возникновение и распространение детонации в газах .....	73
Приложение теории распространения произвольного разрыва к некоторым случаям воспламенения газов .....	79
Быстрое горение в шероховатых трубах .....	88
К теории детонационного спина .....	96
Возникновение детонации в газах в шероховатых трубах .....	98
Спин у пределов детонации .....	104
О переходе медленного горения в детонацию .....	107
К вопросу о турбулентном горении и фазах сгорания в двигателе .....	120
Явления вблизи места возникновения детонации в газе .....	129
Структура фронта шаровых пламен и неустойчивость нормального горения .....	135
О спине у пределов газовой детонации .....	142
Об аналогии между горением в детонационной волне и в ракетном двигателе .....	145
О реакционно-кинетической природе неоднородностей в ударном фронте и роли их в процессе распространения газовой детонации .....	158
Детонационные процессы .....	174
О доказательстве неосуществимости сильных дефлаграций и слабых детонаций .....	183
Об одномерной неустойчивости детонации .....	187
Усиление слабых ударных волн ячеистым пламенем .....	189
К влиянию сжимаемой границы на распространение газовой детонации .....	192
К механизму распространения гетерогенной детонации .....	197

<b>Теория горения и детонации</b> .....	203
§ 1. Тепловой взрыв .....	205
§ 2. Медленное горение .....	217
§ 3. Неустойчивость нормального горения .....	231
§ 4. Термодинамическая теория детонации .....	237
§ 5. Неустойчивость плоской газовой детонации .....	250
§ 6. Спиновая и пульсирующая детонации .....	257
§ 7. Детонация в шероховатых трубах .....	262
§ 8. Распад произвольного теплового разрыва .....	270
§ 9. Обобщенная адиабата Гюгонио. Двойные нестационарные разрывы .....	278
§ 10. Высокочастотные вибрации. Ускоряющиеся пламена .....	284
<b>Заключение</b> .....	293
<b>Приложение</b> .....	294
Основные даты жизни и трудовой деятельности К. И. Щёлкина .....	294
Биография Щёлкина Кирилла Ивановича .....	294
Библиографический указатель опубликованных работ К.И. Щёлкина .....	295
Выписки из приказов Министерства, указаний, распоряжений, переписки главка и института .....	306
<b>Список источников</b> .....	320
Опубликованные источники .....	320
Литература .....	320
Литература о К.И. Щёлкине .....	322



### *Дорогой читатель!*

В канун 300-летия Российской академии наук с удовольствием представляю читателям книгу о выдающемся ученом, крупном организаторе науки на Урале, первом научном руководителе Российского Федерального Ядерного Центра – Всероссийского научно-исследовательского института технической физики Кирилле Ивановиче Щёлкине, внесшем неопределимый вклад в развитие атомной отрасли и укрепление обороноспособности нашей страны. Под его научным руководством были разработаны и поставлены на вооружение Российской армии целый ряд ядерных зарядов как оборонного, так и общегражданского назначения.

Всего в Советском Союзе было пятнадцать трижды Героев Социалистического труда. Девять таких героев трудились в атомной отрасли. Из шести выдающихся ученых-атомщиков К. И. Щёлкин был в числе первых, удостоенных такой высокой оценки государством. При его непосредственном участии были разработаны и испытаны первые отечественные ядерные и термоядерные боеприпасы. Под его научным руководством в небольшом уральском городке Снежинске были разработаны и поставлены на вооружение Российской армии целый ряд ядерных зарядов оборонного назначения, а также созданы условия для осуществления уникальных научных разработок для народного хозяйства.

Российская академия наук гордится тем, что К. И. Щёлкин принадлежит к когорте самых ярких и выдающихся учёных России, благодаря деятельности которых наша страна стала обладательницей ядерного оружия и отправила первого в мире человека в космос.

Уверен, что книга, посвященная Кириллу Ивановичу Щёлкину вызовет живой интерес у широкого круга читателей и займет достойное место в числе исторических научных исследований о выдающихся советских и российских ученых.

*академик РАН,  
научный руководитель РФЯЦ-ВНИИТФ  
Георгий Рыкованов*



### *Уважаемые читатели!*

Книга о первом научном руководителе научно-исследовательского института НИИ-1011, ныне Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики, Кирилле Ивановиче Щёлкине является важным событием в истории отечественной науки. Долгие десятилетия его имя было в незаслуженной безвестности, хотя он сделал важнейшие научные открытия, что позволило создать отечественное ядерное и термоядерное оружие и установить паритет в противостоянии двух сверхдержав и сохранить мир на планете.

Решающий вклад К. И. Щёлкина в укрепление обороноспособности Родины, как выдающегося советского ученого и как крупнейшего организатора науки, полномасштабно раскрылся на Урале.

Всю свою жизнь, талант и волю к достижению поставленной цели, он посвятил созданию оружия, которое, как бы ни противоречиво это казалось, предотвратившее новую мировую (атомную) войну и тем самым сохранившее жизнь большей части населения планеты.

Только сегодня, спустя полвека, можно дать исчерпывающую объективную оценку его вклада, как научного руководителя уральского ядерного центра, в создании сверхмощного отечественного оружия. Оружия сдерживания враждебной интересам нашего государства агрессии. Его научная деятельность пропитана патриотизмом, стремлением все свои силы, знания, опыт отдать Родине.

Выражаю уверенность, что книга займет достойное место в ряду публикаций по становлению и развитию атомной отрасли и станет интересной и полезной для читателей, интересующихся отечественной историей.

*академик РАН  
Олег Крохин*

В развитии каждой области науки и техники бывают свои переломные моменты, звездные часы появления новых идей, осуществления радикальных скачков. В подобные моменты появляются и люди соответствующего масштаба, лидеры, возглавляющие новые направления. Такие люди растут вместе с делом, которому они себя посвящают.

*Я.Б. Зельдович*



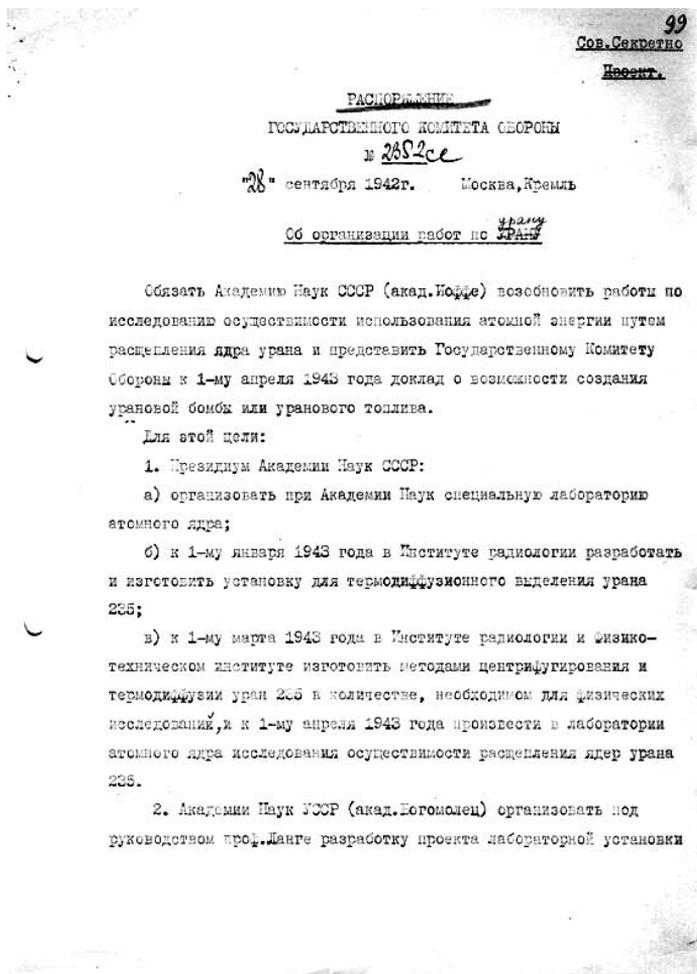
## ВВЕДЕНИЕ

Кирилл Иванович Щёлкин (17.05.1911 – 08.11.1968) – первый научный руководитель и главный конструктор НИИ-1011, Челябинск-70 (ныне Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики (РФЯЦ–ВНИИТФ) имени академика Е.И. Забабахина, г. Снежинск); специалист в области горения и детонации, кандидат физико-математических наук (1938), доктор физико-математических наук (1946), профессор, член-корреспондент АН СССР (1953), Герой Социалистического Труда (1949, 1951, 1953), лауреат Сталинской 1-й степени (1949, 1951, 1953) и Ленинской (1958) премий. Почетный гражданин г. Снежинска (1967).

Чтобы не отвлекать читателя от ознакомления с биографией героя этой книги и проведенного анализа его вклада в реализацию советского атомного проекта, авторы предлагают ознакомиться с многочисленными публикациями о начальном этапе реализации программы № 1 в СССР самостоятельно. Такой подробный экскурс в историю проведения в Советском Союзе научных исследований возможностей внутриатомной энергии советскими учеными до направления К.И. Щёлкина для работы в атомную отрасль, авторы сделали в книге «Во главе науки ядерного центра на Урале»<sup>1</sup>. В этом разделе книги будет размещена информация о событиях, которые непосредственно повлияли на судьбу героя повествования.

<sup>1</sup> Водолага Б. К., Кузнецов В. Н. Введение. Во главе науки ядерного центра на Урале. Екатеринбург: Банк культурной информации, 2020. С. 13–37.

Основной этап решения урановой проблемы в СССР начался 28 сентября 1942 г. В этот день было подписано распоряжение ГКО СССР № 2352сс «Об организации работ по урану». Согласно распоряжению АН СССР должна была «возобновить работы по исследованию осуществимости использования атомной энергии путем расщепления ядра и представить ГКО к 1 апреля 1943 г. доклад о возможности создания урановой бомбы или уранового топлива»<sup>2</sup>.



Этим же распоряжением ГКО организована специальная секретная лаборатория атомного ядра при АН СССР для ведения работ по проблеме урана. Лаборатория была создана на базе ЛФТИ в г. Казани. В 1943 г. она была переименована в Лабораторию № 2 АН СССР<sup>3</sup>. 11 февраля 1943 г. ГКО принял Распоряжение

<sup>2</sup> Атомный проект СССР. Документы и материалы: в 3 т. / под общ. ред. Л. Д. Рябева Т. П. Атомная бомба. 1945-1954. Кн. 1. М.: Наука; Саров: ВНИИЭФ, 1999. С. 269–271.

<sup>3</sup> Атомный проект СССР. Документы и материалы: ... Т. П. Атомная бомба. 1945-1954. Кн. 2. М. – Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2000. С. 311–312.

№ ГОКО-2872сс «О дополнительных мероприятиях в организации работ по урану». Распоряжение подписано заместителем председателя ГКО В.М. Молотовым. Этим распоряжением ГКО возложил на заместителя председателя ГКО С.В. Кафтанова и заместителя председателя СНК СССР М. Г. Первухина повседневное руководство работами по урану и оказание систематической помощи спецлаборатории атомного ядра, а научное руководство работами по урану было доверено профессору И.В. Курчатову. Распоряжением АН СССР от 10 марта 1943 г. № 122 начальником Лаборатории № 2 был назначен И.В. Курчатов.

<p><b>№ 1. Постановление СН СССР № 805-327сс.</b>          О реорганизации сектора № 6 лаборатории № 2 Академии наук в конструкторское бюро при лаборатории № 2 АН СССР по разработке конструкции и изготовлению опытных образцов реактивных двигателей          9 апреля 1946 г.</p>	<p><b>РАС СЕКРЕТНО</b>          СССР          (Особая папка)</p>
<p><b>СОВЕТ МИНИСТРОВ СССР</b>  <b>ПОСТАНОВЛЕНИЕ № 805-327сс</b>  <b>от 9 апреля 1946 г. Москва, Кремль</b></p> <p>Вопросы лаборатории № 2.</p> <ol style="list-style-type: none"> <li>1. Реорганизовать сектор № 6 лаборатории № 2 Академии наук СССР в Конструкторское бюро при лаборатории № 2 АН СССР по разработке конструкции и изготовлению опытных образцов реактивных двигателей.</li> <li>2. Указанное Конструкторское бюро впредь именовать Конструкторское бюро № 11 при лаборатории № 2 Академии наук СССР.</li> <li>3. Назначить:              тов. Зернова П.М. – заместителя Министра Транспортного Машиностроения Начальником КБ-11 с освобождением от текущей работы по Министерству;              профессора Харитона И.Б. главным конструктором КБ-11 по конструированию и изготовлению опытных реактивных двигателей.</li> <li>4. Принять предложение Комиссии гг. Ваникова, Яковлева, Завенягина, Горемкина, Мешика и Харитона о размещении КБ-11 на базе завода № 550 Министерства Сельскохозяйственного машиностроения и прилегающей к нему территории.</li> <li>5. Считать необходимым:              а) привлечь Институт Химической физики Академии наук СССР (директор академик Семенов И.Н.) к выполнению по заданиям лаборатории № 2 (академика Курчатова) расчетов, связанных с конструированием реактивных двигателей, к проведению измерений необходимых констант и подготовке к проведению основных испытаний реактивных двигателей;              б) организовать в Институте Химической физики Академии наук СССР разработку теоретических вопросов ядерного взрыва и горения и вопросов применения ядерного взрыва и горения в технике.</li> </ol> <p>В связи с этим переключить все основные силы Института Химической физики Академии наук СССР на выполнение указанных задач.</p> <ol style="list-style-type: none"> <li>6. Возложить на Первое Главное Управление при Совете Министров Союза ССР (гг. Ваникова) материально-техническое обеспечение работ КБ-11 и Института Химической физики АН СССР.</li> <li>7. Поручить гг. Ваникову рассмотреть и решить совместно с гг. Зерновым и Харитоновым все вопросы, связанные с приспособлением завода № 550 под КБ-11.</li> <li>8. Поручить гг. Ваникову (созвав), Зернову, Курчатову, Харитону, Семенову, Первухину, Устинову и Завенягину рассмотреть предложения академика Семенова о мерах обеспечения работ, возложенных на Институт Химической физики и в 5-дневный срок разработать и представить проект решения по данному вопросу.</li> </ol> <p style="text-align: right;"><b>Совет Министров Союза СССР.</b></p> <p><i>АП РФ Ф.3, оп. 47, ед. хр. 29, л. 105-106</i>          Копия</p>	

Непосредственные исследовательские работы в Лаборатории № 2 АН СССР начались во второй половине 1944 – начале 1945 гг. по трем из четырех известных за границей способов получения атомных взрывчатых веществ – урана-235 и плутония-239. Это способы «котел уран – графит», «котел уран – тяжелая вода» и диффузионный. Электромагнитный способ находился еще в стадии поиска разработки<sup>4</sup>.

<sup>4</sup> Атомный проект СССР. Документы и материалы: ... Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Кн. 2. М. – Саратов: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2000. С. 307.

Для ускорения работ в области создания отечественного ядерного оружия Распоряжением ГКО от 11 марта 1944 г. № 5348с из действующей армии были демобилизованы и направлены в распоряжение Лаборатории № 2 АН СССР 25 специалистов и 20 квалифицированных рабочих. Кроме того, от призыва по мобилизации в армию были освобождены научные, инженерно-технические работники, служащие, а также квалифицированные рабочие из лаборатории. Эти же категории работников были освобождены от мобилизации на работы по линии партийных и общественных организаций. Запрещена была и мобилизация автотранспорта. По состоянию на 1 мая 1944 г. штат Лаборатории № 2 АН СССР составлял 129 единиц<sup>5</sup>.

К окончанию Великой Отечественной войны завершилась предварительная стадия решения урановой проблемы в СССР: создана научная база данных, необходимая для получения урана-235 и плутония; в основном закончена подготовка промышленного производства металлического урана, графита, тяжелой воды. Однако промышленной технологии производства делящихся ядерных материалов – ядерной взрывчатки – практически не существовало<sup>6</sup>.

Решающий этап создания атомной отрасли начался 20 августа 1945 г. после подписания постановления ГКО «О специальном комитете при ГОКО» (с 4 сентября 1945 г. после упразднения ГКО – при СНК СССР, с 15 марта 1946 г. – при Совете Министров<sup>7</sup> (СМ) СССР). Специальный Комитет (СК) возглавил заместитель председателя ГКО Л.П. Берия.

СК действовал в течение неполных восьми лет и был упразднен 26 июня 1953 г. в день убийства Л.П. Берии. Указом Президиума Верховного Совета (ПВС) СССР в этот же день было образовано Министерство среднего машиностроения (МСМ) СССР.

На заседаниях СК обсуждались, корректировались и одобрялись относящиеся к атомному проекту проекты постановлений и распоряжений ГКО, СНК, СМ СССР, которые представлялись на утверждение И.В. Сталину. За период функционирования СК было проведено более 140 его заседаний. Примерный объем протоколов заседаний СК составляет 1000 машинописных листов. В целом делопроизводство СК насчитывает около 1700 дел, содержащих более 300 тысяч страниц машинописного текста. В число этих документов входят материалы заседаний Технического и Инженерно-технического советов, а также переписка с организациями и предприятиями по вопросам атомного проекта<sup>8</sup>.

3 ноября 1945 г. в США был утвержден план операции «Pincers» («Клещи»). План предусматривал создание по периметру границы СССР сети аэродромов, с которых должны были взлетать бомбардировщики с ядерным оружием для нанесения ударов по намеченным целям. По первому плану планировалось бомбардировка 20 городов: Москва, Ленинград (Санкт-Петербург), Горький (Нижегород), Куйбышев (Самара), Свердловск (Екатеринбург), Сталинск (Новокузнецк), Новосибирск, Омск, Саратов, Казань, Баку, Ташкент, Челябинск, Нижний Тагил, Магнитогорск, Молотов (Пермь), Тбилиси, Грозный, Иркутск, Ярославль.

<sup>5</sup> Атомный проект СССР. Документы и материалы: ... Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Кн. 1. М.: Наука; Саров: ВНИИЭФ, 1999. С. 45, 58, 66.

<sup>6</sup> Новоселов В.Н. Атомное сердце России. Челябинск: Автограф, 2014. С. 24–25.

<sup>7</sup> 15 марта 1946 г. Совет Народных Комиссаров СССР был переименован в Совет Министров СССР.

<sup>8</sup> Кузнецов В.Н. Атомные закрытые административно-территориальные образования: история и современность. Часть I. Советский период. Екатеринбург: Банк культурной информации, 2015. С. 39–40.



Зона покрытия территории СССР атомными бомбардировками. План США 1945 г. (Фото с выставки, посвященной 70-летию атомной отрасли. Москва. Манеж. 2015 г.)

Ответ на такой план в Советском Союзе последовал быстро. Работы по реализации Программы № 1 были ускорены. К августу 1945 г. по способу «котел уран-графит», руководителем работ которого был И.В. Курчатов, разработан метод промышленного получения ультрачистого графита, необходимого для котла. На Московском электродном заводе при непосредственном участии ученых Лаборатории № 2 АН СССР и заводских инженеров были выработаны первые 20 тонн такого графита. Кроме того, профессорами Я. Б. Зельдовичем, И.Я. Померанчуком, И.И. Гуревичем, Франком и Е.Л. Файнбергом была разработана теория расположения урана в котле и выполнены тепловые расчеты; научным сотрудником Лаборатории № 2 АН СССР И. В. Курчатовым начата работа по проекту котла производительностью 100 граммов плутония в сутки.

Вскоре после начала работ по урановой проблеме в СССР стало ясно, что для теоретических и газодинамических исследований, связанных с проведением взрывов больших масс химического взрывчатого вещества, необходим самостоятельный научно-исследовательский и конструкторский центр с мощной производственной базой. В связи с этим для ускорения разработки конструкции и изготовления опытных атомных бомб, а также для обеспечения секретности работ СК 16 марта 1946 г. принял решение о реорганизации сектора № 6 Лаборатории № 2 АН СССР в Конструкторское бюро № 11 (КБ-11)<sup>9</sup>. Ядерный центр был создан по образцу американской Лос-Аламосской лаборатории<sup>10</sup>.

<sup>9</sup> КБ-11 – ныне РФЯЦ–ВНИИЭФ (Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, в г. Сарове (Арзамас-16) Нижегородской области).

<sup>10</sup> Кузнецов, В.Н. Атомные закрытые административно-территориальные образования: история и современность. Часть 1. Советский период. Екатеринбург: Банк культурной информации, 2015. С. 40–41. Электронная версия: [http://elbib.biblioatom.ru/text/kuznetsov\\_atomnye-zato\\_2015/?bookhl=](http://elbib.biblioatom.ru/text/kuznetsov_atomnye-zato_2015/?bookhl=)

Краткий экскурс в историю начала реализации атомного проекта в СССР представлен читателю для общего представления и понимания того, что к моменту привлечения героя этой книги в качестве участника этого проекта, в стране уже была создана определенная научная и экспериментальная база. Его судьба распорядилась так, что именно он стал одним из главных исполнителей превращения разрушенной и разоренной войной страны в одну из сверхдержав, определяющих во второй половине XX – начале XXI вв. мировой порядок на нашей планете Земля. Более подробно роль К.И. Щёлкина в создании отечественного ядерного оружия описана на страницах книги, посвященной К.И. Щёлкину, Е.И. Забабахину и Е.Н. Аврорину, поэтому авторы во введении не стали уделять внимание описанию событий, которые разворачивались в стране и его судьбе<sup>11</sup>.

К работам по ядерному оружию Кирилл Иванович Щёлкин был привлечен в марте 1947 г. Тогда в уединенном провинциальном городке центральной России Сарове начиналось создание будущего первого ядерно-оружейного центра страны – КБ-11, в настоящее время – Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ–ВНИИЭФ). Кирилл Иванович был назначен заместителем научного руководителя и начальником научно-исследовательского сектора, в задачи которого входила экспериментальная разработка натуральных изделий. Свою практическую деятельность в новом для него деле он начал совместно с научным руководителем и главным конструктором центра Юлием Борисовичем Харитоновым<sup>12</sup> с подбора кадров и сбора оборудования для лабораторий будущего КБ-11.

Научная карьера Кирилла Ивановича началась в Ленинграде, в только что организованном Институте химической физики АН СССР. Одним из направлений исследований созданного Института химической физики было изучение процессов горения в приложении к двум задачам, особенно важным в то время для народного хозяйства страны. Первая состояла в выработке рекомендаций для предотвращения взрывов метана в каменноугольных шахтах, вторая – в подавлении процессов детонации топливной смеси в рабочих цилиндрах двигателей внутреннего сгорания.

---

<sup>11</sup> Во главе науки ядерного центра на Урале / авт.-сост. Водолага Б.К., Волошин Н.П., Кузнецов В.Н. – Екатеринбург: Банк культурной информации, 2020 – 568 с., ил. (сер. «Национальное достояние России». – «Выдающиеся ученые Урала»). ISBN 978-5-6042871-3-2. Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/vo-glave-nauki-yadernogo-tsentra-na-urale\\_2020/go,0/](http://elib.biblioatom.ru/text/vo-glave-nauki-yadernogo-tsentra-na-urale_2020/go,0/)

<sup>12</sup> Харитон Юлий Борисович – род. в 1904 г. в Петербурге в семье журналиста и актрисы. Работать начал очень рано, с 13 лет. Сначала – курьером и библиографом в библиотеке, затем – учеником механика в ремонтных мастерских на железной дороге Петрограда. В 1920 г. поступил в политехнический институт и закончил его через 5 лет с дипломом инженера-физика. В 1926 г. в числе других молодых и перспективных физиков был направлен на двухгодичную стажировку в Англию. Стажировку проходил в знаменитой Кавендишской лаборатории Резерфорда в Кембридже. Здесь же, в Англии, защитил диссертацию на степень доктора философии (звание профессора на Родине получил в 1938 г. по совокупности научных работ без защиты докторской диссертации). С 1931 г. он – сотрудник Института химической физики, в создании которого, по мнению директора института Н. Н. Семёнова, принимал непосредственное и самое деятельное участие. Возглавляя лабораторию взрывчатых веществ, Ю. Б. Харитон внес значительный вклад в физику горения и взрыва, а также в атомную теорию (работы конца 1930 г.). В 1944 г. Ю. Б. Харитон был привлечен И. В. Курчатовым для работы в Лабораторию № 2 АН СССР, а с 1946 года он – главный конструктор и заместитель начальника первого отечественного ядерного центра. В 1946 г. Ю. Б. Харитон был избран членом-корреспондентом АН СССР, а в октябре 1953 г. – ее действительным членом. До 1992 г. Ю. Б. Харитон – бессменный научный руководитель ВНИИЭФ. Трижды Герой Социалистического Труда, лауреат Ленинской и трех Государственных премий, награжден Почетной золотой медалью им. М. В. Ломоносова РАН (1982 г.), является Почетным гражданином города Арзамас-16. Опубликовано: Негин Е. А. и др. Советский атомный проект: Конец атомной монополии. Как это было...2-е изд., испр. и доп. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2003. С. 106–107.

В июне 1934 г. Кирилл Иванович познакомился с И.В. Курчатовым. Это знакомство быстро перешло в прочную дружбу на почве общности интересов и характеров. Игорь Васильевич, как и Кирилл Иванович, окончил Крымский педагогический институт. Он увлек своего друга не только наукой, но и спортивными занятиями, открыл ему мир русской природы. Эти дополнительные увлечения не помешали К.И. Щёлкину 19 декабря 1938 г. в возрасте 27 лет блестяще защитить кандидатскую диссертацию.

Молодой исследователь, получив ученую степень, не успокоился на достигнутом. Для прямого изучения влияния турбулизации потока на скорость горения он предложил оригинальный эксперимент с «отделенной от стенок шероховатостью», представив эту шероховатость в виде спирали, размещенной внутри гладкого канала. Это привело к уменьшению длины разгона детонации более чем в десять раз. Результаты и выводы своих исследований он опубликовал в работе «К теории возникновения детонации в газовых смесях», представленной в АН СССР<sup>13</sup>.

Кирилл Иванович планировал выполнить широкие исследования по горению и детонации газовых смесей и представить их к 1943 г. в виде докторской диссертации, но претворению этих планов в жизнь помешала война. В первые же дни войны он записался добровольцем и ушел на фронт. Щёлкин участвовал в жестоких боях на подступах к Москве, в решающей битве за Москву. В январе 1942 г. по приказу заместителя наркома обороны его отозвали из действующей армии для продолжения научной работы в Институте химической физики, который был эвакуирован в г. Казань.

В те трудные военные годы велись интенсивные исследования различных типов реактивных двигателей. Кирилл Иванович сосредоточился на процессах, происходящих в камере сгорания. Из опыта предыдущих исследований он понимал важную роль турбулентных процессов для повышения интенсивности и эффективности горения. Внедрение этих идей существенно способствовало развитию отечественной реактивной техники.

Параллельно с прикладными исследованиями Кирилл Иванович продолжал научную работу, и 12 ноября 1946 г. он успешно защитил докторскую диссертацию. Его научными оппонентами на защите были академики Л.Д. Ландау, Б.С. Стечкин и С.А. Христианович. Высокий авторитет этих ученых подтверждает ценность работы К.И. Щёлкина. По материалам диссертации в 1949 г. им была опубликована монография «Быстрое горение и спиновая детонация газов»<sup>14</sup> (засекреченной на несколько десятилетий).

Вскоре после защиты докторской диссертации Кирилл Иванович был приглашен в Президиум АН СССР, где президент С.И. Вавилов предложил ему должность заместителя директора Института физических проблем, но ученый отказался от этого предложения, мотивируя желанием заниматься наукой. Спустя два месяца после этой встречи последовало назначение Кирилла Ивановича во вновь создаваемый ядерный центр.

<sup>13</sup> Доклады АН СССР. – 1939. – Т. 23. – С. 636–640.

<sup>14</sup> Щёлкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. / Под ред. акад. Н. Н. Семенова; Ком. № 2 при Совете Министров СССР. – М.: Воениздат, 1949. 196 с. : ил. Электронная версия: [http://elbib.bibliotom.ru/text/schelkin\\_bystroegorenienie\\_1949/go,0/?bookhl=](http://elbib.bibliotom.ru/text/schelkin_bystroegorenienie_1949/go,0/?bookhl=)

Как известно, конструкция первой советской бомбы воспроизводила принципиальную схему американской бомбы имплозивного типа «FatMan», однако по ряду важнейших технических показателей она превосходила прототип. К таким показателям относится высокая симметрия работы заряда советского устройства, которая обеспечивалась технологией и качеством изготовления деталей из взрывчатого вещества, выбранными технологическими и конструкторскими решениями. Свидетельством высокой симметрии были гладкие сферические керны, горячие после столь интенсивного нагружения, которые сохранялись после взрыва в серии экспериментов с зарядами натуральных размеров.

Блестящим результатом усилий не только первого советского ядерного оружейного центра, но и всей атомной отрасли явилось успешное испытание 29 августа 1949 г. первой советской атомной бомбы. Этот взрыв положил конец ядерной монополии Соединенных Штатов. Работа ученых и инженеров была высоко оценена советским правительством. К.И. Щёлкину было присвоено звание Героя Социалистического Труда с вручением ордена Ленина и золотой медали «Серп и Молот». Продолжая начатое дело со свойственной ему самоотдачей, он внес также существенный вклад в разработку и испытание следующего ядерного заряда, полностью основанного на отечественных идеях. За эту работу в 1951 г. он был награжден второй золотой медалью «Серп и Молот».

В ответ на это испытание США объявили термоядерную гонку, боясь быть обойденными русскими и стремясь добиться большего превосходства. В ноябре 1952 г. на атолле Эниветок в Южной части Тихого океана они испытали термоядерное устройство «Mike» – громоздкую экспериментальную установку. (Забегая вперед, добавим, что в 1954 г. американцы провели серию испытаний каскадных термоядерных супербомб.) Над нашей страной вновь нависла угроза безответного ядерного теперь уже сверхудара. Советские ученые и инженеры были вынуждены принять новый вызов. Накал работ в КБ-11 и в атомной отрасли в целом нарастал: 12 августа 1953 г. в Советском Союзе была испытана первая термоядерная бомба (именно бомба, то есть готовый к боевому применению заряд, а не термоядерная «лаборатория»), а 22 ноября 1955 г. – первая советская супербомба – каскадный термоядерный заряд. Американские надежды на увеличение ядерного отрыва оказались несостоятельными. Подчеркнем, что советская термоядерная программа основывалась исключительно на отечественных разработках.

За вклад в отработку и испытание первого термоядерного заряда в декабре 1953 г. Кирилл Иванович Щёлкин был награжден третьей золотой медалью «Серп и Молот».

За время работы в КБ-11 в полной мере проявился талант Кирилла Ивановича как ученого и организатора. Его отличала глубина понимания проблем, четкость постановки задач, умение работать с людьми, масштабность мышления, нацеленность на будущее. И.В. Курчатов высоко ценил энергию, знания, опыт и деловые качества К.И. Щёлкина. Его авторитет был высок среди руководителей отрасли и в научных кругах. Поэтому, когда встал вопрос о создании второго ядерного оружейного центра, на должность его научного руководителя и главного конструктора был рекомендован именно К.И. Щёлкин.

К моменту назначения на этот пост за плечами К.И. Щёлкина уже был бесценный опыт восьми лет интенсивной и эффективной работы в новой сложнейшей от-

расли науки и техники. Важнейшими вехами на этом пути были испытания первого советского ядерного заряда, первого термоядерного заряда, первой советской супербомбы – каскадного термоядерного заряда. На каждом из этапов вклад Кирилла Ивановича был значительным.

Кирилл Иванович энергично взялся за формирование нового института. Им была определена структура будущего центра и его перспективы. Много лет спустя на открытии мемориальной доски, посвященной К.И. Щёлкину, научный руководитель института академик Е.И. Забабахин сказал, что институт своими успехами во многом обязан той продуманной структуре и стратегическому плану развития, которые при его основании разработал Кирилл Иванович Щёлкин<sup>15</sup>.

Даже в самые сложные годы работы в КБ-11 и в НИИ-1011 Кирилл Иванович находил время для научных исследований по горению, которые он продолжал со своими коллегами в Институте химической физики (ИХФ). Регулярно в научных журналах появлялись его статьи, персональные и в соавторстве. Уйдя на пенсию, он не прекратил, а, наоборот, расширил научные исследования и круг научных интересов. Возросла частота его публикаций. Работы Щёлкина получили всемирное признание, их читали и цитировали. В 1963 г. выходит в свет монография «Газодинамика горения», которую он готовил совместно с Я.К. Трошиным<sup>16</sup>. Одновременно он продолжал работать над книгой по физике атома, ядра и субъядерных частиц «Физика микромира». Она увидела свет в 1965 г.<sup>17</sup>

Работы К.И. Щёлкина по газодинамике и теории детонции высоко оценивались такими специалистами как академики Н.Н. Семенов<sup>18</sup> и Я.Б. Зельдович<sup>19</sup>.

Кирилл Иванович большое внимание уделял популяризации науки, публикуя статьи во многих журналах, читая лекции. Он заботился о научной смене, организовывал кафедру горения в Московском физико-техническом институте, сам читал там лекции. Отдавая должное соратникам по атомной эпопее, К.И. Щёлкин в середине 1960-х гг. пишет вводную статью и редактирует сборник «Советская атомная наука и техника»<sup>20</sup>, приуроченный к 50-летию советской власти. Он подчеркивает, что одна из основных составляющих успеха отечественного Атомного проекта заключается в коллективном подвиге всех его участников<sup>21</sup>.

<sup>15</sup> Слово о Забабахине: Сб. воспоминаний. – 2-е изд., испр. и доп. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2016. – 176 с. : ил. С. 169.

<sup>16</sup> Щёлкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения / Акад. наук СССР. Ин-т хим. физики. – М. : Изд-во Акад. наук СССР, 1963. – 255 с., 15 л. ил. : ил. – Библиогр.: с. 250–253 (144 назв.). Электронная версия: [http://elbib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_gazodinamika-goreniya\\_1963/go,0/](http://elbib.biblioatom.ru/text/schelkin_gazodinamika-goreniya_1963/go,0/)

<sup>17</sup> Щёлкин К. И. Физика микромира : Популярные очерки. – 3-е изд., доп. – М. : Атомиздат, 1968. – 248 с. : ил. – (Научно-популярная библиотека). – Предм. указатель: с. 244–246. Электронная версия: [http://elbib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_fizika-mikromira\\_1968/go,0/](http://elbib.biblioatom.ru/text/schelkin_fizika-mikromira_1968/go,0/)

<sup>18</sup> Н. Н. Семенов. Избранные труды. В 4 т. / [Ред.-сост. акад. С. М. Алдошин и др. Отв. ред.: акад. А. Е. Шилов, д.х.н. Г. Б. Сергеев] [РАН, Ин-т хим. физики им. Н. Н. Семенова, Комис. по разработке науч. наследия акад. Н. Н. Семенова]. — М. : Наука, 2004. Т. 1, кн. 2, С. 451, 467, 579; Т. 2, С. 407–410, 427–432, 484, 522, 612.

<sup>19</sup> Зельдович Я. Б. Избранные труды. В 2 кн. / Под ред. акад. Ю. Б. Харитона, [Рос. акад. наук, Отд-ние физ. наук, Отд-ние химии и наук о материалах, Отд-ние энергетики, машиностроения, механики и процессов упр.]. — М. : Наука, 1984—1985. Кн. 1. Химическая физика и гидродинамика. С. 26, 186–188, 194 и др.

<sup>20</sup> Советская атомная наука и техника : [сб. статей] / Пред. ред. коллегии К. И. Щёлкин. – Москва : Атомиздат, 1967. – 391 с. : ил. – (50-летию Великой Октябрьской социалистической революции посвящается). Электронная версия: [http://elbib.biblioatom.ru/text/sovetskaya-atomnaya-nauka-i-tehnika\\_1967/go,0/](http://elbib.biblioatom.ru/text/sovetskaya-atomnaya-nauka-i-tehnika_1967/go,0/)

<sup>21</sup> «Овладение атомной энергией для мирных целей и обороны страны было великим подвигом советских ученых и всего советского народа. Советские люди совершили этот подвиг во время Великой Отечественной войны и первых лет восстановления народного хозяйства, понесшего огромные потери в войне.» – Там же, С. 15.

Жизнь К.И. Щёлкина оборвалась 8 ноября 1968 г. Только после смерти его имя и фотография впервые были опубликованы в газете «Правда».

Научный потенциал К.И. Щёлкина оставался высоким до последних дней, о чем свидетельствуют многочисленные публикации последних лет. Но тяжелый многолетний труд исчерпал его жизненные ресурсы. У Кирилла Ивановича никогда не было сомнения в правильности избранного пути. «Я не жалею, что потерял здоровье, – говорил он, – я счастлив, что принес пользу Родине. Если бы мне пришлось все начинать сызнова, я бы поступил так же»<sup>22</sup>.

---

<sup>22</sup> Аврорин Е. Н., Рыкованов Г. Н., К.И. Щёлкин. Военно-промышленная комиссия. 60 лет на страже Родины. – М.: Издательский дом «Оружие и технологии», 2017. С. 313–316.

## **ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ**

## Детонационная способность кислородных смесей углеводородов жирного ряда и ароматических<sup>23</sup>

А.С. СОКОЛИК, К.И. ЩЁЛКИН

Найденные нами в предыдущей работе [1] закономерности, связывающие расстояние точки детонации от искры с начальным давлением и другими факторами, а также проведенный нами анализ термодинамической теории детонационной волны представляют серьезные основания для сделанного нами вывода, что наиболее характерной взрывной константой как раз и является это расстояние. Это расстояние дает достаточно простую и в то же время непосредственную характеристику преддетонационного периода и поэтому может сыграть роль величины, характеризующей относительную детонационную способность топливной смеси.

В связи с этим нами предпринято систематическое исследование развития детонации в ряде топливных смесей – стехиометрических кислородных смесях углеводородов жирного ряда от метана до октана, присоединив к ним водородные смеси, и ароматических углеводородов – бензола и бензольных производных. Методика исследования та же, которой мы пользовались в предыдущей работе, за исключением способа приготовления смесей. В случае тяжелых углеводородов топливо отвешивается в ампуле. Ампула разбивается в откаченном сосуде, где готовится кислородная смесь нужного состава. Для получения достаточно высоких давлений в случае тяжелых углеводородов, дающих незначительную упругость пара при комнатной температуре, смесь необходимо подогреть (до 40–50°), что несколько осложняет методику эксперимента.

В нашем исследовании мы исходим из следующих общих соображений.

Развитие детонации предполагает достижение определенной скорости реакции (и в то же время, вероятно, определенного изменения этой скорости во времени, т. е. определенного ускорения). Это обуславливает соответствующую скорость возрастания давления ( $dp/dt$ ) и, следовательно, возможность достижения «детонационной плотности» во фронте горения при данной длине трубы и данных начальных условиях.

Величина же скорости реакции (и ее ускорения) должна определяться прежде всего величиной «тепловой плотности» газовой смеси (так мы называем количество тепла, выделяющегося на единицу объема смеси).

С другой стороны, скорость распространения в преддетонационном периоде будет определяться температурой воспламенения смеси (как раз этой величине японские исследователи приписывают фундаментальное значение в механизме распространения горения) [2].

Таким образом, можно ожидать, что скорость распространения (и ускорение) в преддетонационном периоде будет расти с повышением тепловой мощности смеси и понижаться с повышением температуры воспламенения.

Здесь же следует отметить, что второй фактор (температура воспламенения) вряд ли является независимой величиной, но, по всей видимости, есть эмпириче-

---

<sup>23</sup> Воспроизводится по изданию: Щёлкин К.И. Избранные труды: [сборник научных статей] / под ред. Б. Г. Лобойко. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2011. 268 с. : ил., табл.

ское отображение ускорения реакции (чем это ускорение больше, тем температура воспламенения ниже – и наоборот). Поэтому действие каталитических примесей (антиноков и возбудителей детонации), не изменяющих тепловой мощности смеси, следует приписать их действию на скорость реакции, а тем самым и на величину температуры воспламенения. Последнее подтверждается рядом экспериментальных исследований японских ученых [2] и опытами, проведенными в нашей лаборатории (работы Неймана и Сербинова). Зависимость скорости распространения горения в преддетонационном периоде от тепловой плотности и температуры воспламенения определяет и зависимость от тех же величин и расстояния точки детонаций от искры и тем самым детонационную способность топливной смеси.

Этот метод оценки детонационной способности имеет некоторое сходство с зависимостью между детонационной способностью топлива и величиной: скорость возрастания давления/температура воспламенения, которую ввели Броун и Ваткинс [3]. Как очевидно, скорость возрастания давления есть эмпирическое отображение скорости реакций.

### Опытные результаты

Проведенные нами опыты со стехиометрическими смесями кислорода с водородом, метаном, этаном, пентаном, гексаном, изооктаном, бензолом и толуолом, показали:

1. Расстояние точки детонаций от искры неизменно сокращается с увеличением числа углеродных атомов в цепи. Это соответствует параллельному росту тепловой плотности и понижению температуры воспламенения.

2. Для ароматических углеводородов это расстояние всегда больше (а, следовательно, детонационная способность меньше), чем для соответствующих углеводородов жирного ряда.

3. Детонационная способность связана с разветвлением молекулы и, например, для толуола ниже, чем для бензола; для изооктана также ниже, чем это соответствовало бы его положению в гомологическом ряду.

Отметим, наконец, что детонационная характеристика может быть дана не только сравнением расстояний точки детонации от искры, но и нижним пределом давления, при котором может возникнуть детонация (при данных взрывных условиях). Так, если метановая смесь детонирует в 1,5-метровой трубе при давлениях не ниже 100 мм рт. ст., то смесь гексана с кислородом дает отчетливую детонацию уже при 30 мм рт. ст. Нижний же предел воспламенения для этой смеси лежит около того же давления (по нашим определениям). Этот факт возможности детонации у предела воспламенения впервые открыт нами и несомненно сыграет значительную роль при исследовании механизма возникновения детонационной волны.

Поскольку все описанные выше опыты дают неизменное подтверждение общей точки зрения, развитой нами в предыдущей работе, мы предприняли (одновременно с продолжением этих опытов) исследование развития детонации в стехиометрических смесях технических топлив с кислородом (бензин и бензин + бензол). На основании этого исследования мы рассчитываем построить сравнительную таблицу детонационной способности для топлив, для которых имеются соответствующие сведения из технических опытов. Таким образом, мы получим возможность судить насколько оценка детонационной способности по предложенному

нами методу соответствует шкалам, построенным по различным общепринятым методам, например, по методу бензольного или анилинового эквивалента, по октановому числу и т. п.

**Табл. 1.** Расстояние точки детонации от искры (в см) в зависимости от начального давления (в мм рт. ст.) и от состава смеси

Смесь	Теплота горения, ккал/моль	Тепловая плотность	Температура воспламенения при 1 атм.	Давление, см рт. ст.			
				3	10	20	30
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	116	39	625°	–	–	78	52
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	212	71	670°	–	134	78	51
$\text{C}_2\text{H}_6 + 3\frac{1}{2}\text{O}_2$	370	82	550° (с возд.)	–	102	58	46
$\text{C}_6\text{H}_6 + 9\frac{1}{2}\text{O}_2$	1000	95	520°	105	48	32	27
$\text{C}_6\text{H}_6 + 7\frac{1}{3}\text{O}_2$	783	92	656°	–	54	–	47
$\text{C}_{18}\text{H}_{18} + 8\frac{1}{2}\text{O}_2$	1270	98	560°	–	–	47	–

Тем самым будет проверена возможность применить наш метод в качестве практического метода детонационной оценки моторного топлива.

### Литература

1. Соколик А., Щёлкин К. Распространение пламени в смесях метана с кислородом. – Журн. физич. химии, т. IV, вып. 1.
2. Nagai, Proc. Impet. Acad. (of Japan), 4, № 9, 525 (1928); Ib. 2, 219 (1926).
3. Brown and Watkins, Ind. Eng. Ch., 19, 363 (1927).

Журнал физической химии. – 1933. – Т. IV, вып. 2. – С. 129–131

## Распространение пламени в смесях метана с кислородом в закрытых трубах

А. С. СОКОЛИК, К. И. ЩЁЛКИН

Начало систематическому исследованию распространения пламени в газовых смесях положено классическими работами Бергло и Вьей [1], Маллард и Ле Шателье [2] и Диксона [3]. Собранный с тех пор материал оформился в одну из крупных глав физической химии (правда, очень бледно освещаемую в учебных руководствах). Будучи теснейшим образом связанным с коренными проблемами физико-химического механизма горения, этот экспериментальный материал представляет кроме того и крупнейшее техническое значение как опорная база для регулирования процессов горения в двигателе внутреннего сгорания и борьбы с газовыми взрывами в шахтах и т. п.

До последних лет среди исследователей процессов горения в двигателе замечалась тенденция резко противопоставлять явления, происходящие при распространении пламени в экспериментальных трубах, тому, что имеет место в цилиндре двигателя (главным образом из-за различия гидродинамических условий) [4]. Но после того как Витроу и Бойд [5] непосредственным фотографированием горения в двигателе показали, что и начальная фаза горения и детонация в двигателе имеет тот же характер, как это наблюдалось в трубах, эта тенденция потеряла какие-либо рациональные основания. Кроме того, Рассвейлер и Витроу [6], соединив фотографирование взрывов в цилиндре двигателя со спектрографированием, дали убедительные доказательства далеко идущей аналогии между отдельными фазами горения в двигателе, с одной стороны, и характером отдельных зон нормального бунзеновского пламени с с другой.

Наконец, настоящее исследование дает новые доказательства сходства механизма возникновения детонации в двигателе и в трубах.

Все это подкрепляет техническую ценность опытов, проводимых в искусственных условиях лабораторного эксперимента, и показывает возможность перенесения сделанных на этом материале выводов на процессы горения в двигателе.

### Методика эксперимента

Работы Ле Шателье и Диксона не только обогатили физику горения рядом ярких идей и крупных экспериментальных открытий. Они, кроме того, дали в руки исследователей плодотворный экспериментальный метод изучения распространения пламени. Этот метод, примененный и в настоящей работе, заключается в следующем.

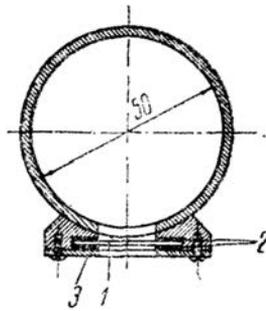


Рис. 1. Сечение трубы: 1 – окно; 2 – резиновые уплотнения; 3 – прижимная рамка

Газовая смесь, помещенная в горизонтальной трубе, зажигается электрической искрой. Распространяющееся от точки зажигания пламя фотографируется на движущейся в вертикальной плоскости светочувствительной пленке так, что в зависимости от величины скорости пламени и скорости падения пленки получается след пламени определенного наклона, тангенс угла этого наклона и характеризует скорость распространения зоны горения и газовой смеси.

Наши опыты производились в медной трубе с внутренним диаметром в 50 мм (рис. 1), составленной из трех секций: две по 50 см и одна в 100 см. Таким образом, можно было фотографировать взрывы в трубах различной длины – 50, 100, 150 и 200 см. В трубе имелись прорезы, герметически закрытые стеклянными пластинками, образующими окна размером в 200×15 мм. Непрозрачные промежутки между

окнами (черные полосы на снимках) служат отметками расстояний, пройденных фронтом горения.

Схема фотографического аппарата показана на рис. 2. Пленка (рентгеновская, фабрики им. Урицкого) 500×60 мм закрепляется на алюминиевом барабане диаметром 150 мм, скорость вращения которого регулируется в пределах от 10 до 3000–4000 об/мин набором шестерен и реостатом. Число оборотов барабана измеряется непосредственно перед опытом тахометром, закрепленным на валу барабана. Короткофокусная линза ( $F = 12$  см,  $D = 10$  см) фокусирует на пленке окна трубы, давая изображение по ширине пленки. Процесс измерения скоростей пламени сводится к нанесению по вертикальному краю пленки шкалы времени (рассчитанной по окружной скорости барабана) и измерению расстояний по известному расстоянию между отметками. Основную работу по конструированию и выполнению фотографического аппарата и экспериментальной трубы выполнил механик Института химической физики И.М. Ананьев. В разработке же методики эксперимента деятельное участие принимал лаборант Н.Б. Житков.

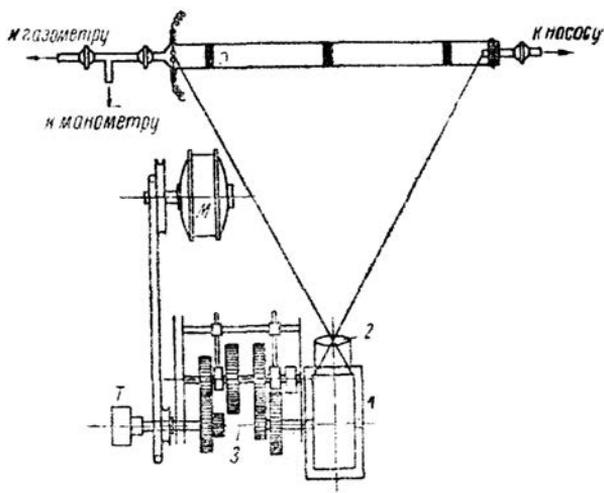


Рис. 2. Схема аппарата для фотографирования: 1 – барабан; 2 – объектив; 3 – передача; Т – тахометр

Основные опыты были проведены с кислородными смесями метана от смеси состава  $\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$  до  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$ . Метан для опытов получался очисткой технического газа фракционированной перегонкой при температуре жидкого воздуха при давлении 5 см рт. ст. Газовая смесь хранилась в газометре над водой. Таким образом, все наблюдения относятся к смесям, насыщенным водяным паром при комнатной температуре.

Зажигание смеси осуществлялось конденсаторным разрядом между позолоченными электродами в искровом промежутке 1,5 мм. Для большинства опытов служили конденсаторы в 0,02 микрофарады. Напряжение зарядки конденсатора не измерялось, а поддерживалось постоянным для серии опытов регулированием первичного тока трансформатора.

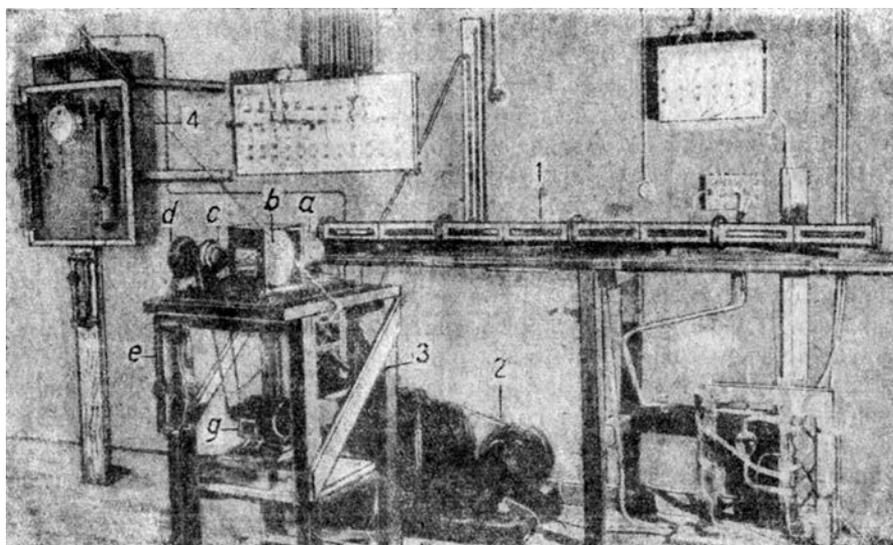


Рис 3. Общий вид установки для фотографирования: 1 – труба; 2 – насос; 4 – искровая установка; 5 – фотоаппарат; а – объектив; б – барабан; с – передача; d – тахометр; е – реостат; g – мотор

## Результаты

**1. Продолжительность горения.** Как показывает большинство фотографий, свечение не исчезает в фронте горения, но продолжается еще долгое время спустя после того, как фронт находился в данном месте трубы. Это продолжающееся за фронтом свечение принято приписывать догоранию газовой смеси (after-burning). Рассвейлер и Витроу [6] спектрографированием установили, что процессы, происходящие во фронте пламени, соответствуют горению в первичном воздухе в бунзеновской горелке (внутренний конус), а догорание аналогично горению во вторичном воздухе (внешний конус бунзеновского пламени).

Судя по нашим опытам, явление догорания наблюдается главным образом в смесях стехиометрической и с избытком кислорода. В смеси же  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  догорание слабей выражено (свечение и менее продолжительно, и менее активно).

Можно предположить, что горение углеводорода идет в несколько стадий, так что во фронте пламени образуется главным образом  $\text{CO}$ , за фронтом же идет образование воды и углекислоты. В смесях с недостатком кислорода горение может ограничиться первой фазой, и свечение за фронтом тогда почти полностью исчезает. Это показывает, например, фотография взрыва смеси  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  в стеклянной трубе длиной в 1 м и диаметром 2,5 см (фото 1). Это же отмечается в работе Бона с сотрудниками по фотографированию пламен тройных смесей  $\text{CH}_4 - \text{H}_2 + \text{O}_2$ . Тонкий фронт без догорания был получен ими для смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{H}_2$ , в которой количество кислорода достаточно только для сгорания углерода ( $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{H}_2 = 2\text{CO} + 3\text{H}_2$ ). Предпочтительное сгорание углерода во фронте пламени было доказано непосредственным анализом продуктов горения.

Нашими опытами удалось установить, что продолжительность свечения зависит, кроме того, и от диаметра трубы, что очевидно из сравнения фот. 1 с фото 2, на

которой заснято горение той же смеси  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  в трубе той же длины, но большего диаметра.

Эллис и Вилер [8] отмечали, что продолжительность свечения за фронтом пламени возрастает со скоростью распространения. Наши опыты не дают подтверждения этому наблюдению, как это видно из ниже помещенной таблицы. В ней вместо скоростей распространения приведена обратная скорости величина – время прохождения пламенем определенного расстояния.

Эта же таблица позволяет сделать тот вывод, что продолжительность свечения неизменно возрастает с ростом начального давления. Это же подтверждается опытами Давид и Дэвис [9], изучавших радиацию при горении  $\text{CO}$ .

Смесь $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$						Длина 1 м				Смесь $\text{CH}_4 + \text{O}_2$					
Длина 1/2 м										Длина 1/2 м					
Давление		Продолж. свечения		Время распр.		Продолж. свечения		Время распр.		Давление		Продолж. свечения		Время распр.	
10	см рт. ст.	17	msec	1,7	msec	18	msec	2,2	msec	5	см рт. ст.	13	msec	2,2	msec
15	„	18	„	1,4	„	23	„	2	„	10	„	15	„	2,2	„
20	„	23	„	1,5	„	26	„	2	„	20	„	19	„	2	„
30	„	29	„	1,6	„	–	„	–	„	–	„	–	„	–	„

**2. Период индукции.** Начало распространения пламени редко совпадает с моментом электрического разряда. Между ними всегда имеется некоторый промежуток времени – период *индукции для распространения пламени* (time-lag). Характерный пример представляет фото 3, где период индукции равен около 0,001 см. Точное измерение его в большинстве случаев крайне затруднено благодаря слабой активности начальной фазы распространения, так что момент начала поступательного движения фронта пламени редко удается точно фиксировать. Во всяком случае изучение наших фотографий показывает:

1. Уменьшение периода индукции с ростом начального давления – для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  он понижается от 0,5 до 0,1 msec при росте давления от 10 до 20 см рт. ст.

Примерно так же изменяется величина периода индукции и для других смесей, что вполне соответствует зависимости периода индукции от давления при тепловом зажигании газовых смесей, подробно исследованных Нейманом, Егоровым и Сербиновым [10].

2. Величина периода индукции зависит от состава смеси и, например, для смеси  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  она значительно больше (почти в 10 раз), чем для стехиометрической. Можно предположить, что величина периода индукции будет значительно возрастать по мере приближения к пределам воспламенения, но это требует самостоятельного изучения.

Обращаем внимание здесь же на фото 7 – горение смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$ , для которой период индукции достигает величины 4 msec (при давлении 50 см рт. ст.).

**3. Начальная фаза распространения пламени.** Следующая за периодом индукции начальная фаза распространения пламени имеет двойкий характер: или фронт горения продвигается с непрерывно возрастающей скоростью, или же ско-

рость распространения на некотором расстоянии сохраняется постоянной. Примером второго случая служит фото 4. Здесь почти до конца трубы пламя движется с постоянной скоростью, равной 250 м/сек. Со времени Ле Шателье принято различать распространение пламени с постоянной скоростью (так называемой *uniform movement*), приписывая ему особый механизм распространения – передачей горения от слоя к слою теплопроводностью. Именно для этого случая Ле Шателье дал свою формулу распространения горения. Принято считать, что этот случай реализуется только в особых условиях (при зажигании у открытого конца и закрытом другом конце трубы) и дает скорость пламени порядка 1 м/сек. Но, как показывает приведенная фотография (одна из многих десятков), такой случай равномерного распространения пламени может быть получен и в закрытой трубе и давать несравненно большую скорость, близкую к скорости звука. Это лишний раз подтверждает ограниченное значение предложенного Ле Шателье закона распространения пламени [11].

**4. Остановка и отброс пламени.** Следующим характерным моментом в начальной фазе распространения пламени является остановка пламени, отмеченная стрелкой на фото 3. Объяснение этому явлению дал Пайман [12]. Пламя распространяется от точки зажигания по оси трубы (не касаясь ее стенок) и в перпендикулярном к оси направлении. В результате последнего распространения и происходит в определенный момент соприкосновение пламени со стенкой и остановка пламени (результат усиленной теплоотдачи). Здесь же наблюдается раздвоение фронта горения. Объяснение этому дано Киркбай и Вилером [13]. Начальная фаза горения может заканчиваться не только остановкой, но и отбросом пламени назад. Это видно на трех приводимых снимках (фото 5, 6). То же можно наблюдать и на фото 2.

Диксон [3] предположил, что отброс пламени назад обусловлен действием звуковой волны, исходящей из точки зажигания и отраженной от противоположного закрытого конца трубы. По скорости звука в данной газовой смеси он строил след этой волны (так же, как это показано на наших снимках), причем для детально исследованной им смеси  $C_2N_2 + O_2$  получил хорошее совпадение – отраженная звуковая волна неизменно встречала фронт пламени в месте отброса. След отраженной звуковой волны непосредственно виден (по мнению Диксона) в части трубы, заполненной продуктами горения, где звуковая волна вызывает на своем пути усиленное сгорание (или рекомбинацию отчасти диссоциированных во фронте пламени продуктов горения) (см. фото 4–6).

Мы произвели то же построение для исследованных нами смесей метана и окиси углерода с кислородом и получили противоположный Диксону результат.

Скорость звука нами подсчитана по известной формуле Лапласа:  $c = \sqrt{(\gamma RT)/M}$ , причем для вычисления  $\gamma$  мы принимали следующие величины теплоемкостей:

$CH_4$	$cV = 6,40$	$cP = 8,31$
CO	$cV = 5,01$	$cP = 7,006$
$O_2$	$cV = 5,06$	$cP = 7,06$

В результате подсчета получены следующие величины для скоростей звука в смеси:

$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	$c = 350,6$	м/сек
$\text{CH}_4 + 1\frac{1}{2}\text{O}_2$	$c = 356,6$	„
$\text{CH}_4 + \text{O}_2$	$c = 368,1$	„
$\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$	$c = 339,0$	„
$2\text{CO} + \text{O}_2$	$c = 335,7$	„

Как видно из приводимых нами фотографий (фото 2, 4, 5–9), предположение Диксона ни разу не оправдывается – *отраженная звуковая волна встречает фронт пламени неизменно раньше места отброса*.

В случае справедливости диксоновского объяснения расстояние места отброса от точки зажигания должно было бы при постоянной длине трубы увеличиваться с возрастанием начальной скорости пламени. Но и это также решительно опровергается тремя снимками (фот. 7–9) горения смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$  в двухметровой трубе при начальном давлении 10, 30 и 50 см рт. ст.

Мы получаем здесь следующее соотношение между начальной скоростью и положением точки отброса.

Начальное давление $2\text{CO} + \text{O}_2$		Начальная скорость пламени		Расстояние отброса от искры	
10	см рт. ст.	59	м/сек	58	см
30	„	80	„	70	„
50	„	53	„	73	„

Расстояние точки отброса от искры возрастает с начальным давлением, но не со скоростью. Правильнее предположить поэтому, что отброс обусловлен ростом давления впереди фронта пламени и что, следовательно, его положение должно определяться одновременно и длиной трубы, и скоростью возрастания давления, и начальным давлением. Именно этой точки зрения придерживается Фрезер [14].

Отбрасывая заманчивое по своей простоте и наглядности (но в то же время совершенно неверное) представление Диксона, мы попытаемся рассмотреть, как этот тип распространения пламени связан с общей гидротермодинамической теорией распространения взрывной волны, основанной трудами Гюгонио–Жуге–Беккера [15]. Наряду со скоростью распространения ударной волны  $D$  теория рассматривает движение в месте сжатия и самой массы газа, так называемую «массовую скорость»  $W$ , направленную в ту же сторону, что и ударная волна. Обе скорости связаны следующим соотношением:

$$W = \frac{2}{1 + \gamma} D \left( 1 - \frac{c^2}{D^2} \right),$$

где  $\gamma$  – отношение теплоемкостей;  $c$  – скорость звука (это уравнение, выведенное Рюденбергом, представляет следствие из основных уравнений теории) [16].

Для случая, когда  $D$  значительно меньше  $c$  (а как раз этот случай и характерен для рассматриваемого нами типа распространения взрыва), «массовая скорость» становится отрицательной – поток газа направлен в сторону, противоположную движению фронта пламени, передающего горение. Это направление газового потока должно создавать разрежение за фронтом волны и обуславливать тем самым отброс фронта горения назад.

На рис. 4 вычерчена кривая Гюгонюи, дающая зависимость между удельным объемом и давлением во фронте взрывной волны. Начальное состояние (параметры свежей смеси) представлены точкой  $A(P_1, V_1)$ . Если состояние газа во фронте горения представлено частью кривой, лежащей ниже точки  $E$ , то это означает, что воспламенение газовой смеси (переход из  $A$  на кривую) сопровождается возрастанием удельного объема  $V_2 > V_1$ , т. е., что плотность за фронтом горения меньше плотности несгоревшего газа. При распространении в трубе, открытой у конца зажигания и закрытой в противоположном конце, будет иметь место непрерывное выравнивание давления и равномерное движение пламени (uniform movement), изученное Ле Шателье. В закрытой же трубе мы для этого случая наблюдаем отбросы пламени назад. При этом отбросы должны периодически повторяться с распространением пламени и перейти в вибрацию, рассматриваемую ниже.

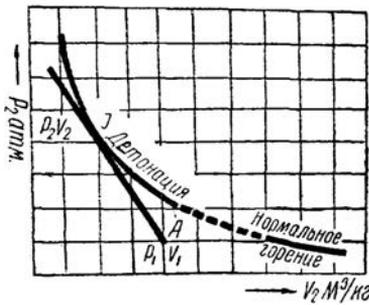


Рис. 4. Кривая Hugoniot

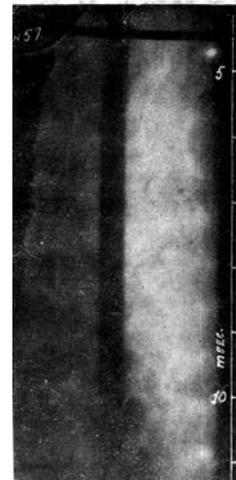
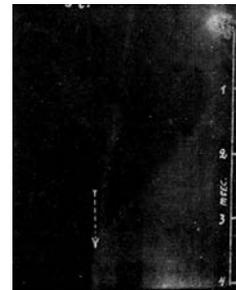


Фото 1

Фото 2

Фото 3

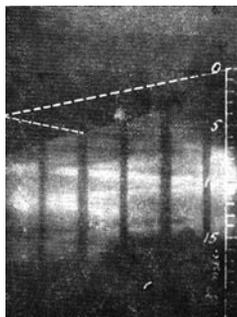


Фото 4

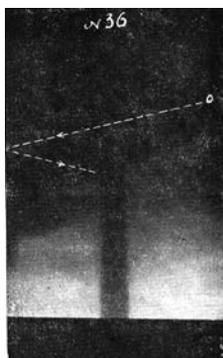


Фото 5

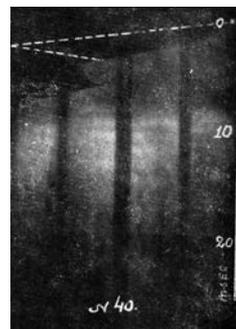


Фото 6

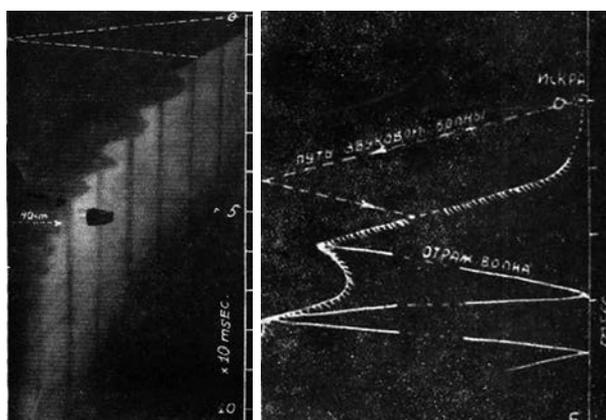


Фото 7

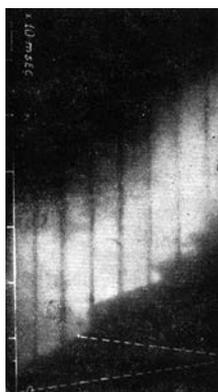


Фото 8



Фото 9

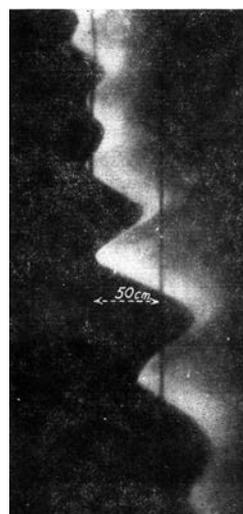


Фото 10

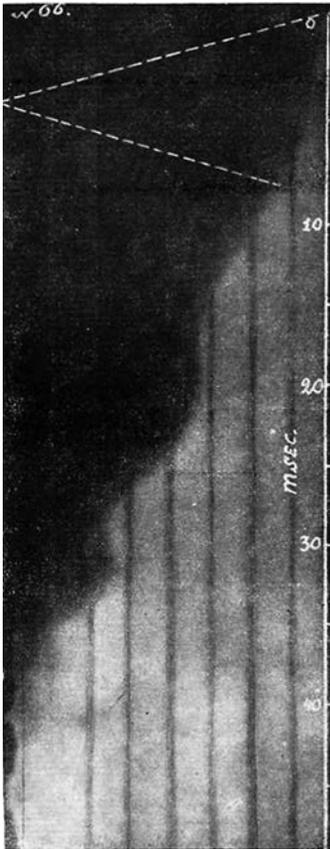


Фото 11

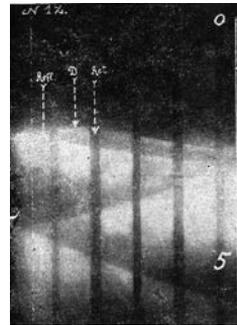


Фото 12

Как следует из уравнения для массовой скорости, реализация данного недетонационного типа распространения горения определяется величиной скорости  $D$ , т. е. и интенсивностью, и скоростью распространения пламени в начальном периоде. А здесь существенным фактором является источник зажигания. Таким образом, мы приходим к важной проблеме изучения самого воспламенения газовой смеси как фактора, определяющего тип распространения газового взрыва.

Показав, как рассмотренный здесь тип распространения пламени укладывается в общую схему гидротермодинамической теории, мы должны в то же время отметить, что сама эта теория является формальной и не дает возможности объяснить, чем же в окончательном счете обусловлен тот или иной тип горения, чем, например, обусловлен переход из начального состояния на участок кривой, лежащий ниже точки  $E$  (рис. 4), или малая по сравнению со скоростью звука скорость взрывной волны  $D$ . Все это остается по-прежнему предметом для дальнейшего исследования.

**5. Вибрационный период.** Вибрации фронта горения, зафиксированные на фот. 7–11, заслуживают особого внимания ввиду того, что с ними часто пытаются связывать явление детонации в двигателе. Основанием для этого сопоставления служит обычно то, что признаком детонации в двигателе («Кносок») до сих пор служат характерный звук и вибрации на индикаторной кривой в месте скачка давления.

Отметим прежде всего сомнительность второго признака, обязанного, по всей вероятности, собственным колебаниям воздушного столба в индикаторной трубке. И кривые давления, снятые электрическим индикатором, как показали Витроу и Бойд [5], никакой вибрации при детонации не обнаруживают.

Остается второй признак – звук, связь которого с вибрацией и интенсивностью взрыва отмечает Морган [17]. По Моргану, в смесях метана с воздухом вибрация и звук появляются только при длине трубы, превосходящей определенную величину. Это же наблюдали Киркбай и Вилер [13].

Наши опыты не дают подтверждения этому наблюдению. Вибрация пламени в смеси  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  (частота 1400 пер/сек) отмечается в полуметровой трубе (фото 10) и не появляется в трубах большей длины. Для смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$  отмечена вибрация в двухметровой трубе (фото 8) с частотой 208 пер/сек.

Предполагая, что вибрация пламени связана с вибрацией столба газа определенной длины, мы подсчитали эту длину для обоих случаев, приняв что пучность образуется у фронта пламени – в начале вибрации, а узел – в конце трубы, впереди фронта по формуле  $L=4N/c$ , где  $N$  – частота, а  $c$  – скорость звука. Полученные таким образом расстояния от начала вибрации до конца трубы хорошо совпадают с действительными расстояниями:

для смеси	$\text{CH}_4 + \text{O}_2$	вычисленное	$L = 7$ см	найдено	7 см
„	$2\text{CO} + \text{O}_2$	„	$L = 42$ см	„	40 см

Повышение частоты, которое должно было бы иметь место по мере укорочения вибрирующего столба газа с продвижением вперед фронта горения, может быть компенсировано соответствующим повышением скорости звука, как результат повышения температуры газовой смеси впереди фронта (сжатие, радиация).

Об отсутствии же какой-либо связи между вибрацией пламени и детонацией говорят все нижеописываемые опыты с детонационными взрывами, в которых никогда не наблюдалось предшествующей им вибрации; и наоборот амплитуда вибрации может достигать значительной величины (до 0,5 м, как показано на фото 11) без того, чтобы появилась детонация (в данном случае взрыв распространяется в семиметровой трубе в смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$ , при начальном давлении в 30 см рт. ст.).

**6. Детонация.** Если признаком детонации в двигателе служили до последнего времени характерный звук и вид индикаторной кривой, то в трубах детонация характеризуется как особая фаза распространения пламени с постоянной скоростью порядка 2000–3000 м/сек. Как мы уже говорили, только после работы Витроу и Бойда [5] появились основания отождествлять оба эти явления, поскольку фотографированием показано наличие и в двигателе, в случае детонации, предельной скорости распространения пламени. Если в двигателе детонация наблюдается для особых сортов топлива и при определенных степенях сжатия, то опыты в трубах констатировали явление детонации для самых разнообразных газовых смесей, зажженных при атмосферном давлении.

Подробнейшее исследование детонации в газовых смесях дал Диксон в классических работах 1893 и 1903 г. [3]. Там же систематизированы характерные признаки детонации:

1. Сопровождающая ее возникновение ретонационная волна – волна сжатия, идущая назад со скоростью, несколько меньшей скорости детонации;

2. Постоянство скорости при детонации: эта характеристика была дополнена в последних работах Бона и Фрезера [18].

Наши опыты впервые обнаружили появление детонации в кислородных смесях метана при значительно более низких начальных давлениях. Так детонация в смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  возникает в 1,5-метровой трубе уже при 10 см рт. ст. начального давления (фото 12) и при 15 см рт. ст. в метровой трубе. (Диксон наблюдал детонацию в метановых смесях при 50 см рт. ст. начального давления, а в водородных смесях – при 20 см рт. ст.) [19]. Фото 13 и 14 воспроизводят заснятую крупным планом часть трубы, где возникает детонация, и показывает абсолютное постоянство скорости пламени (след пламени – прямая линия). Косвенным подтверждением детонационного характера взрыва является и бризантный эффект – при таких взрывах разлетаются стеклянные окна толщиной в 4 мм (при начальном давлении смеси в 10 см рт. ст.).

Возникновение детонации при давлениях, близко подходящих к пределу воспламенения (для данного источника зажигания около 5 см рт. ст.), указывает на то, что как раз этот тип распространения пламени является наиболее общим.

Смесь  $\text{CH}_4 + 1\frac{1}{2}\text{O}_2$  при 10 см рт. ст. в той же трубе детонации не дает (фот. 15), хотя отраженная от конца трубы волна сжатия (reflexion wave по Диксону) получает скорость 2650 м/сек. Но, начиная с 15 см рт. ст. та же смесь дает отчетливую детонацию (фото 16, 17). Наконец, для смеси эквимолекулярной мы в двухметровой трубе при тех же давлениях детонации не обнаружили (необходима большая длина).

Это несколько противоречит наблюдениям других исследователей, считающих смесь  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  наиболее энергичной и легче всего дающей детонацию [19].

Для этой же смеси Диксон приводит большую скорость детонации (2530 м/сек), чем для стехиометрической (2300 м/сек).

Ниже при обсуждении экспериментальных результатов, мы подробнее рассмотрим это кажущееся противоречие со старыми наблюдениями. Сейчас же только отметим, что в его основе лежит господствующее до сих пор, но совершенно неправильное представление о скорости взрывной волны, как характерной для интенсивности взрыва константы.

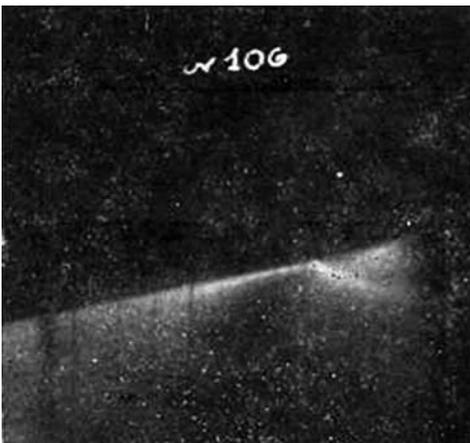


Фото 13

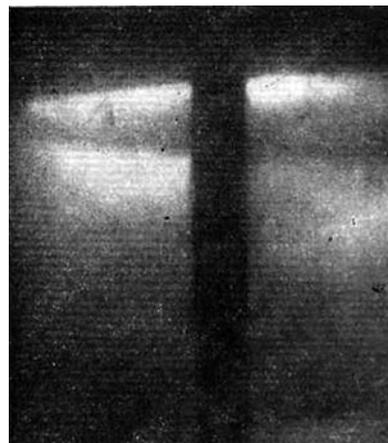


Фото 14



Фото 15



Фото 16

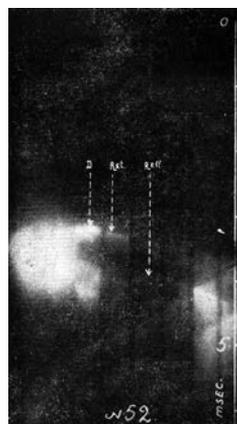


Фото 17

Надо сказать, что наши измерения дают для детонации метановых смесей вообще большие скорости:

для смеси	$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	при давлении	10	см рт. ст.	$D = 2510$	м/сек
„	„	„	15	„	$D = 2560$	„
„	„	„	20	„	$D = 2510$	„
„	$\text{CH}_4 + 1\frac{1}{2}\text{O}_2$	„	15	„	$D = 2480$	„
„	„	„	20	„	$D = 2300$	„

Эти измерения не могут претендовать на большую точность ввиду относительно небольшой окружной скорости пленки. Но, как видно из этих данных, скорость детонации мало зависит от начального давления (если вообще зависит непосредственно от него). Это подтверждается и опытами Эджертона и Гейтса [20], которые показали, что при возрастании давления в семь раз скорость детонации возросла только на 5%.

**7. Расстояние точки детонации.** Но зато с ростом начального давления неуклонно сокращается расстояние от точки возникновения детонации до искры. Это же расстояние удлиняется с удлинением трубы (для давления до 20 см рт. ст.).

Расстояния от точки детонации до искры для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$

Длина трубы, м	Давление, см рт. ст.		
	10	15	20
	Расстояние точки детонации, см		
1,5	110	98	80
2	137	108	85

Впервые зависимость расстояния от начального давления до точки детонации была открыта Лаффитгом и Дюмануа [21] для смеси и начальных давлений от 1 до 6,6 атм. При повышении давления от 1 до 6,5 атм это расстояние сокращалось от 70 до 27 см.

В опытах с кислородными смесями пентана и ацетилена Эджертон и Гейтс [22] отмечают приближение точки детонации с повышением начального давления до 3 атм. Дальнейшее повышение давления эффекта не дает.

Эти данные говорят как будто за то, что детонация возникает в трубе (также как и в двигателе) при достижении определенной степени сжатия (плотности) во фронте горения. Естественно, что соответствующая степень сжатия (плотность газовой смеси) при прочих равных условиях наступает тем позже, чем длиннее труба и тем раньше, чем выше начальная плотность.

Если наше предположение правильно, то следует ожидать, что необходимая для возникновения детонационной волны степень сжатия наступит тем раньше (т. е. расстояние от искры до точки возникновения детонации будет тем короче), чем, во-первых, больше начальная плотность смеси (т. е. чем выше начальное давление) и, во-вторых, чем меньше объем сосуда.

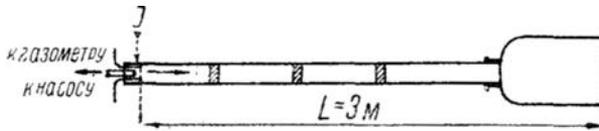


Рис. 5. J – искровой промежуток

Для проверки этого предположения мы поставили следующие опыты. После того как была сфотографирована детонационная волна в обычных условиях (длина трубы 300 см, диаметр 2 см, начальное давление 15 см рт. ст.), к взрывной трубе был присоединен сосуд (рис. 5), но так, что общая длина при этом оставалась прежней. Таким образом, мы фотографировали взрывы при постоянной длине и переменном объеме. Один из результатов таких опытов приведен на фото 18, где сопоставлены два взрыва: № 103 – взрыв в трубе без сосуда и № 103 – взрыв с присоединенным сосудом (общий объем вдвое больше). Как показывает фотография, увеличение начального объема отдалило точку детонации от искры на 63 см. На фото 19 воспроизведены те же опыты, но в трубе длиной в 165 см. Повышение объема отдалило точку детонации на 50 см. Здесь, кроме того, мы наблюдаем угасание детонационной волны (резкое падение скорости) при ее переходе из трубы в сосуд большего диаметра, что в свое время было найдено Лаффитгом [23].



Фото 18



Фото 19

С нашей точки зрения становятся понятными и результаты других опытов Лаффита [24], показавшего на примере детонационной волны в смеси, что детонация возникает тем позже, чем больше диаметр трубы (т. е. чем больше ее объем). Сам Лаффитт никакого объяснения найденному им факту не дал.

**8. Детонация в двигателе и детонационная характеристика топлива.** С точки зрения найденной нами зависимости между расстоянием от искры до точки возникновения детонации, с одной стороны, и начальным давлением (верней – плотностью) и объемом смеси, с другой, – становятся ясными и условия возникновения детонации в двигателе, и тем самым лишней раз подтверждается глубокая аналогия в распространении горения в двигателе и в экспериментальных условиях.

Прежде всего наши опыты показывают значение понижения начального давления дросселированием и относительной степени сжатия как мер, предупреждающих появления детонации. Мы можем теперь сказать, что этими мерами достигается отдаление точки детонации от свечи.

Так же уясняется значение опережения зажигания как фактора, способствующего появлению детонации. Чем больше опережение зажигания, тем большую часть пути в камере сгорания пламя пройдет при постоянном или уменьшающемся объеме (до начала хода расширения) и тем вероятней возникновение детонации при достаточной степени сжатия.

Наоборот, при уменьшении величины опережения зажигания расширение начинается раньше, чем пламя успеет пройти путь от искры до точки детонации, и распространение горения замедляется.

Уже из этого сопоставления ясно, что расстояние точки детонации от искры (при данных условиях) является важнейшей величиной, определяющей самую возможную возникновения детонации в двигателе. Можно, кроме того, предположить, что измерение этой величины для различных топливных смесей при постоянных, стандартных условиях (постоянная длина и диаметр трубы, определенное начальное давление, постоянный источник зажигания) даст новый простой и надежный способ для объективной оценки детонационной способности топлива. Это предположение было в свое время высказано А.В. Загулиным [25].

Для проверки этой возможности мы проделали сравнительные опыты со стехиометрическими смесями метана и этана с кислородом. Общеизвестно, что детонационная способность углеводородов жирного ряда возрастает с увеличением числа углеродных атомов, что можно объяснить хотя бы повышением удельной тепловой мощности (теплоты, выделяющейся при сгорании на единицу объема). Результаты наших опытов приведены в таблице и показывают, что детонация в этановых смесях возникает раньше, чем в метановых.

Начальное давление	Расстояние точки детонации в смесях	
	$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	$2\text{C}_2\text{H}_6 + 7\text{O}_2$
10 см рт. ст.	137 см	113 см
15 см рт. ст.	98 см	84 см

Несмотря на полученный нами положительный результат, для окончательной проверки возможности дать таким способом детонационную характеристику то-

плива необходимы дополнительные систематические опыты для гомологического ряда углеводородов от метана до тяжелых углеводородов типа октана, исследование влияния на величину расстояния точки детонации примесей, дающих характерный эффект в двигателе (возбудителей детонации и антинокков). Это исследование нами сейчас ведется.

**9. Скорости детонации.** Как мы отметили выше, до сих пор в качестве мерил для оценки интенсивности взрыва пользуются величиной скорости взрывной волны. Так первыми в этом ряду обычно ставят водородные смеси, дающие большие скорости детонации. На этом же основании принято считать, что эквимолекулярные смеси (метана, циана с кислородом) дают более интенсивный взрыв, чем смеси стехиометрические, поскольку для первых найдена большая скорость детонации. Это идет от Диксона, который на основе сравнения скоростей взрывной волны для смесей с различным содержанием кислорода делал даже заключения о механизме горения во фронте волны [3].

Насколько же правильна эта точка зрения?

Для получения ответа исследуем детальней, что же определяет величину детонационной скорости.

Скорость детонации можно вычислить исходя из теории Жуге–Беккера двумя способами.

Зависимость между давлением ( $P_2$ ) и удельным объемом ( $V_2$ ) в ударной волне, создаваемой при распространении фронта пламени, дается уравнением адиабаты Гюгионо

$$\frac{1}{2}(P_1 + P_2)(V_1 - V_2) = C_v(T_2 - T_1) - Q,$$

где  $P_1$  и  $V_1$  – начальное давление и удельный объем газовой смеси;  $C_v$  – средняя теплоемкость продуктов горения;  $T_2$  – температура во фронте волны;  $Q$  – тепловой эффект реакции.

На рис. 4 показана адиабата Гюгионо, вычерченная по этому уравнению. Уравнение Гюгионо совместно с уравнением Клапейрона  $P_2 V_2 = h_2 R T_2$  не дает еще значений  $P_2$  и  $V_2$ , соответствующих детонации. Для нахождения их необходимо еще третье дополнительное условие (соответственно числу неизвестных –  $P_2$ ,  $V_2$ ,  $T_2$ ). Это условие может быть дано в двойкой форме. Во-первых, точка детонации на кривой Гюгионо может быть определена как точка касания этой кривой с прямой, проведенной через точку начального состояния ( $P_1$ ,  $V_1$ ). По значениям  $P_2$  и  $V_2$ , соответствующим точке касания, скорость детонации вычисляется по формуле

$$D = V_1 \sqrt{\frac{P_2 - P_1}{V_1 - V_2}}.$$

Этот способ построения показан на рис. 4. Если вычертить таким образом кривые Гюгионо для различных начальных состояний (различных начальных давлений), мы получим семейство кривых, а определив точки касания, найдем детонационные параметры для различных начальных состояний. Мы проделали этот расчет для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  для давлений от 200 мм рт. ст. до 3 атм и для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  для давлений от 15 см рт. ст. до 1 атм. При этом мы приняли следующие значения для теплоемкостей;

для  $\text{CO}_2$   $\bar{C}_v = 8,84 + 0,00058$ , для  $\text{H}_2\text{O}$   $\bar{C}_v = 3,413 + 0,00215$ ;

для  $\text{CH}_4$   $\bar{C}_v = 6,4$ ; для  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$   $\bar{C}_v = 4,8$ .

Результаты вычислений приведены ниже в таблицах, а для метановой смеси, кроме того, представлены кривой по на рис. 6. Здесь все семейство кривых для начальных давлений от 15 см рт. ст. до 1 атм практически сливается в одну кривую.

Как совершенно очевидно из таблицы, скорость детонации колеблется около некоторой средней величины, оставаясь практически постоянной (в среднем – около 2850 м/сек для водородных смесей). Но полученное в результате наших вычислений постоянство детонационной скорости не является случайным. Оно следует в качестве общего вывода из термодинамической теории детонационной волны.

**Табл. 1.** Смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$

$P_1$	$V_1$ , м <sup>3</sup> /кг	$P_2$ , атм	$V_2$ , м <sup>3</sup> /кг	$\mu = V_1 / V_2$	$V_1 - V_2$	Скорость детонации, м/сек	
						вычисленная	наблюдаемая (по Диксону)
3 атм	0,62	64,5	0,33	1,88	0,29	2870	–
2 атм	0,93	44,0	0,5	1,86	0,43	2900	2872
1 атм	1,87	22,0	0,95	1,96	0,92	2840	2821
500 мм рт. ст.	2,84	14,5	1,5	1,90	1,34	2950	2775
300 мм рт. ст.	4,7	8,7	2,5	1,88	2,1	2900	2705
200 мм рт. ст.	7,1	5,7	3,8	1,87	3,3	2900	2627

**Табл. 2.** Смесь  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$

Давление в мм рт. ст.	Скорость детонации, м/сек		
	вычисленная		наблюдаемая
1000	2530	2319	(Диксоном)
760	2530	2320	„
200	2530	2510	(нами)
150	2530	2500	„
100	2530	2500	„

В самом деле, второй и наиболее употребительный способ вычисления скорости детонационной волны основан на том, что к уравнению адиабаты Гюгонио присоединяется третье условие в таком виде: параметры, соответствующие точке детонации, определяются как координаты точки касания адиабаты Гюгонио с нормальной адиабатой –  $PV^\gamma = \text{const}$ . Это условие определяется уравнением

$$\frac{P_2 - P_1}{V_1 - V_2} = - \left( \frac{dP_2}{dV_2} \right)_{ad} = \gamma_2 \frac{P_2}{V_2}$$

В этом случае уравнения для вычисления детонационной скорости принимают такой вид:

$$\bar{C}_v(T_2 - T_1) = Q + \frac{1}{2}(\mu - 1) 1,985 \left( n_2 T_2 + \frac{n_1 T_1}{\mu} \right) \quad (1)$$

$$D = \mu \sqrt{\gamma_2 T_2 n_2 \cdot 1,985}; \quad \gamma_2^2 \mu - \mu(\gamma_2 + 1) + \frac{n_1 T_1}{n_2 T_2} = 0 \quad (2)$$

где  $\gamma_2$  – отношение теплоемкостей для продуктов сгорания;  $\mu = V_1/V_2$ , т. е. степень сжатия во фронте ударной волны;  $n_1$  и  $n_2$  – числа молекул на 1 г смеси до и после горения.

Решение этой системы уравнений затрудняется тем, что в результате подстановки мы получаем полное уравнение четвертой степени для  $T_2$ . Вычисляется же  $D$  способом постепенных приближений таким образом, что сначала пренебрегают вторым членом правой части первого уравнения и грубо определяют  $T_2$ . По этому значению вычисляется в первом приближении значение для  $\gamma_2$  и из второго уравнения – значение для  $\mu$ . Подставляя же их в уравнение (1), вычисляют уже более точное значение для  $T_2$ . По нему определяются вторые приближения для  $\gamma_2$  и  $\mu$ . Обычно уже после этого величины  $T_2$ ,  $\gamma$  и  $\mu$  заметно не изменяются, так что по найденным значениям их можно подсчитать скорость детонационной волны [26].

Приведем для примера такое вычисление для смеси  $\text{CH}_2 + 2\text{O}_2$ . Приняв для теплоемкости значения, предложенные Кастом:

$$\text{для } \text{H}_2\text{O } \bar{C}_v = 3,413 + 0,00215T_2;$$

$$\text{для } \text{CO}_2 \bar{C}_v = 8,84 + 0,00058T_2;$$

$$Q = 210\,500 \text{ кал,}$$

имеем

$$[2(3,413 + 0,00215T_2) + (8,84 + 0,00058T_2)](T_2 - 283) = 210500.$$

$$\text{Отсюда } T_2 = 6791^\circ$$

$$\gamma_2 = 1 + \frac{1,985}{C_v} = 1 + \frac{1,985 \cdot 3}{2(3,413 + 0,00215 \cdot 6791) + (8,84 + 0,00058 \cdot 6791)} = 1,122$$

(первое приближение). Подставляя это значение в уравнение (2):

$$1,122\mu_2 - 2,122\mu + 283/6791 = 0, \text{ откуда } \mu = 1,871.$$

Полученные значения  $\gamma_2$  и  $\mu_2$ , подставленные в уравнение (1), дают

$$0,00488T_2^2 + 15,348T_2 - 214900 = 0, \text{ откуда } T_2 = 5247^\circ.$$

Второе приближение для значений  $\gamma_2$  и  $\mu_2$ :

$$\gamma_2 = 1,144 \text{ и } \mu = 1,849$$

так что

$$D = 1,849 \sqrt{\frac{1,144 \cdot 5247 \cdot 3,8320}{80}} = 2530 \text{ м/сек.}$$

Как ясно, и значения для  $T_2$  и, следовательно, значения для  $\gamma_2$  и  $\mu_2$  будут получаться вне зависимости от величины начального давления (или удельного объема  $V_1$ ). Мы во всех случаях имеем постоянную степень сжатия во фронте волны  $\mu_1$  и постоянную скорость  $D$  независимо от начального давления. В этом отношении детонационная волна аналогична обычной звуковой волне. Таким образом, теория не дает возможности предвидеть и вычислить какое-либо изменение скорости детонации при изменении начального давления (см. Жуге) [27].

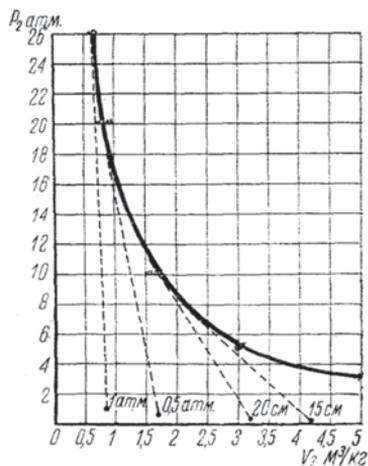


Рис. 6. Кривая Hugoniot для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$

Как же это согласуется с опытными данными?

Единственные (кроме наших) измерения скорости детонационной волны проделаны Диксоном для водородных смесей при давлениях от 2 атм до 200 мм рт. ст. и для метановых смесей – при давлениях до 500 мм рт. ст. Результаты этих измерений приведены в таблицах и показывают неизменный (хотя и незначительный) рост детонационной скорости с повышением начальной плотности, причем этот рост по данным Диксона практически исчезает при давлениях больших 2 атм. Наши же измерения показывают, что скорость детонационной волны для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  остается практически постоянной и хорошо согласуется с вычисленным значением (в противоположность диксоновским результатам).

Как было сказано выше, наши измерения не могут претендовать на большую точность. В то же время лучшее совпадение наших опытных данных с вычисленными просто объясняется из рассмотрения выражения для скорости детонации

$$D = V_1 \sqrt{\frac{P_2 - P_1}{V_1 - V_2}}$$

При подсчете  $V_2$  основным источником ошибок является значение величины теплоемкости для высоких температур и количества тепла, выделяющегося во фронте волны. Мы произвольно приравниваем последнюю величину теплоте реакции (при полном сгорании), хотя заранее известно, что это не соответствует действительности (см., например, у Михельсона [28]). При этом, как легко убедиться при решении уравнения Гюгонио, преувеличение значения  $Q$  приводит к соответствующему повышению и значения для  $V_2$ , а тем самым и для скорости  $D$ . Но если эта ошибка резко сказывается на результате при малых значениях  $V$  (при больших начальных давлениях), то при больших значениях  $V_1$  (при снижении начального давления) ошибка от вычисления  $V_2$  будет сказываться на величине скорости  $D$  значительно слабее, и в этом случае можно, следовательно, ожидать лучшего схождения экспериментальных данных с результатом вычисления, как это и имеет место в действительности.

Окончательные же выводы о зависимости скорости детонационной волны от начального давления следует отложить до постановки более точного эксперимента. Но уже сейчас очевидно, что в то время, как существует совершенно несомненное повышение детонационной способности топливной смеси с повышением начального давления (обнаруживаемое на приближении точки детонации), такой явной связи между скоростью детонации и начальным давлением нет. Для подтверждения этого стоит привести и то обстоятельство, что величина скорости детонационной волны не соответствует величинам давлений во фронте волны. Так для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  скорость равна 2800 м/сек, а для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  это 2300 м/сек (по измерениям Диксона); давления же, развиваемые во фронте волны, для первой смеси равны около 20 атм, а для второй – около 30 атм (по непосредственным измерениям Кемпбелла). Таковы же примерно и вычисленные значения для этих давлений.

Отсюда со всей убедительностью следует, что как раз величина скорости детонационной волны является наименее характерным критерием для интенсивности взрыва. Отсюда же становится понятным источник многочисленных недоумений, возникающих при попытках находить определенный эффект от примесей, предупреждающих детонацию в двигателе на величину ее скорости.

Зато имеются все основания выбрать для детонационной характеристики взрывной смеси расстояния точки детонации от места зажигания, так как именно эта величина является непосредственным (хотя и грубым) отображением хода горения в преддетонационном периоде.

Представляют интерес и вычисленные значения  $V_2$  (удельного объема во фронте волны) при различных начальных давлениях. Хотя, как видно из таблиц, величина удельного объема  $V_2$  неизменно повышается с понижением начального давления (а плотность во фронте волны соответственно падает), но повышение удельного объема идет менее круто, чем снижение начального давления. Это показано на рис. 7, где нанесены значения  $V_2$  по  $V_1$ . Ход полученной кривой, а также возрастание разности с понижением начального давления показывает, что, несмотря на снижение плотности во взрывной волне, достижение детонационной плотности с понижением давления затрудняется, что должно привести к отдалению точки детонации.

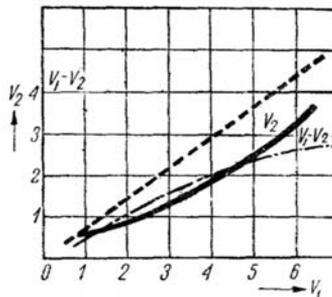


Рис. 7. Кривая зависимости  $V_2$  и  $V_1 - V_2$

**10. О механизме возникновения детонации.** Явление детонации, известное уже около 50 лет, до сих пор мало исследовано. Думается, что факт открытия детонации при низких начальных давлениях газовых смесей значительно упростит условия экспериментирования и облегчит изучение этого все еще таинственного явления.

Как видно из таблиц, давления во взрывной волне сильно снижаются с понижением начального давления, а соответственно снижается и бризантный эффект, сильно затрудняющий экспериментирование.

До сих пор неизвестна и непосредственная причина возникновения детонации. Может ли способствовать появлению детонации действие на фронт пламени отраженной волны сжатия? Ответ на этот вопрос дают фото 21 и 22. В этих опытах зажигание происходило в двухметровой трубе в 50 см от одного конца. В одном случае (фото 22), при начальном давлении 15 см рт. ст. отраженная от ближайшего к искре конца трубы волна, идущая со скоростью 1350 м/сек, не догоняет фронта горения, но детонация все-таки возникает в месте, отмеченном стрелкой. В другом случае (фото 21), при начальном давлении 10 см рт. ст. отраженная волна I, идущая с меньшей скоростью – 1150 м/сек, догоняет фронт горения, но детонация здесь не возникает. Зато отраженная волна II получает «детонационную» скорость 2600 м/сек. Таким образом, детонация не является непосредственным результатом действия на фронт горения волны сжатия. Это же подтверждается детальными исследованиями действия ударных волн («shock waves» Бон и Фрезера [29]).

Приведем в заключение своеобразный пример действия волны сжатия (фото 23). В этом опыте при том же положении источника зажигания в 50 см от него (в месте, отмеченном стрелкой) была закреплена пробка, оставляющая в трубе узкий зазор в 1,5–2 мм, через который пламя пройти не может. И в этом месте мы наблюдаем остановку, которая длится около 0,001 сек. Отраженная волна I, идущая со скоростью 1170 м/сек, пройдя через зазор (вероятно вместе с активными продуктами горения) моментально воспламеняет газовую смесь, причем пламя прошло до конца трубы с постоянной скоростью почти вдвое большей скорости отраженной волны – 2080 м/сек. Дальнейшее горение идет в обеих половинах трубы независимо друг от друга.

Упомянем в связи с этим об аналогичных опытах Эллис и Вилера [39] по зажиганию волной догорающих газов метановой смеси окиси углерода с кислородом и наоборот.

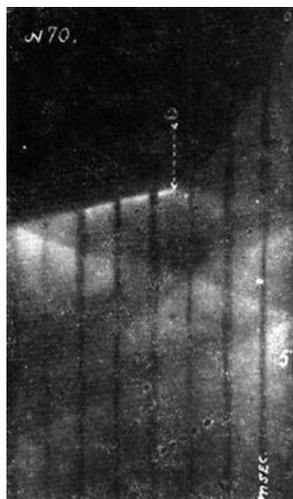


Фото 20



Фото 21

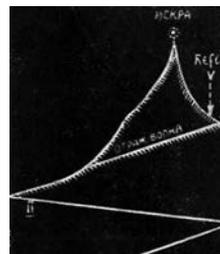


Схема фото 21

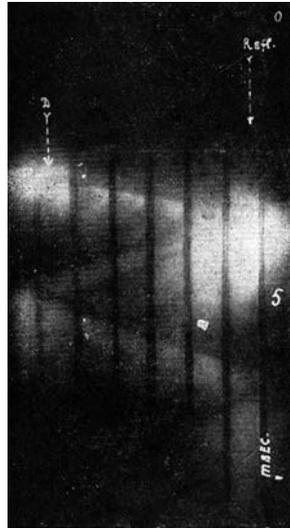


Фото 22

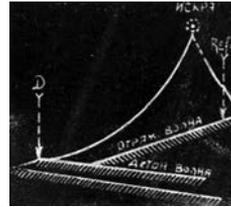


Схема фото 22

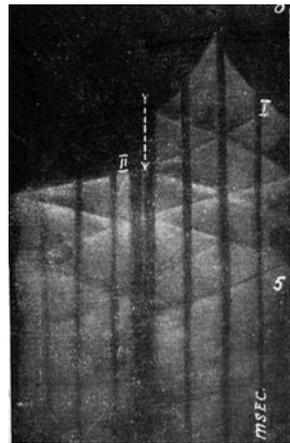


Фото 23

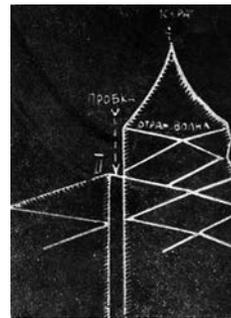


Схема фото 23

### Резюме

1. Исследованы начальные фазы распространения пламен в кислородных смесях метана, причем показана неприложимость к ним предположенного Диксоном действия звуковых волн.

2. Открыто и исследовано явление детонации при низких начальных давлениях вплоть до 10 см рт. ст. Найдена зависимость расстояния от искры до точки возникновения детонации от различных условий.

3. Исследовано значение величины детонационной скорости как взрывной константы.

4. Исследовано действие волн сжатия и в отношении возникновения детонации, и в отношении воспламенения свежей газовой смеси.

В заключение авторы считают долгом выразить признательность директору Института химической физики академику Н.Н. Семенову и начальнику лаборатории газовых взрывов А.В. Загулину за неизменный интерес и действенную помощь в работе.

### Литература

1. Berthelot et Vieille. *Ann. Chem. Phys.*, (5) 28, 289 (1881).
2. Maillard et La Chatelier, *Ann. de Mines*, 8, 274 (1883).
3. Dixon, *Phil. Trans.* 184, 97 (1893); 200, 315 (1903).
4. Brown a. Watkins, *Ind. a. Eng. Chem.*, 19, 368 (1927).
5. Withrow a. Boyd, *Ind. a. Eng. Chem.*, 23, 539 (1931).
6. Rassweiler a. Withrow, *Ind. a. Eng. Chem.*, 24, 528 (1932).
7. Bone, F raser. *Lake, Proc. Roy. Soc.*, 131, 1 (1931).
8. Ellisa. Wheeler. *Journ. Chem. Soc.*, 310 (1927).
9. David a. Davies, *Phil. Mag.*, 9, 390 (1930).
10. Нейман и Егоров, *Журнал физич. химии*, III, 61 (1932); Нейман и Сербинов – там же, стр. 75.
11. Socolik u. Wetrow, *Phys. Zs. Sowjetunion.* 1, H 4 (1932).
12. Payman W., *Proc Roy. Soc.*, 120, 90 (1928); W. Payman, *Ind. Eng. Chem.*, 1026 (1928).
13. Kirkby a. Wheeler, *Journ. Chem. Soc.*, 847 (1931). .14) Fraser, *Chem. a. Ind.*, 49, 99 (1930).
15. Jouguet, *Journ. Mat.* 6, I, 347 (1906) (1905). *C R.* 181, 546 (1925); Becker. *Zs f. Phys.*, 321 8, (1922).
16. См. Schmidt, *Zs. f. Ges. Schiess. u. Sprengst*, N 5, 145 (1932).
17. Morgan J., *Phil. Mag.*, 3 P2, 1161 (1927).
18. Bone a. Fraser, *Proc. Roy. Soc.* 130, 541 (1931).
19. Bone a. Townend, *Proc. Roy. Soc.*, 116, 637 (1927).
20. Egerton a. Gates, *Proc. Roy. Soc.*, lie, 516 (1927).
21. Laffitte et Dumanois, *C. R.*, 183, 284(1926).
22. Egerton a. Gates, *Proc. Roy. Soc.*, 114, 137 (1927).
23. Laffitte, *C. R.*, 177, 178 (1923); 179, 1344 (1924).
24. Laffitte, *C. R.*, 176, 1392 (1923).
25. Сторание и детонация, стр. 201. Москва (1932).
26. Bollé E. *Explosion u. Explosionswellen* в книге: *Handbuch d. Mechanik v. Auerbach u. Hort*, s. 338 (1927).
27. *Mécanique des Explosifs*, p. 337 (1917).
28. Михельсон В. А., *Собрание сочинений*, т. I, стр. 124.
29. Bone a. Fraser, *Phil. Trans.*, 230, 363 (1931).
30. Ellis a. Wheeler, *Journ. Chem. Soc.*, 2467 (1931).

*Журнал физической химии.* – 1933. – Т. IV, вып. 1. – С.109–128.

## Детонация в газовых смесях. II. Изменение скорости детонационной волны с давлением [1]

А.С. СОКОЛИК, К.И. ЩЁЛКИН

Как следует из термодинамической теории детонационной волны, ее скорость должна оставаться постоянной при изменении начального давления. Действительно, все величины, входящие в формулу для скорости детонации  $D = \mu \sqrt{n_2 R \gamma_2 T_2}$ , от начального давления не зависят. В этом отношении детонационная волна аналогична обычной звуковой волне.

Между тем опытные данные противоречат выводам теории. Так, измерения скорости детонации, произведенные Диксоном [2], дали для ряда газовых смесей  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ,  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  уменьшение скорости с понижением начального давления ниже атмосферы. Эти изменения скорости хотя вообще и незначительны (около 7% при изменении давления в 4 раза), но далеко выходят за возможные пределы погрешности измерения. Такой же ход скорости с давлением отмечал и Эгертон [3]. Лишь наши измерения дали для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  относительное постоянство скорости детонации при изменении давления, что, вероятно, было связано с тем, что опыты производились в относительно коротких трубах и измерения поэтому относились к начальному периоду еще не вполне установившейся детонационной волны.

В настоящей работе мы поставили две задачи:

1. Возможно точнее проверить скорости детонации для нескольких типичных случаев и в возможно более широких пределах давлений.

2. Проверить возможность объяснения изменения скорости детонации диссоциацией во фронте волны.

Жуге [4, с. 337] отверг возможность такого объяснения, исходя из того, что «возрастание скорости с начальным давлением наблюдалось Диксоном как для смесей, горящих с уменьшением объема ( $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ), так и для смесей, горящих без изменения объема ( $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ )» [4, с. 337]. Если в первом случае с понижением давления диссоциация возрастает, то во втором случае она должна, по Жуге, оставаться неизменной (по закону Гиббса или правилу Робэна) [4, с. 55]. Но такое противопоставление реакций горения  $\text{CH}_4$  и  $\text{H}_2$  явно ошибочно. Действительно, при горении метана обратимая реакция и равновесия устанавливаются не между исходными и окончательными продуктами реакции  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 = \text{CO}_2 + 2\text{H}_2\text{O}$ , а между  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  и продуктами их диссоциации. А поэтому степень диссоциации в случае горения метана должна изменяться с давлением так же, как при горении водорода. Соответственно изменение начального давления должно одинаково сказываться и на изменении скорости детонации, как это и показывает опыт.

Для решения поставленного нами вопроса (о возможности объяснения изменения скорости детонации диссоциацией) мы должны сравнить эффект начального давления для таких смесей, в которых диссоциация идет в одном случае с увеличением объема (как в  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  и  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ), а в другом – без изменения объема. В качестве представителя второго типа реакций выбрана реакция  $\text{H}_2 + \text{Cl}_2 \rightleftharpoons 2\text{HCl}$ . Для этой реакции степень диссоциации не должна зависеть от начального давления. Мы, следовательно, можем ожидать в этом случае строгого постоянства скорости

детонации при изменении начального давления. Таким образом, произведенные нами изменения относятся к детонации в кислородных смесях  $\text{CH}_4$  и  $\text{H}_2$  и смеси  $\text{H}_2 + \text{Cl}_2$ .

Эксперимент Измерения скорости детонационной волны производились фотографическим методом Малара и Ле Шателье. Обычно скорость распространения пламени в этом методе определяется через тангенс угла наклона следа пламени на пленке. При этом точность измерения непосредственно связана с величиной линейной скорости движения пленки. Мы видоизменили метод измерения следующим образом. Взрыв газовой смеси производится в железной трубе, показанной на рис. 1. Направление распространения пламени показано стрелками. Пламя фотографируется в двух стеклянных трубках F и F', в которых распространение пламени идет в одном направлении. Первая стеклянная трубка присоединена к отрезку железной трубы в 5 м, что достаточно для установления взрывной волны. Образец получаемых фотографий приведен на рис. 2. Здесь, кроме фотографий пламени, имеются вертикальные линии от неподвижных электрических лампочек, помещенных на трубе, и запись колебаний камертона. Расстояние между двумя соответствующими точками двух стеклянных трубок измерено непосредственно и равно 15,96 м.

На пленке же измеряется только время прохождения детонационной волной этого расстояния по вертикальному промежутку между двумя фотографиями пламени. Как очевидно, такой метод позволяет, во-первых, получать большую точность при относительно небольших линейных скоростях движения пленки и, во-вторых, проверять постоянство скорости детонационной волны на относительно большом расстоянии (по параллельности двух фотографий пламени).

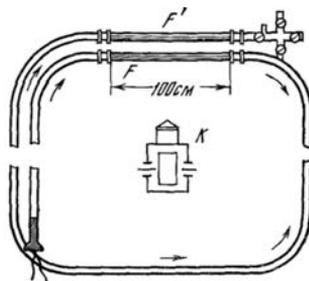


Рис. 1. Схема установки

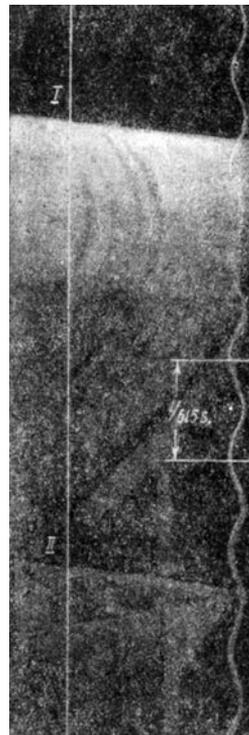


Рис. 2

Опыты производились над влажными смесями метана и водорода с кислородом и хлороводородной смесью, высушенной над серной кислотой.

Измерения проводились от атмосферного до минимального давления, при котором еще возникает детонационная волна. Это минимальное давление для смесей  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  и  $\text{H}_2 + \text{Cl}_2$  равно около 200 мм рт. ст., а для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  – около 80 мм рт. ст.

Для  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$   $r_{\text{min}} = 400$  мм рт. ст. Результаты измерений сведены в таблицу вместе с данными Диксона. Приведенные в ней числа представляют среднее из нескольких определений.

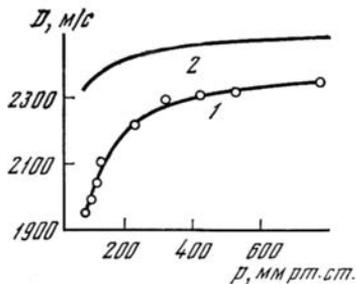
Для смеси  $\text{H}_2 + \text{Cl}_2$ , кроме того, были поставлены два опыта со смесью, содержащей небольшой избыток водорода.

Эти опыты дали для 180 мм рт. ст. скорость детонации 1750 м/с, а для 760 мм – 1759 м/с.

За исключением смеси  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$ , все полученные нами числа достаточно хорошо сходятся с диксоновскими данными. Для эквимолекулярной смеси наши числа несколько превосходят диксоновские.

### Обсуждение результатов

Для смесей  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  и  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  степень диссоциации должна возрастать с понижением начального давления, соответственно должны уменьшаться тепловой эффект реакции и максимальная температура сгорания. Обычный расчет скорости детонации по методу Жуге производится без учета диссоциации. Мы произвели этот расчет с учетом диссоциации для смесей  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  и  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  в пределах давлений от 760 мм рт. ст. до минимального давления, при котором возникает детонация. В каждом случае мы принимали степень диссоциации, соответствующую максимальным давлению и температуре во фронте детонационной волны, вычисленным обычным способом (без учета диссоциации). Значения степени диссоциации получены по данным Нернста [5] графической интерполяцией между 1 и 100 атм и экстраполяцией по кривым от 2000 до 3500°. При самом расчете скоростей наряду с изменением теплового эффекта было учтено и изменение числа молекул после сгорания ( ), а также изменение состава смесей и теплоемкости благодаря диссоциации. Вычисленные таким образом скорости детонации представлены кривыми на рис. 3. Абсолютные значения вычисленных скоростей довольно сильно отличаются от экспериментальных, что, как известно, есть результат того, что сам расчетный метод Жуге представляет только «первое грубое приближение». Но ход теоретических и экспериментальных кривых полностью подобен. Это и есть первое доказательство того, что изменение скорости детонации с давлением может быть объяснено соответствующим изменением степени диссоциации<sup>24</sup>.



**Рис. 3.** Изменение скорости детонации с давлением для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ :  
1 — экспериментальная; 2 — вычисленная кривая; точки — данные Диксона

Решающим доказательством правильности такого объяснения служат полученные нами результаты измерений скоростей детонации в смеси  $\text{H}_2 + \text{Cl}_2$ . Как видно из приведенной в тексте таблицы, скорость детонации в этом случае остается строго постоянной в пределах давлений 200–760 мм рт. ст. Вместе с тем, как следует из

<sup>24</sup> По мере снижения степени диссоциации с повышением давления кривая скорости детонации стремится к «насыщению». Этим и объясняется относительное постоянство скорости при изменении давления выше атмосферы, как это отмечали еще Бертло и Вьей [6].

соотношения объемов в реакции  $\text{H}_2 + \text{Cl}_2 \rightleftharpoons 2\text{HCl}$ , здесь степень диссоциации также должна оставаться постоянной при изменении давления.

Начальное давление, мм рт. ст.	Скорость детонации, м/с	Скорость по Диксону, м/с	Начальное давление, мм рт. ст.	Скорость детонации, м/с	Скорость по Диксону, м/с
Смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$		350	2283	–	
200	2635	2627	400	2301	–
300	2700	2705	500	2303	–
400	2739	–	760	2355	–
500	2795	2775	1000	–	–
760	2835		2821	Смесь $\text{CH}_4 + \text{O}_2$	
Смесь $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$		400	2553	–	
60*	1950	–	450	2548	–
65*	1970	–	600	2555	–
72*	1986	–	760	2576	2528
80	2040		–	Смесь $\text{H}_2 + \text{Cl}_2$	
85	2095	–	200	1729	–
100	2123	–	300	1731	–
200	2227	–	400	1727	–
300	2297	–	760	1741	1745 (сухая)
* Неустановившаяся волна					

Для смеси  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  можно предполагать равновесие водяного газа:  $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{H}_2$ , которое не должно сдвигаться при изменении начального давления (реакция идет без изменения объема), или же здесь, как и при горении стехиометрической смеси, идет диссоциация воды независимо от присутствия CO. В первом случае скорость детонации должна оставаться постоянной, во втором – понижаться с давлением. Последняя работа Бредфорда [7] заставляет вообще сомневаться в возможности равновесия водяного газа при горении.

Но для эквимолекулярной смеси данные получены в слишком узких пределах давлений, чтобы можно было сделать заключение о характере реакции во фронте волны.

### Выводы

1. Проверены скорости детонационной волны для кислородных смесей  $\text{H}_2$  и  $\text{CH}_4$  и смеси  $\text{H}_2 + \text{Cl}_2$  в пределах от атмосферного до минимального давления, при котором возможна детонация.

2. Скорости детонации для смесей  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  и  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  изменяются с давлением так же, как и вычисленные по методу Жуге с учетом диссоциации.

3. Для смеси  $H_2 + Cl_2$  скорость детонации не зависит от начального давления.
4. Факты, приведенные в п. 2 и 3, подтверждают правильность объяснения изменения скорости детонации с давлением диссоциацией, идущей во фронте волны.

### Литература

1. Соколик и Щелкин. – Sow. Phys., 1933, Bd. 4, S. 795.
2. Dixon H. B. – Philos. Trans. Roy. Soc. London A, 1903, vol. 20, p. 315.
3. Egerton A., Gates S. F. – Proc. Roy. Soc. London A, 1927, vol. 116, p. 516.
4. Jouguet E. Mécanique des explosifs. – P.: Doin et Fils, 1917. 516 p.
5. Nernst W. Theoretische Chemie. 8–10 Aufl. B., 1921, S. 777.
6. Berthelot M., Vielle P. – Ann. Chem. Phys., 1883, vol. 28, p. 291, 310.
7. Bradford B. W. – J. Chem. Soc, 1932, p. 1554.

Журнал физической химии. – 1934. – Т. 5. – С. 1459–1463.

## Изменение скорости детонационной волны с давлением

А.С. СОКОЛИК, К.И. ЩЁЛКИН

(Представлено академиком Н. Н. Семёновым 13 IV 1934)

Согласно термодинамической теории детонационной волны, ее скорость, так же как скорость звука, должна быть независимой от начального давления. Между тем непосредственные измерения этой скорости для ряда газовых смесей дают неизменное понижение скорости с понижением начального давления, как это было показано еще Диксоном [1].

Наши опыты [2] дали наоборот относительное постоянство скорости детонации в смеси  $CH_4 + 2O_2$  при давлениях до 500 мм рт. ст., но это было, вероятно, связано с тем, что наши измерения относились к начальному периоду еще не вполне установившейся детонационной волны.

Единственное вероятное объяснение «противоречия» экспериментальных данных с теорией может быть найдено в диссоциации продуктов сгорания, понижающей максимальную температуру во фронте волны. Жуге [3] отверг возможность такого объяснения, исходя из того, что возрастание скорости с начальным давлением наблюдалось Диксоном как для смесей, горящих с уменьшением объема ( $2H_2 + O_2$ ), так и для смесей, горящих без изменения объема ( $CH_4 + 2O_2$ ).

Во втором случае степень диссоциации, а вместе с ней и скорость детонации, должна была бы оставаться неизменной при изменении начального давления. Но такое противопоставление реакции горения  $CH_4$  и  $H_2$  явно ошибочно. Действительно, при горении метана обратимая реакция и равновесие имеют место не между исходными и окончательными продуктами реакции ( $CH_4 + 2O_2 = CO_2 + H_2O$ ), а между  $CO_2$  и  $H_2O$ , с одной стороны, и продуктами их диссоциации, с другой. В этом же случае степень диссоциации в случае горения метана должна изменяться с давлением так же, как и при горении водорода.

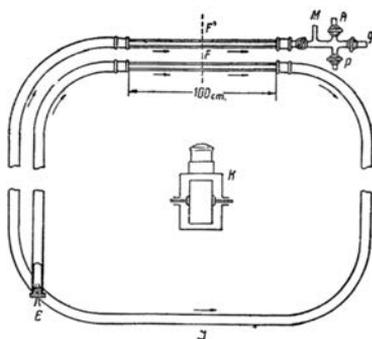
В настоящей работе поставлены две задачи:

1. Возможно точнее промерить скорость детонационной волны для некоторых типичных случаев и в возможно более широких пределах давлений.

2. Проверить возможность объяснения наблюдаемых изменений скорости детонации с давлением диссоциацией во фронте волны.

Однозначный ответ на второй вопрос может дать сравнение эффекта начального давления для таких смесей, в которых диссоциация идет в одном случае с увеличением объема (как в  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  и  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ ), а в другом без изменения объема. В качестве представителя второго типа выбрана реакция  $\text{H}_2 + \text{Cl}_2 = 2\text{HCl}$ . Очевидно, что во втором случае мы должны ожидать строгого постоянства скорости детонационной волны (как и степени диссоциации).

Наши измерения скорости детонации производились фотографическим методом Маляр и Ле Шателье по схеме, показанной на рисунке. Газовая смесь воспламеняется в железной трубе, а распространение пламени фотографируется в двух стеклянных отрезках. Расстояние между двумя соответствующими точками этих труб (FJF') измеряется непосредственно (оно равно 16 м), а время прохождения пламени этого пути определяется по фотографии. Наши опыты дали следующие результаты.



Для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  скорость детонации изменяется от 2630 до 2830 м/сек при изменении давления от 200 до 760 мм рт. ст. Для смеси  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$  — от 2040 до 2350 м/сек при давлениях от 80 до 760 мм рт. ст. Для смеси же  $\text{H}_2 + \text{Cl}_2$  при изменении начального давления от 200 до 760 мм рт. ст., скорость изменяется только от 1730 до 1740 м/сек, т. е. остается практически постоянной. Таким образом, опыт полностью подтвердил правильность объяснения изменения скорости детонации диссоциацией во фронте волны. Это заключение подтверждается и с другой стороны. Вычисляя скорости детонации по методу Жуге, но с учетом диссоциации, мы получили такой же ход скорости с давлением, как и для экспериментальных значений, хотя абсолютные значения вычисленных и наблюдаемых скоростей, как обычно, отличаются друг от друга.

### Литература

1. Dixon. Phil. Trans. A., 184, 97 (1893).
2. Sokolik and Shtsholkin. Sow. Phys., 4, 795 (1933).
3. Jouguet. Mécanique des explosifs. Paris, 1914.

## Попытка расчета частоты детонационного спина

К.И. ЩЁЛКИН

Делается попытка расчета частоты детонационного спина, исходя из теории винтового движения идеальной жидкости и проводится сравнение с экспериментом.

### Введение

Как показывает фотографирование детонационного взрыва, распространение пламени имеет при этом своеобразную «полосатую» структуру. Расшифровка этого явления была дана в серии работ Кемпбела и его сотрудников [1]. Рядом остроумных опытов им удалось показать, что наблюдаемая структура детонационных пламен, по-видимому, связана с распространением фронта пламени по винтовому пути. Более того, на основании своих опытов они делают и дальнейшие заключения, а именно:

1. Само пламя имеет определенную структуру и состоит из «головы» пламени (собственно зоны горения) и «шлейфа» светящегося газа; в трубах большого диаметра наблюдается несколько самостоятельных зон горения;

2. При детонации имеет место движение по винтовому пути не только зоны горения, но и массы газа.

Одним из убедительнейших доказательств этого служит сделанное ими наблюдение, что свинцовая пыль наносится в стеклянном отрезке экспериментальной трубы по винтовой линии, шаг которой точно соответствует шагу винтовой траектории пламени, измеренной по фотографии.

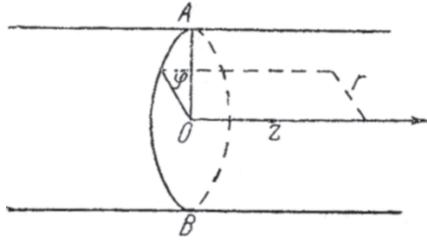
Весьма тщательные измерения частоты вращения детонационного пламени были проведены Бонем и Фрезером [2] для разнообразнейших газовых смесей. Во всех последующих расчетах мы будем пользоваться результатами этих измерений. Бон и Фрезер, ставя под сомнение выводы Кемпбела о наличии вращения газа, в то же время не дают другого объяснения этого явления.

### Постановка задачи

Скорость движения частиц газа вслед за детонационной волной (так называемая «массовая скорость»), как это следует из термодинамической теории детонации, равна

$$M = (v_1 - v_2) \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}} \quad (1)$$

где  $p_1$ ,  $v_1$  и  $p_2$ ,  $v_2$  – давления и удельные объемы газа соответственно впереди и во фронте детонационной волны. Эта скорость сохраняет приблизительно постоянное значение на расстоянии нескольких (10–40) диаметров от фронта пламени. Поэтому на обычных фотографиях детонации можно наряду с обычной скоростью пламени измерить и скорость газового потока, как это делал, например, Льюис [3].



Для удобства рассмотрения совместим нормальное сечение цилиндрических координат АОВ (рисунок) с фронтом детонационной волны. Будем считать, что в положительном направлении оси Z, совпадающей с осью трубы, находится уже сгоревшая часть газа. В этой системе координат частицы сгоревшего газа будут двигаться со скоростью:

$$W_2 = D \quad M = v_1 \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}} \quad (v_1 \quad v_2) \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}} = v_2 \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}} \quad (2)$$

где  $D$  – скорость детонации, определенная согласно вышеупомянутой теории. При этом мы будем иметь стационарный и на некотором расстоянии (расстояние нескольких диаметров) не зависящий от координаты Z процесс.

Исходя из представлений Кемпбела и условий стационарности процесса, я ставлю своей задачей попытаться рассчитать частоту вращения газа (а вместе с ним и пламени) на основании теории винтового движения идеальной жидкости. Этот расчет по необходимости носит приближенный характер, поскольку теория винтового движения дана только для несжимаемой идеальной жидкости.

### Расчет<sup>25</sup>

Положение всякой частицы  $M$  в нашей системе координат (рисунок) определится углом  $\varphi$ , радиусом-вектором  $r$  и расстоянием ее от нормального сечения  $z$ . Составляющие скорости частицы вдоль трубы  $W_z$ , по ее радиусу  $W_r$  и по касательной к окружности  $W_n$  будут

$$W_z = \frac{dz}{dt}; \quad W_r = \frac{dr}{dt}; \quad W_n = \frac{d\varphi}{dt} \quad (3)$$

Составляющие вихря по этим направлениям:

$$\left. \begin{aligned} 2\Omega_z &= \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial W_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial (W_n r)}{\partial r} \right] \\ 2\Omega_r &= \frac{\partial W_n}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{r \partial \varphi} \\ 2\Omega_n &= \frac{\partial W_z}{\partial r} - \frac{\partial W_r}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

<sup>25</sup> При расчете я пользовался выводом формул винтового движения жидкости, приведенной в книге Миловича [4].

Условие винтового движения жидкости можно написать следующим образом:

$$\frac{\Omega}{W} = \frac{\Omega_z}{W_z} = \frac{\Omega_r}{W_r} = \frac{\Omega_n}{W_n} = \frac{k}{2}, \quad (5)$$

где  $k$  – постоянная.

Возьмем простейший случай установившегося движения, когда

$$\frac{\partial W_z}{\partial z} = \frac{\partial W_r}{\partial z} = \frac{\partial W_n}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

Примем во внимание, что движение симметрично относительно оси, т. е. что

$$\frac{\partial W_z}{\partial \varphi} = \frac{\partial W_r}{\partial \varphi} = \frac{\partial W_n}{\partial \varphi} = 0 \quad (7)$$

Из следующих уравнений легко получаем

$$\left. \begin{aligned} kW_z &= -1/r(\partial(W_n)/\partial r), \\ kW_n &= \frac{\partial W_z}{\partial r}, \\ W_r &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Из (8) следует, что вращательная скорость равна:

$$W_n = \frac{1}{k} \frac{\partial W_z}{\partial r}$$

Для осевой скорости  $W_z$  получаем дифференциальное уравнение

$$kW_z = \frac{1}{k} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\partial W_z}{\partial r} r \right]$$

или, раскрыв скобки и перенеся все в левую часть

$$\frac{\partial^2 W_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W_z}{\partial r} + k^2 W_z = 0. \quad (9)$$

Интеграл этого уравнения

$$W_z = C J_0(kr) \quad (10)$$

где  $J_0(kr)$  – Бесселева функция первого рода нулевого порядка. Дифференцируем ее по  $r$  определяем вращательную скорость:

$$W_n = \frac{1}{k} \frac{\partial W_z}{\partial r} = \frac{C}{k} \frac{\partial}{\partial r} [J_0(kr)] = -C J_1(kr), \quad (11)$$

где  $J_1(kr)$  – Бесселева функция первого рода первого порядка.

В итоге выражения для составляющих скорости получают следующий вид

$$\left. \begin{aligned} W_z &= C J_0(kr), \\ W_n &= -C J_1(kr), \\ W_r &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Знак вращательной скорости можно опустить. Постоянную  $k$  определяем из того условия, что вращательная скорость растет с удалением от оси трубы и достигает максимума у ее стенки (при  $r = R$ ), т. е.

$$W_{n \max} = CJ_1(kR).$$

Абсолютная величина Бесселевой функции переходит через первый максимум при  $kR = 1,84$ , откуда Следующие максимумы мы не принимаем в расчет, так как при этом (следовательно, и осевая скорость) получает отрицательное значение, что в нашем случае не имеет физического смысла.

Подставляя значение  $k$  в уравнения (12), получаем

$$\left. \begin{aligned} W_z &= CJ_0\left(\frac{1,84}{R}r\right), \\ W_n &= CJ_1\left(\frac{1,84}{R}r\right). \end{aligned} \right\} \quad (12')$$

Исключая из уравнений (12') постоянную  $C$ , находим

$$Wn = \frac{W_z J_1\left(\frac{1,84}{R}r\right)}{J_0\left(\frac{1,84}{R}r\right)} \quad (13)$$

откуда частота вращения или количество оборотов в секунду равна:

$$N = \frac{W_z J_1\left(\frac{1,84}{R}r\right)}{2\pi r J_0\left(\frac{1,84}{R}r\right)} \quad (14)$$

Так как «голова» пламени движется по внутренней стенке трубы, т. е. по окружности радиуса  $r = R$ , то частота детонационного спина будет равна

$$N = \frac{W_z J_1(1,84)}{\pi d J_0(1,84)}, \quad (15)$$

где  $d$  – внутренний диаметр трубы. Из (2) можно получить  $Wz = (1/\mu)D$ , где  $\mu = v_1/v_2$  – степень сжатия во фронте волны. Окончательно формула (15) примет вид:

$$N = \frac{1,84D}{\pi d \mu}, \quad (16)$$

В таблице приведены частоты, измеренные Боном и Фрезером и вычисленные по формуле (16). Значение  $\mu$  взяты из книги Жуге [5], значения  $d$  и  $D$  из цитированной работы [2].

Смеси	$\mu$	$D$	$d$	$N$ по Бону	$N$ (вычислено)
$2CO + O_2$	1,88	1795	2,55	24 000	22000
$CH_2 + O_2$	1,835	2510	1,3	110 000	62000

Окончание таблицы

Смеси	$\mu$	$D$	$d$	$N$ по Бону	$N$ (вычислено)
$C_2H_2$	1,84	2135	2,55	21 000*	27000
$2H_2 + O_2$	1,879	2810	1,2	70 000	73000
$C_2H_2 + O_2$	1,84	2850	1,5	53 000	60000
$2H_2S + 3O_2$	1,88**	1930	1,3	44 000	46000
$2CO + O_2$	1,88	1750	1,3	44 000	42000
$CO + N_2O$	1,88**	1715	1,28	44 000	42000
$CH_2 + O_2$	1,835	1200	1,3	68 000	29000
$CH_2 + O_2$	1,835	2540	1,3	227 000	62000
$2CO + O_2$	1,88	1750	1,21	46 000	45000
$C_2H_2$	1,84	2160	1,4	38 000**	49000

\* Частоты вычислены мною из приведенных в статье длин волн  
 \*\* Взяты значения для смеси  $2CO + O_2$

Как видно из таблицы, вычисленные значения довольно хорошо подходят к экспериментальным. Исключение составляет смесь  $CH_4 + O_2$ , для которой вычисленные значения примерно в 2 или 4 раза меньше экспериментальных.

Вопрос о появлении нескольких спинов в трубах большого диаметра я не рассматриваю из-за отсутствия достаточных экспериментальных данных.

Схождение экспериментальных данных с вычисленными сообщает трактовке этого явления Кемпбелом значительную достоверность. В то же время остаются не совсем ясными подлинные причины возникновения винтового движения газа. Можно только предположить, что возникновение новой формы движения связано с несимметричностью в распределении давления к плотности и скорости газа перед достижением последним больших скоростей. Это как раз должно иметь место в период, предшествующий детонации. Такие несимметричности могут иметь место не только при распространении пламени в трубе, но и в стационарном пламени при достаточно больших скоростях горения и газового потока. Это непосредственно наблюдали Смит и Пиккеринг [6]. Гидродинамическая природа явления подтверждается еще и тем, что вид формулы для частоты спина полностью соответствует виду известного соотношения Строчала для частоты периодического процесса  $N$  в зависимости от скорости движения жидкости  $W$  и радиуса трубы  $r$ , выводимого из теории подобия  $N = S(W/r)$ , где  $S$  – постоянная Строчала.

Наконец, нужно отметить, что приписывание детонационной волне винтовой структуры не противоречит общей термодинамической теории детонационной волны, разработанной Жуге [5].

### Литература

1. Campbell and Woodhead J. Chem. Soc. 1926, p. 3010; 1927, p. 1572. Campbell a. Finch, J. Chem. Soc. 1928, p. 2094.
2. Bone and Fraser. Phil. Trans. A. 230, p. 363.

3. Lewis and Triauf, J. Amer. Chem. Soc. 25. 3905, 1930.
4. Милович, Динамика жидкости, Энергоиздат, 1933.
5. Jouguet, Mecanique des explosifes, Paris, 1917.
6. Smith and Pickering, Ind. End. Chem. 20, 1012, 1928.

Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1934. – Т. 4, вып 7. – С. 729–733.

## **Детонация в газовых смесях.**

### **III. Влияние тетраэтилсвинца на образование детонационной волны**

К. И. ЩЁЛКИН, А. С. СОКОЛИК

В качестве одного из основных аргументов против сопоставления стука в моторе с явлением детонации в трубах обычно используется различное действие тетраэтилсвинца как типичного антидетонатора на эти явления в моторе и трубах. Так, по утверждению Диксона [1] и Лаффита и Дюмануа [2], примесь ТЭС совершенно не изменяет скорости детонационной волны. Измерения Эгертона и Гейтса [3] показали, что прибавка ТЭС никак не сказывается на длине преддетонационного периода. И лишь в опытах Миджлей и Бойда [4] наблюдался переход детонационного взрыва в нормальное горение от примеси металлического антидетонатора, аналогичного ТЭС (SeEt<sub>2</sub>), к ацетилено-воздушной смеси.

Что касается отсутствия влияния ТЭС на скорость детонационной волны, то в этом нет ничего неожиданного, поскольку скорость стационарной детонационной волны определяется, с одной стороны, теплотой реакции, с другой стороны, такими свойствами смеси (теплоемкость, плотность), которые не могут быть изменены небольшими количествами примеси. Таким образом, аргументы, основанные на неизменяемости скорости детонационной волны от примеси антидетонаторов, обязаны недоразумению.

Иное значение имеют наблюдения Эгертона и Гейтса. Эти опыты, проведенные со смесью  $C_5H_{12} + 8O_2 + N_2$  при давлении 1 атм с примесью ТЭС до 1/750 от объема смеси, и смесями  $C_5H_{12} + 8O_2 + 6N_2(15N_2)$  с концентрацией ТЭС до 0,1% при давлениях от 1 до 5,8 атм, говорят уже о подлинном отсутствии влияния антидетонатора на протекание сгорания в период установления ударной и детонационной волн. Как пишут авторы [3]: «Антидетонационные вещества – тетраэтилсвинец и диэтилселен – не показали влияния на положение точки возникновения детонации при обычных давлении и температуре» и «нет данных полагать, что примесь тетраэтилсвинца вызывает какое-либо торможение образования детонации при этих условиях».

Наблюдавшаяся в наших опытах [5] зависимость величины преддетонационного периода от длины трубы и ее объема свидетельствует о наличии адиабатического сжатия и соответствующего нагревания свежей смеси впереди фронта пламени, что в свою очередь может влиять на ход предварительной «химической подготовки»

несгоревшего газа и саморазгон реакции в преддетонационной зоне. Предполагая же наличие химического процесса (первичного окисления горючего) впереди фронта пламени, следует ожидать, что примесь антидетонатора может оказывать при некоторых условиях влияние на ход этого процесса, тем самым изменяя длину преддетонационного периода. Наши опыты и поставлены с целью проверки этого предположения.

### Методика эксперимента

Опыты проводились в аппаратуре, схематично представленной на рис. 1. Горючая смесь оставлялась в 15-литровом железном эмалированном изнутри баллоне М, снабженном вентилями и манометром. Навеска топлива, чистого или с определенным содержанием ТЭС, помещенная в запаянной стеклянной ампуле, подвешивалась в баллоне на тонкой проволоке, которая пережигалась током после предварительной откачки баллона. После испарения навески топлива в баллон добавлялись до расчетного давления кислород и азот. Как смесительный баллон, так и остальная аппаратура обогревались термостатами до 50°C. В качестве топлива была использована фракция петролейного эфира, кипящая в пределах 30–40°C, условно принятая за «пентан». Смесь воспламенялась конденсаторным разрядом (от 0,02  $\mu\text{F}$  при 3000–4000 V) в конце стальной трубы Т, длиной 220 см и  $d = 28$  мм, покрытой внутри жароупорной эмалью и снабженной окнами. Распространение пламени регистрировалось фотокамерой с вращающимся барабаном.

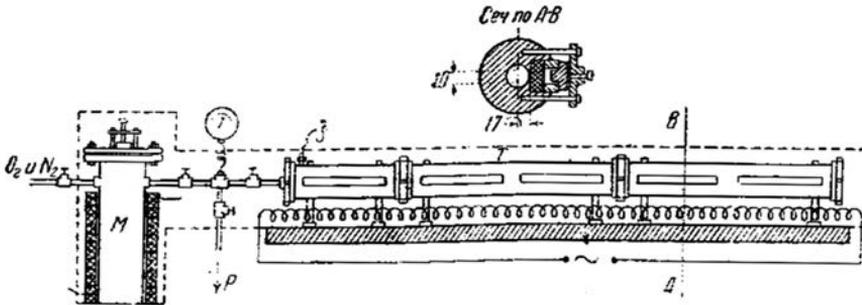


Рис. 1. Схема установки: М – смесительный баллон; Т – взрывная труба; s – свеча; p – к насосу

Как видно из рис. 1, (сечение по А–В) представляющего поперечный разрез трубы, наличие окон создает некоторые неровности трубы порядка  $1/10$  диаметра. Но это, по-видимому, не отражается на регулярности процесса образования ударной и детонационной волн и на воспроизводимости результатов опыта. Плохая воспроизводимость опытов наблюдалась лишь для некоторых концентраций и пределов давлений, что связано с самим механизмом сгорания.

### Результаты эксперимента

Описанным методом были сняты для различных смесей кривые изменения длины преддетонационного периода  $s$  при повышении давления от 100 до 500 мм рт. ст.

Изменение длины преддетонационного периода с давлением исследовалось Дюмануа и Лаффигом, Эгертоном и Гейтс и нами, причем во всех случаях отмечалось

плавное сокращение его с повышением давления смеси. Более детальное исследование, однако, показывает, что такой характер кривых  $p-s$  сохраняется не во всех случаях.

На рис. 2 приведены результаты опытов со стехиометрическими смесями.



и



В отличие от кислородной, смеси с содержанием азота дают кривые  $p-s$  со ступенями, тем более резко выраженными, чем больше концентрация азота. Тот же характер имеет и кривая для смеси



приведенная для сравнения на том же рис. 2. Для тех же смесей пентана с кислородом и азотом были проведены опыты при концентрациях ТЭС от 0,25 до 1,2% от объема смеси. Результаты этих опытов, приведенные на рис. 2, показывают, что в определенных границах давлений, там, где происходит резкое сокращение расстояния до детонации при повышении давления, примесь ТЭС дает определенный эффект, удлиняя это расстояние. В пределах же давлений, соответствующих горизонтальным участкам кривых, эффект от примеси ТЭС незначителен, а в некоторых опытах и совершенно отсутствует. Это хорошо иллюстрируется сопоставлением кривых  $p-s$  для смеси  $C_5H_{12} + 8O_2 + 2N_2$  и той же смеси с примесью 1,2% ТЭС (пунктир) на рис. 3. Многочисленные опыты, проведенные нами, показывают, что удлинение преддетонационного периода имеет в отдельных опытах различное значение, но во всех случаях эффект ТЭС, локализованный в отмеченных границах давлений, несомненен.

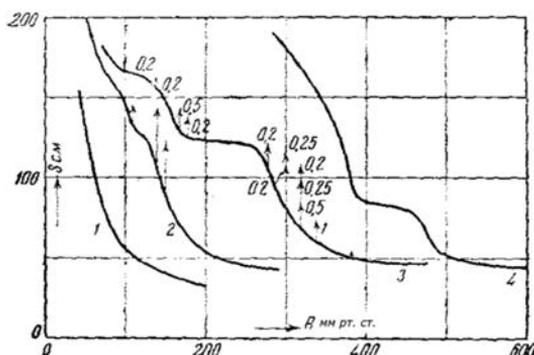


Рис. 2. 1 –  $C_5H_{12} + 8O_2$ ; 2 –  $C_5H_{12} + 8O_2 + 2N_2$ ; 3 –  $C_5H_{12} + 8O_2 + 3N_2$ ; 4 –  $2H_2 + O_2$ .

Стрелками указаны изменения расстояния до детонации от прибавки ТЭС

Кривые  $p-s$  были сняты в широких пределах изменения концентрации горючего от 4 до 15% при постоянном отношении  $[N_2]/[O_2]=0,4$ .

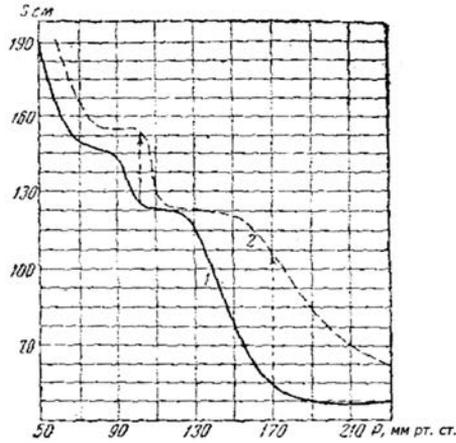


Рис. 3. 1 -  $C_5H_{12} + 8O_2 + 2N_2$ ; 2 -  $C_5H_{12} + 8O_2 + 2N_2 + 1,2\% \text{ ТЭС}$

На материале этих опытов построены кривые рис. 4, представляющие изменение длины преддетонационного периода в зависимости от концентрации пентана при различных давлениях. Состав смеси здесь выражен в процентах горючего и коэффициентом избытка воздуха -  $\alpha$ .

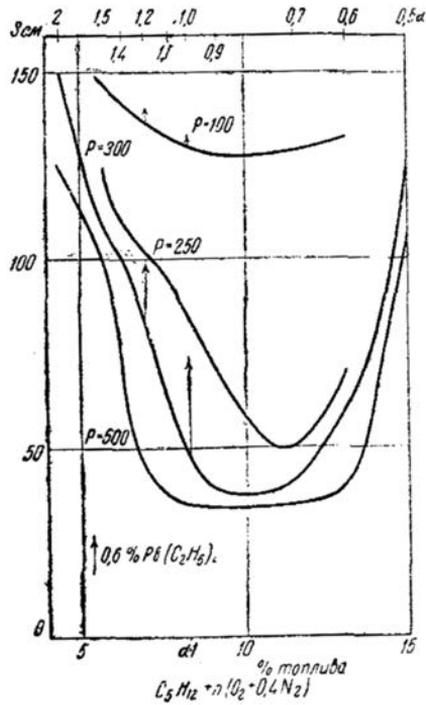


Рис. 4.

Эта серия кривых во многих отношениях аналогична диаграммам Тоуненда и Манлекар [6], представляющим изменение температур самовоспламенения углеводородно-воздушных смесей с концентрацией при различных давлениях. Аналогично этим кривым в кривых  $s-\alpha$  так же можно отметить две зоны: верхнюю, в которой расстояние до детонации не падает ниже 130–120 см, и нижнюю, в которой она порядка 35–50 см, и мало изменяется при высоких давлениях с концентрацией в широких пределах изменения состава смеси.

Так же, как для температур самовоспламенения, имеется некоторое критическое давление, при котором длина преддетонационного периода резко сокращается от 130 до 50 см, т. е. происходит переход из верхней зоны в нижнюю. В соответствии с пониженной концентрацией азота в наших опытах переход наблюдается при относительно низких давлениях (около 250 мм рт. ст.) по сравнению с критическими давлениями в опытах Тоуненда (1,25 атм для пентано-воздушных смесей) [7].

Аналогия может быть распространена и дальше в отношении условий, при которых наблюдается эффект от примеси ТЭС. Как показал Тоуненд, специфически эффект ТЭС – значительное повышение температуры самовоспламенения – наблюдается лишь при критических значениях давления, т. е. там, где происходит резкий переход температуры самовоспламенения из верхней зоны в нижнюю. То же наблюдается и в наших опытах в отношении длины преддетонационного периода. Он заметно удлиняется от примеси ТЭС лишь при таких давлениях, при которых происходит резкое сокращение расстояния по детонации, и практически не изменяется при очень малых и очень больших давлениях, т. е. в верхней и нижней зоне диаграммы рис. 4. Таким образом, и здесь, так же как для кривых  $p-s$  (рис. 2), эффект ТЭС отчетливо локализован в определенных границах давлений, различных для разных концентраций горючего. Этим, возможно, объясняется отрицательный результат, полученный другими исследователями.

Следует также отметить, что для стехиометрической смеси и при небольшом избытке горючего всегда наблюдается значительный разброс результатов при критических давлениях, т. е. давлениях, при которых на диаграммах  $p-s$  (рис. 2) происходит резкое сокращение преддетонационного периода. В таких смесях поэтому наличие определенного эффекта ТЭС на образование детонационной волны можно установить лишь на основе большого числа опытов. В смесях с избытком кислорода (при  $\alpha \geq 1,2$ ) или с большим избытком горючего ( $\alpha \leq 0,8$ ) результаты опытов вполне устойчивы. Это означает, что особый характер кривых  $p-s$  не является результатом методических недостатков эксперимента (например, неровностей трубы), а связан с изменениями в самом механизме сгорания.

### Обсуждение результатов

Отмеченное нами сходство изменения расстояния до детонации с давлением смеси и концентрацией горючего с соответствующими кривыми для температур самовоспламенения, впервые полученными Тоунендом и другими исследователями [8], не является лишь формальной аналогией, но, вероятно, связано с общими закономерностями для реакций, приводящих к самовоспламенению смеси, и реакций, идущих в преддетонационной зоне. Ступенчатый характер кривых  $p-s$  означает, что в некоторых узких пределах изменения давления происходит резкое изменение длины преддетонационного периода, что связано с резким изменением саморазгона реакции в преддетонационной зоне. Так же, как в случае температур самовос-

пламенения, здесь можно предположить влияние давления на протекание реакций первичного окисления, идущих перед фронтом пламени в период установления детонационной волны. Но если изменение расстояния до детонации связано с изменениями в ходе окислительной реакции, то оно должно иметь место независимо от того, чем вызваны последние – понижением ли давления или же примесью ТЭС, действие которого на ход первичного окисления углеводородов несомненно.

Таким образом, наличие эффекта ТЭС на возникновение детонационной волны в трубе представляет несомненное доказательство того, что в преддетонационной зоне перед фронтом реакции идет реакция первичного окисления, изменяющая реакционно-кинетические свойства смеси и саморазгон реакции сгорания в ней.

### **Выводы**

1. На основе детального исследования зависимости расстояния до детонации от давления в смесях пентана с кислородом и азотом различного состава показан эффект тетраэтилсвинца на возникновение детонационной волны в трубе.

2. Обнаружено сходство в характере кривых, представляющих изменение длины преддетонационного периода с давлением и концентрацией горючего, с соответствующими кривыми Тоуненда для температур самовоспламенения в углеводородо-воздушных смесях.

3. Обнаруженный эффект ТЭС связан с протеканием реакций первичного окисления перед фронтом пламени в преддетонационной зоне.

### **Литература**

1. H. Dixon, Trans. Farad. Soc, 22, 372, 1926.
2. P. Laffitte et P. Dumanois, C. R., 186, 146, 1928.
3. A. Egerton a. Gates, Proc. Roy. Soc, 114, 149, 1927.
4. T. Midgley a. T. A. Boyd, Ind.. Eng. Chem., 14. 894, 1922.
5. А. Соколик и К. Щёлкин, Журнал физич. хими, 4, 109, 1933.
6. D. T. Townend a. M. R. Mandlekar, Proc. Roy. Soc, A 141, 484, 1933.
7. D. T. Townend a. M. R. Mandlekar, Proc. Roy. Soc, A 143, 108, 1933.
8. М. Нейман и В. Эстрович, Журнал физич. химии, 6, 445, 1935. S. Coffeya, T. Birchall, Chemistry a. Industry, 53, 245, 1934; F. I. Dykstra. G. Edgar. Ind. Eng. Chem., 26, 509, 1934.

Журнал физической химии. – Т. X. – 1937. – Вып. 3. – С. 479–483.

## **Детонация в газовых смесях. IV. Влияние «химической подготовки» на возникновение детонации в газовых смесях**

К. И. ЩЁЛКИН И А. С. СОКОЛИК

Саморазгон реакции сгорания, приводящий к возникновению детонационной волны, определяется теми процессами первичного окисления, которые идут в газе перед фронтом пламени. Косвенным доказательством этого является обнаруженное

нами влияние примеси ТЭС на расстояние до детонации [1]. Прямое исследование окислительного процесса перед фронтом пламени, в особенности выяснение той его стадии, которая играет основную роль в возникновении детонационной волны, крайне затруднено в условиях быстро протекающего детонационного взрыва. Мы поэтому попытались подойти к решению этой задачи, исследуя влияние на образование детонационной волны в трубе предварительной «химической подготовки» горючей смеси, искусственно вызванной в ней определенной термической обработкой ее перед искровым воспламенением.

### Методика эксперимента

Опыты проводились со смесью паров петролейного эфира (фракция, кипящая в пределах 38–40°C, условно принятая за «пентан») с кислородом, содержащей небольшой избыток горючего, соответствующий коэффициенту избытка воздуха  $\alpha = 0,9$ .

На рис. 1 приведена схема аппаратуры. Смесью составлялась в баллоне, в котором после предварительной откачки испарялось определенное количество топлива, а затем добавлялся до расчетного давления кислород. Из резервуара 1 смесь поступала до определенного давления в сосуд 4, откуда она переводилась в стеклянную трубку 6 диаметром 2 см и длиной 110 см, помещенную в электрической печи со щелью. Одновременно с фотографической регистрацией распространения пламени, использованной для определения расстояния от точки зажигания до места возникновения детонации  $s$ , производилась регистрация изменения давления во время пребывания смеси в нагретой трубе пепел искровым воспламенением.

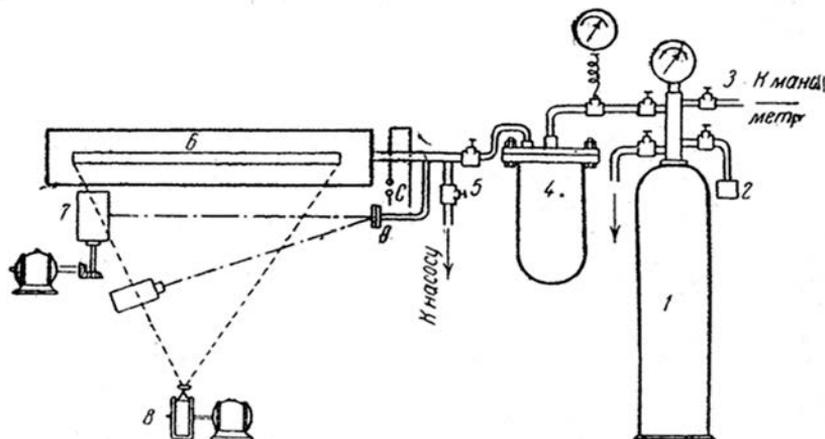


Рис. 1. Схема установки

- 1 – смесительный сосуд; 2 – испаритель топлива; 3 – к манометру; 4 – переключатель; 5 – к насосу; 6 – взрывная трубка; 7 – фотокамера для регистрации давления, 8 – мембранный манометр; С – искровая отметка

Опыты проводились при температуре, на несколько градусов ниже температуры самовоспламенения смеси. Предварительными опытами подбирались такие условия (температура и давление), при которых окислительный процесс сопровожда-

ется холодным пламенем. Кроме визуального наблюдения, момент появления холодного пламени, совпадающего с небольшим скачком давления, регистрировался чувствительным мембранным манометром, чувствующим изменение давления до 10 мм рт. ст. и в то же время выдерживающим удар детонационной волны. На той же диаграмме давления наносилась отметка зажигания фотографированием искры в промежутке С, последовательно соединенном с искровым промежутком трубы. Шкала времени на диаграмме давления наносилась по колебаниям интенсивности света, соответствующим частоте тока. Таким образом метод представлял возможности сопоставления диаграммы окислительного процесса, предшествующего воспламенению смеси, с фоторегистрацией детонационного взрыва.

На рис. 2 приведены примерные регистрации для трех случаев зажигания: вблизи момента появления холодного пламени (В), значительное время спустя после него (С) и, наконец, вскоре после перепуска смеси и задолго до момента появления холодного пламени (А). Здесь же приведены соответствующие фоторегистрации взрыва. Продолжительность перепуска смеси в наших опытах составляла около 0,4–0,6 сек. Период индукции холодного пламени в предварительных опытах колебался (в зависимости от температуры и давления) от 3,6 до 1 сек. В основной серии опытов он составлял 0,4 сек.

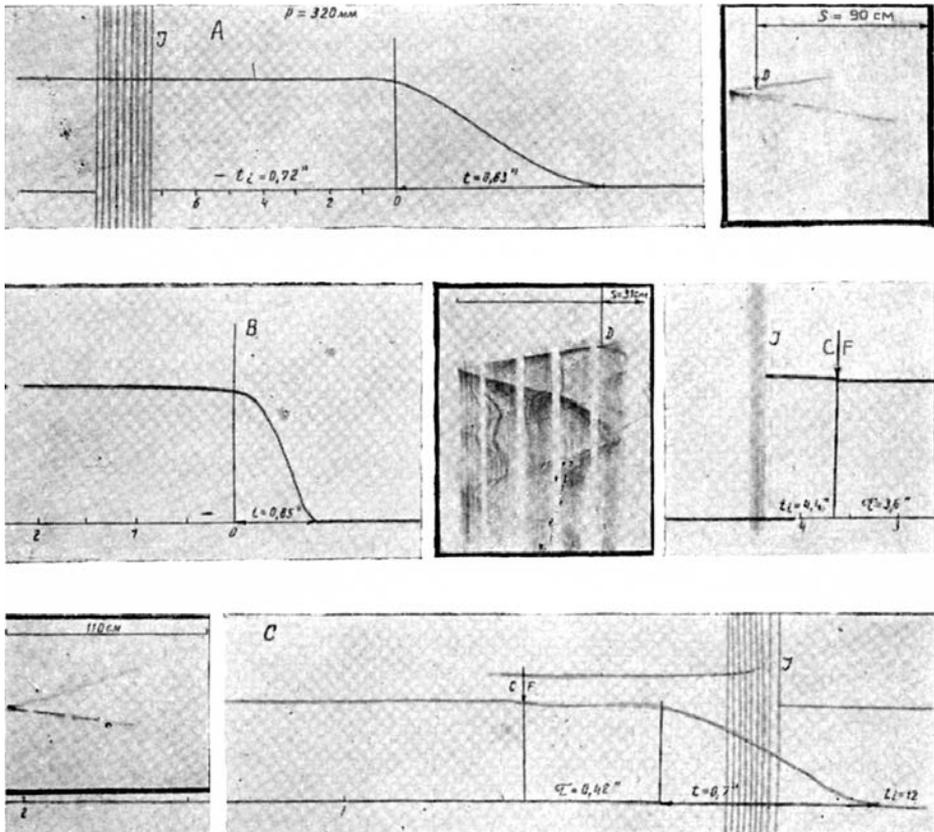


Рис. 2. 1 – момент искрового зажигания; CF – холодное пламя; D – начало детонации

### Результаты эксперимента

Уже предварительные опыты, проведенные при различных давлениях и температурах смеси, показали, что холодное пламя представляет такую стадию окислительного процесса, с которой связано наиболее глубокое изменение детонационных свойств горючей смеси. В табл. 1 приведены результаты ряда опытов, показывающие изменение длины преддетонационного периода  $s$  в зависимости от того, в какой стадии окислительного процесса производилось искровое воспламенение;  $t_i$  – время, считая от окончания перепуска смеси до момента зажигания;  $\tau$  – период индукции холодного пламени, также считая от момента окончания перепуска. Как показывают приведенные данные, длина преддетонационного периода резко сокращается при воспламенении смеси в момент, непосредственно следующий за появлением холодного пламени. Так, при  $340^\circ\text{C}$  расстояние до детонации сокращается от 96 см (при зажигании за 0,5 сек до появления холодного пламени) до 38 см (при зажигании спустя 0,4 сек после появления холодного пламени).

Табл. 1

	$t_i$ сек	$\tau$ , сек	$s$ , см
$T = 325^\circ$ $p_0 = 370$ мм рт. ст.	4	3,6	31
	3	-	43
$T = 330^\circ$ $p_0 = 260$ мм рт. ст.	0,9	1,3	93
	1,3	-	66
	5,7	-	78
	0,6	1,1	96
$T = 340^\circ$ $p_0 = 260$ мм рт. ст.	1,5	-	38
	0,8	1,3	84
	1,3	-	52
$T = 400^\circ$ $p_0 = 250$ мм рт. ст.	3	1,5	78
	5	Детонации нет	

При  $330^\circ$  расстояние до детонации сокращается от 93 см (при зажигании за 0,4 сек до появления холодного пламени) до 66 см (при зажигании в самый момент появления холодного пламени). Наоборот, при зажигании смеси, значительное время спустя после холодного пламени, расстояние до детонации заметно возрастает (как в опытах при  $330^\circ$ ) или же детонация вообще исчезает (как в опытах при  $400^\circ$ ).

Наконец, нами была проведена серия опытов при постоянных температуре ( $335^\circ$ ) и давлении (320 мм рт. ст.) при зажигании смеси в различные моменты времени до и после появления холодного пламени. Результаты этих опытов приведены на рис. 3. В соответствии с небольшими колебаниями периода индукции холодного пламени момент появления холодного пламени на рис. 3 отмечен заштрихованной полосой, охватывающей около 0,2 сек. Естественно, что фиксация момента зажигания относительно холодно-пламенной стадии, производимая по диаграммам давления (рис. 2) достаточно точна лишь в тех случаях, когда зажигание производится

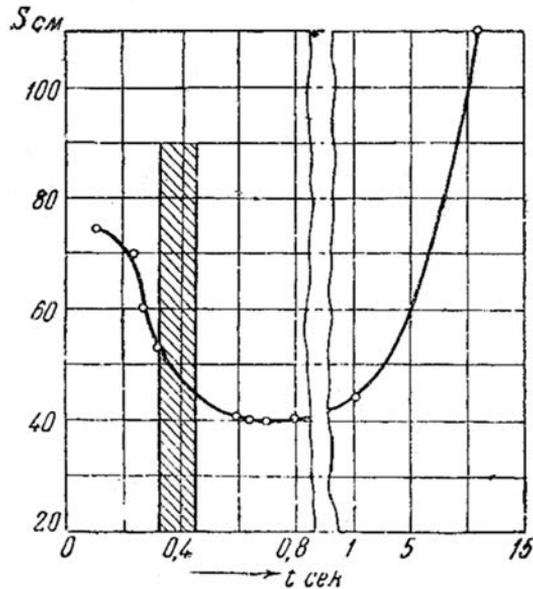


Рис. 3

после появления холодного пламени. Наоборот, опыты с зажиганием в моменты времени, непосредственно предшествующие или совпадающие с холоднопламенной стадией, дают некоторый разброс результатов, очевидно, вследствие неизбежных ошибок в оценке в этих случаях координаты времени (относительно области холодного пламени). Результаты опытов, приведенных на рис. 3, полностью подтверждают выводы, сделанные на основании предварительных опытов. С холоднопламенной стадией, как очевидно, связано глубокое изменение реакционно-кинетических свойств смеси, что выражается в значительном сокращении расстояния до детонации и, следовательно, в возрастании саморазгона реакции в преддетонационном периоде. При воспламенении значительно позже появления холодного пламени (через 10–12 сек) детонация исчезает, как это показывает фоторегистрация на рис. 2. Окислительный процесс, следующий за холодным пламенем, приводит к «вырождению» детонационных свойств горючей смеси.

### Обсуждение результатов

Исследования Айвазова и Неймана [2] показали, что в холодно-пламенной стадии в смеси образуется максимальная концентрация перекисей. Дальнейший ход изотермического окисления приводит к снижению концентрации перекисей и нарастанию концентрации альдегидов и  $\text{CO}$ .

Резкое повышение саморазгона реакции в преддетонационном периоде при зажигании непосредственно после появления холодного пламени следует приписать образованию в этой стадии максимальной концентрации перекисей.

Увеличение расстояния детонации, а в некоторых случаях и ее исчезновение при воспламенении после длительного окисления объясняется, во-первых, понижением концентрации перекисей, а во-вторых, разбавлением смеси продуктами промежуточного окисления, что связано прежде всего с рассеянием до воспламенения

части энергии сгорания исходного углеводорода. Но кроме деградации энергетических свойств смеси, имеет значение и пониженная реакционная способность промежуточных продуктов окисления. В отношении СО это подтверждается прямыми опытами [3], показавшими, что в смесях СО с кислородом детонация возникает при значительно более высоких начальных давлениях, чем в кислородных смесях метана и других углеводородов. В отношении альдегидов соответствующих, экспериментальных данных нет.

Наши опыты дают некоторые указания и на возможные новые пути устранения детонации в двигателе. «Химическая подготовка» топливно-воздушной смеси, идущая в двигателе внутреннего сгорания в ходе сжатия, приводит, как показали прямые опыты Эгертона и сотрудников [4], к накоплению в смеси перекисей и альдегидов.

Условием возникновения в двигателе детонационной волны является накопление в последней части заряда до окончания сгорания достаточно большой концентрации перекисей. Судя по этим опытам, альдегиды активной роли в «химической подготовке» не играют. И опыты Эгертона, и спектроскопические исследования в двигателе Уитроу и Рассвейлера [5] показывают, что стадия окислительного процесса, непосредственно предшествующая детонации в двигателе, может быть в основном отождествлена с холоднопламенной стадией, как она получается при изотермическом окислении.

Образование в двигателе детонации может быть исключено, во-первых, таким замедлением окислительного процесса, при котором сгорание смеси будет закончено до окончания периода индукции холодного пламени. С другой стороны, возникновение детонации будет затруднено и в случае слишком раннего образования холодного пламени, когда сгорание будет протекать в условиях деградации детонационных свойств заряда, т. е. при понижении концентрации пероксидов и разбавлении смеси альдегидами и СО, как это следует из наших опытов. В отличие от них в двигателе все стадии окислительного процесса, протекающие в условиях высоких температур и давлений, концентрируются на значительно меньших отрезках времени.

Косвенное подтверждение возможности устранения детонации в двигателе в результате раннего окисления и последующей деградации детонационных свойств смеси представляет проведенное в нашей лаборатории исследование сгорания в моторе некоторых топлив, в том числе диизопропилового эфира [6].

Отметим, наконец, что антидетонационный эффект ТЭС в двигателе в значительной мере обязан усилению распада перекисей и ускорению окислительных реакций, следующих за холоднопламенной стадией и приводящих к деградации детонационных свойств смеси. На это указывают опыты, приведенные в цитированной работе Эгертона [4], согласно которым в присутствии ТЭС максимальная концентрация перекисей достигается значительно раньше в ходе сжатия. К моменту же воспламенения последней части заряда концентрация перекисей резко снижается, а содержание альдегидов и СО повышается. То же показывают и данные спектроскопических исследований Уитроу и Рассвейлера [7], согласно которым примесь ТЭС совершенно не ослабляет интенсивности полос поглощения формальдегида перед детонационным взрывом в двигателе и резко снижает интенсивность сплошной части спектра, возможно, связанной молекулам перекиси.

**Выводы**

Проведены опыты, показывающие влияние на расстояние до детонации предварительной «химической подготовки» горючей смеси перед зажиганием. Наиболее значительное изменение реакционно-кинетических свойств смеси связано с холоднотлеющей стадией окислительного процесса. Следующее за холодным пламенем окисление приводит к деградации детонационных свойств смеси, что дает указание на возможность новых путей устранения детонации в двигателе.

**Литература**

1. Щелкин К., Соколик А., Журн. физ. химии, 10, 479, 1937.
2. Айвазов Б. В., Нейман М. Б., Журн. физ. химии, 8, 88, 1936.
3. Ривин М., Соколик А., Журн. физ. химии, 8, 767, 1936.
4. Egerton A., Smith a. Ubbelohde, Phil. Trans. Roy. Soc, 234, 433, 1935.
5. Withrow L. a. Rassweiler C. M. Industr. Eng. Chem., 25, 923, 1933.
6. Соколик А., Воинов А., Исследование дисизопропилового эфира как моторного топлива, Труды «Химгаз» (в печати).
7. Withrow L. a. Rassweiler C. M., Industr. Eng. Chem., 27, 372, 1935.

Журнал физической химии. – 1937. – Т. X, вып. 3. – С. 484–487.

## **Детонация в воздушной смеси пентана с гексаном в трубах**

К.И. ЩЁЛКИН

*(Представлено академиком Н. Н. Семёновым 13.12. 1938 г.)*

В настоящей работе мы поставили себе целью исследовать возможность возникновения детонационной волны в воздушных смесях пентана и гексана в трубах при искровом зажигании.

Для решения этой задачи была обследована область начальных состояний смеси при давлениях от 1 до 10 кг/см<sup>2</sup> и температурах от 20 до 500°.

**Аппаратура.** При температурах, превышающих 280–300°, и давлениях, больших 2,5–3 атм, смеси пентана и гексана с воздухом самовоспламеняются. Это обстоятельство требует аппаратуры, позволяющей проводить весь опыт за время, меньшее задержки самовоспламенения смеси. Этому требованию удовлетворила специально сконструированная нами автоматическая аппаратура.

Заранее приготовленная смесь перепускалась быстродействующим клапаном с сильной пружиной из автоклава в стеклянную трубу ( $d = 16$  мм, длиной 110 см) по короткой соединительной трубке диаметром 10 мм. Электромагнитный обратный клапан, помещенный в начале трубы, закрывал ее немедленно после окончания перепуска. С рычагом напускного клапана были соединены передвижные контакты зажигания. Это позволяло точно регулировать момент зажигания и производить его автоматически. Время перепуска смеси в трубу и закрытия обратного клапана

было в сумме 0,02–0,03 сек. Труба помещалась в печи с продольной щелью для фотографирования и допускающей нагрев до 600°. Температура печи (трубы) регулировалась и поддерживалась постоянной терморегулятором КГ–3Х. Работая лишь на нормальном режиме, можно было легко поддерживать температуру с точностью до 2–3°. Для предотвращения самовоспламенения смеси от удара при перепуске в конце трубы помещался томпон из стеклянной ваты. Для регистрации давления, времени перепуска и момента зажигания применялся мембранный индикатор с оптической регистрацией. Зажигание производилось конденсаторным разрядом  $C = 0,02$  м. ф. между железными электродами с зазором 0,2 мм.

**Результаты опытов.** Предварительные опыты с воздушной смесью пентана  $\alpha = 1$  и 0,9 при начальной комнатной температуре и давлениях до 11 кг/см<sup>2</sup> показали, что с повышением давления вид распространения пламени совершенно не меняется. Никаких признаков детонации при этом не было обнаружено.

Результаты опытов при повышенных температурах со смесью пентана с гексаном (45%  $C_5H_{12} + 55\%C_6H_{14}$ ) изображены на рис. 1.

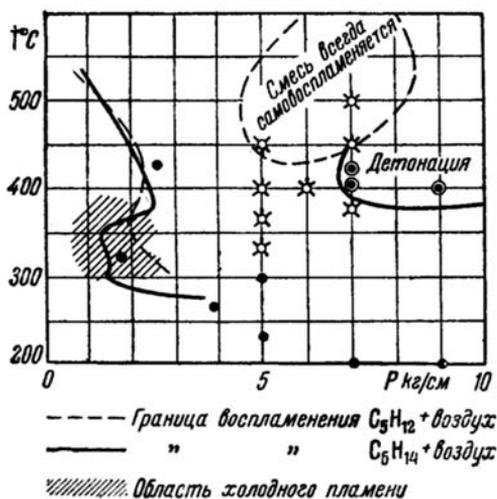


Рис. 1

Все опыты проводились со смесью  $\alpha = 0,9$ . Здесь точками обозначены состояния смеси, при которых распространение пламени ничем качественно не отличалось от распространения при комнатной температуре. В этих случаях движение пламени замедлялось в конце трубы. Звездочками отмечены состояния смеси, в которых при распространении пламени от искры появлялись сильные вибрации пламени. Для одного и того же давления с повышением температуры амплитуда вибраций и интенсивность свечения пламени росла до тех пор, пока явление в значительной степени не подавлялось самовоспламенением в конце трубы. Во всех случаях фронт пламени в начале распространения не регистрировался на фотопленке. Отбросы и вибрации пламени по-видимому объясняются возникновением в трубе волн сжатия. Скорость волн, определенная по частоте вибраций, доходит до 1100 м/сек. Кружками на рис. 1 отмечены состояния, в которых при поджигании смеси искрой возникала детонация. Для получения детонации при этих условиях необходимо было зажигать смесь так, чтобы в конце трубы смесь не успела самовоспламениться. В случае запаздывания зажигания искрой самовоспламенение подавляло детонацию. Распространение пламени в этом случае было таким же, как в точках, обозначенных звездочками. При высоких температурах не удавалось избежать самовоспламенения, и все попытки получить детонацию окончились неудачей.

В воздушных смесях пентана также возникало вибрационное распространение, но при несколько других температурах и давлениях. Детонации же в воздушных смесях пентана получить не удалось.

Детонация в смеси пентана с гексаном возникает в конце трубы, на последних 10 см. Увеличение давления с 7 до 9 кг/см<sup>2</sup> не приблизило места возникновения детонации к искре.

На рис. 2 приведена одна из полученных фотографий детонации на движущуюся пленку. В месте возникновения детонации возникает также и ретонационная волна, распространяющаяся в противоположном направлении. Обе волны образуют на фотографии характерный тупой угол.

Ретонационная волна дает на фотопленке резкий и яркий след. Скорость детонационной волны при  $P_0 = 9$  кг/см<sup>2</sup> и  $T_0 = 405^\circ$  в смеси 45% пентана + 55% гексана  $\alpha = 0,9$  оказалась равной 1 900 м/сек. Скорость ретонационной волны – 1 600 м/сек. Из-за того, что детонация возникает в конце трубы, точность измерения скорости мала, и ошибка может достигать 10–15%. Во всех случаях, когда возникала детонация, не удавалось

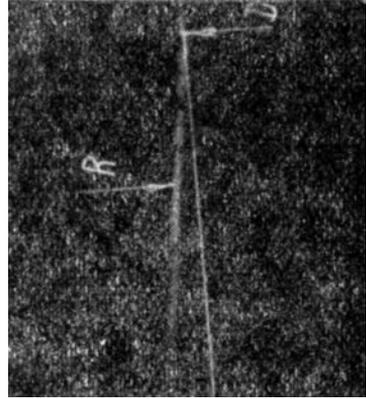


Рис. 2

зарегистрировать фронт пламени в преддетонационном периоде. Поэтому нельзя ничего сказать о виде распространения пламени в преддетонационном периоде. Средняя скорость пламени от момента зажигания до момента возникновения детонации при  $P_0 = 7$  кг/см<sup>2</sup> и  $T_0 = 420^\circ$  равна 150 м/сек.

Доклады АН СССР. –1939. – Том XXII, № 3. – С. 111–112

## К теории возникновения детонации в газовых смесях в трубах

К.И. ЩЁЛКИН

Давно известно [1, 2], что возникновению детонации в горючих газовых смесях при зажигании их электрической искрой в трубах предшествует ускорение распространения пламени. В данной статье мы попытаемся выяснить механизм этого ускорения. Необходимость такой работы очевидна, так как, несмотря на продолжительную историю и практическую важность исследований возникновения детонации в газах, нет еще не только теории, но и достаточно правдоподобной картины этого процесса. Сейчас экспериментально исследовано влияние изменения целого ряда условий на величину расстояния от зажигания до места возникновения детонации [3–10]. К сожалению, во всех случаях обращалось внимание лишь на регистрацию этой длины, а время от зажигания до возникновения детонации не регистрировалось. Поэтому трудно утверждать что-либо вполне определенное об изменении ускорения пламени с изменением условий опыта. Так как нас в связи с поставленной задачей усиленно интересовал вопрос о влиянии давления на возник-

новение детонации, мы измерили для ряда давлений расстояние от искры до места ее возникновения и соответствующее время от момента зажигания до момента возникновения детонации.

Опыты проводились со смесью  $C_3H_{12} + 8O_2 + 3N_2$  в стеклянной трубе длиной 175 см и диаметром 16 мм (табл. 1).

Как видно из табл. 1, с увеличением начального давления детонация возникает ближе к искре. Сокращается и время от момента зажигания до момента возникновения детонации, причем так, что отношение  $L/t$  растет. Легко видеть, что это возможно лишь в том единственном случае, когда рост начального давления увеличивает ускорение пламени в преддетонационном периоде. Даже если бы отношение  $L/t$  не изменялось с давлением, то сокращение времени до возникновения детонации указывало бы на увеличение ускорения пламени с давлением. В самом деле, для случая, например, равномерно-ускоренного движения из отношения  $L/t = gt/2$  видно, что рост (или сохранение постоянного значения) с одновременным уменьшением  $t$  возможен лишь за счет увеличения  $g$ .

Табл. 1

Начальное давление, мм рт. ст.	Расстояние до детонации $L$ , см	Время $t$ , с	$L/t$ , м/с
365	66	1,93	342
450	52,8	1,88	431
800	49	1,023	478

Рост ускорения пламени при возникновении детонации с повышением давления весьма поразителен, если учесть, что повышение начального давления не увеличивает скорости нормального распространения пламени [11, 12]. Этот факт заставляет думать, что ускорение пламени перед детонацией объясняется не изменением скорости нормального распространения пламени, а происходит за счет изменения с давлением каких-то других свойств газовой смеси.

Имеются и другие примеры, когда возникновению детонации способствуют причины, никак не влияющие на скорость нормального распространения пламени (фундаментальную скорость). Лаффитт [6] обнаружил, что если внутреннюю поверхность трубы покрыть песком ( $d = 1 \div 3$  мм), то в такой трубе при прочих равных условиях детонация возникает значительно ближе к искре, чем в чистой. Мы тоже неоднократно убеждались в том, что наличие шероховатостей, выступов и вообще всякого рода неровностей в трубе значительно способствует возникновению детонации. Шероховатости снижают также и предельное давление, при котором еще возможно возникновение детонации от искрового зажигания [13]. Все эти факты, взятые вместе, привели нас к заключению, что причиной ускорения пламени в преддетонационном периоде является возникновение и развитие турбулентности того потока газа, который возникает в трубе перед фронтом распространяющегося пламени из-за расширения горящих газов. С турбулизацией этого потока картина распространения пламени должна резко измениться.

Из-за пульсаций струи горящих газов врываются в свежий газ. Фронт пламени становится косматым, его поверхность резко возрастает, и вследствие этого растет

линейная скорость распространения. Ускоряющееся пламя, как это наблюдали Пеймен и Титмен [14], посылает вперед волны сжатия, которые, догоняя друг друга, соединяются в мощную волну, инициирующую детонацию. Не все детали предлагаемого механизма возникновения детонации ясны, многое придется еще уточнить и изменить. Однако уже сейчас с этой точки зрения весьма просто объясняются все приведенные выше факты. Шероховатости повышения давления способствуют установлению турбулентности и тем увеличивают ускорение распространения пламени и содействуют возникновению детонации. Пользуясь таким представлением о возникновении детонации, легко объяснить влияние и других параметров на этот процесс. Однако такого рода качественные рассуждения, естественно, могут показаться малоубедительными. Для подтверждения теории или гипотезы требуются количественные совпадения вычислений с опытом. В дальнейшем мы сделаем некоторые попытки выполнить такие вычисления.

Из предположения, высказанного выше, следует, что при концентрациях горючего, когда в смеси, подожженной искрой или пламенем, перестает возникать детонация (эти концентрации иногда [13] называют «взрывными пределами»), числа Рейнольдса, отнесенные к потоку свежего газа впереди фронта пламени в начале распространения, должны переходить через критическое значение. Вне этих концентраций – там, где детонация не возникает, они должны быть меньше критических, внутри – больше.

В первом грубом приближении скорость движения частиц свежего газа вблизи фронта пламени будет порядка скорости распространения пламени. При этом мы делаем ошибку, величина которой по сравнению с единицей примерно равна  $T_0 n_0 / (T_1 n_1)$ , где  $T_0$  и  $T_1$  – начальная температура и температура пламени;  $n_0$  и  $n_1$  – количества молей до и после сгорания. В грубом приближении критерий Рейнольдса мы можем определить как  $Re = rv/v$ , где  $r$  – радиус трубы;  $v$  – кинематическая вязкость, а  $v$  – скорость движения пламени относительно газа в начале распространения. Вместо этой скорости мы будем подставлять хорошо известные и более определенные нормальные (фундаментальные) скорости распространения пламени, а затем вводить требуемую поправку.

Значения вязкостей приведены в табл. 2.

**Табл. 2**

Газ	$\eta \cdot 10^7$	Газ	$\eta \cdot 10^7$
Воздух	1820	O <sub>2</sub>	2010
H <sub>2</sub>	870	CH <sub>4</sub>	1080
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	1000	CO	1740

В табл. 3 приведены результаты вычислений чисел Рейнольдса, отнесенных к потоку свежего газа в начале распространения пламени при тех предельных концентрациях горючего, вне которых в трубе с искровым зажиганием детонация перестает возникать. Вычисления приведены для всех тех случаев, когда удалось найти в литературе предельные концентрации и скорости нормального распространения пламени при этих концентрациях.

Табл. 3

Смесь	Предельные концентрации, % горючего (атм)	Скорость нормального распространения пламени, см/с	$Re = \frac{\delta v}{\eta}$
H <sub>2</sub> + воздух	28	200	1150
	[13]	[17]	
H <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	35,5	270	1430
	23	180	1070
	[13]	[17]	
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + воздух	85	440	1150
	6,5	100	680
	[15]	[18]	
CO + H <sub>2</sub>	15	60	420
	60	95	640
	[16]	[19]	
CH <sub>4</sub> + O <sub>2</sub>	72	100	670
	10	240	1600
	[16]	[20]	
	60	–	–

Вязкости смесей приближенно вычислялись как линейные функции вязкостей составляющих газов. Скорости распространения у предельных концентраций определялись графической интерполяцией экспериментальных данных. Повышенное  $Re$  для метана по сравнению с другими газами объясняется тем, что для вычисления была взята не нормальная скорость распространения, а скорость «равномерного движения» (uniform mouvement), которая выше нормальной. Для верхнего предела в этой смеси  $Re$  не удалось вычислить из-за дефектности данных по скоростям распространения (по Ривину и Соколику [16], 60%-ная смесь CH<sub>4</sub> с кислородом детонирует, а по Пеймену [20], в этой смеси пламя вовсе не распространяется).

Если учесть, что скорость движения пламени в трубе примерно раза в два выше фундаментальной (нормальной), то вычисленные  $Re$  соответственно возрастут до 1300–2300 и будут лежать слегка выше критических значений ( $Re_{кр} \approx 1000 \div 1100$ ). Вне предельных концентраций  $Re$  – ниже критических, внутри – значительно выше и иногда достигают десятков тысяч. Результаты вычислений следует считать весьма удовлетворительными и хорошо подтверждающими нашу гипотезу, особенно если учесть, что исходные данные брались нами из различных источников.

Кроме вычисления  $Re$ , у предельных концентраций можно вычислить и минимальные давления, при которых еще возможно возникновение детонации в трубе при разных составах смеси. С понижением начального давления из-за падения плотности  $Re$  уменьшается. В конце концов  $Re$  достигает критического значения. Давление, при котором наблюдается переход  $Re$  к значениям меньше критических, есть минимальное давление, при котором возможно самопроизвольное возникновение детонации от зажигания слабым источником (искра, пламя).

В табл. 4 приведены экспериментальные значения минимальных давлений для смесей [16, 20] и [2] с кислородом и вычисленные по формуле, выведенной на основании высказанных выше соображений:

$$p = Re_{кр} \frac{760\eta}{\nu r \delta_0} \text{ мм рт. ст.}, \quad (1)$$

где  $\nu$  – скорость распространения пламени в трубе, которая, как уже указывалось выше, для ряда кислородных смесей не зависит от начального давления. Было принято, что эта независимость сохраняется и для кислородных смесей  $CH_4$  и  $O_2$ . Для вычисления давлений мы пользовались не нормальными скоростями, а скоростями распространения в трубе, об изменении которых с концентрацией имеются более полные данные [20,2].

Табл. 4

$CH_4 + O_2$			$H_2 + O_2$		
% $CH_4$	$P_{min}$ (вычисленное), мм рт. ст.	$P_{min}$ (экспериментальное), мм рт. ст.	% $H_2$	$P_{min}$ вычисленное, мм рт. ст.	$P_{min}$ (экспериментальное), мм рт. ст.
10	760	760	23	760	760
15,5	253	213	24,2	678	678
21,6	80	70	29,5	488	312
27	46	57	33,8	372	250
33	33	70	39,2	282	205
40	61	114	48,5	215	143
45,6	381	187	52,6	198	113
53,4	2270	~400	77,5	328	300
–	–	–	80	487	400
–	–	–	81,6	600	510

Значения  $Re_{кр}$  брались равными  $Re$  при атмосферном давлении у нижней границы (по концентрации) возникновения детонации;  $\delta_0$  – плотность при 760 мм рт. ст. и 17°;  $r = 1$  см;  $\eta$  – вязкость (см. табл. 2).

Как и раньше, для метана на верхнем пределе наблюдается резкое отклонение вычисленных значений от экспериментальных. О причине этого мы писали выше.

Вычисленные значения довольно хорошо совпадают с экспериментальными. Лучшего совпадения трудно ожидать, так как данные по предельным давлениям и по скоростям распространения получены разными авторами в условиях, только лишь весьма приблизительно сравнимых.

В заключение отметим еще один факт, подтверждающий предложенный выше механизм возникновения детонации. Пользуясь диаграммой, представляющей скорости нормального распространения пламени для воздушных смесей разных газов и паров [18], можно заранее сказать, в каких случаях вероятнее всего можно получить детонацию при искровом воспламенении. Если расположить газы в нисходящем порядке по склонности к детонации, то оказывается, что первым после водорода и ацетилена вследствие сравнительно высоких скоростей распространения пламени в смесях его с воздухом идет этилен. Как нам сообщил М.А. Ривин, ему удалось наблюдать возникновение детонации от искры в 6,5%-ной воздушной смеси этилена в трубе диаметром 17 мм при начальном давлении 4 атм. Последующие вычисления показали, что детонация возникает примерно при тех условиях, когда  $Re$ , вычисленное принятым нами способом, переходит через критическое значение. Из-за отсутствия закона изменения скорости нормального распространения пламени в воздушной смеси этилена с давлением расчет чрезвычайно приближителен, и мы его поэтому не приводим.

Из всего приведенного выше следует, что предложенная нами гипотеза подтверждается и попутно дает возможность вычислить, пользуясь значениями нормальных скоростей распространения, предельные концентрации и минимальные давления, при которых возникает детонация от искрового зажигания в трубах.

Напоминаем, что минимальные давления можно вычислить по формуле (1) лишь тогда, когда есть уверенность в том, что скорость распространения пламени не зависит от давления. В противном случае мы должны учитывать эту зависимость.

Кроме того, следует еще раз напомнить, что изложенное выше относится к зажиганию слабым источником (искра, пламя). В случае зажигания готовой детонационной волной детонация возникает сразу, без предварительного самоускорения пламени, и пределы в этом случае определяются совсем другими обстоятельствами.

### Литература

1. Dixon H. B. – Philos. Trans. Roy. Soc. London A, 1903, vol. 20, p. 315.
2. Bone W. A., Townend D. T. A. Flame and combustion in gases. L. etc.: Longmans Green, 1927.
3. Laffitte P. – C. r. Bull. chim Soc, 1928, t. 186, p. 951.
4. Dumanois R., Laffitte P. – C. r. Bull. chim. Soc, 1926, t. 183, p. 284.
5. Egerton A., Gates S. F. – Proc. Roy. Soc. London A, 1927, vol. 114, p. 137.
6. Laffitte P. – C. r. Bull. chim. Soc, 1923, 1, 176, p. 1392.
7. Laffitte P. – Ann. Phys., 1925, vol. 10, p. 587.
8. Sokolik A. S., Schelkin K. I. – Sow. Phys., 1933, Bd. 4, S. 795.
9. Щёлкин К. И., Соколик А. С. – Журн. физ. химии, 1937, т. 10, с. 479.
10. Щёлкин К. И., Соколик А. С. – Журн. физ. химии, 1937, т. 11, с. 484.
11. Stevens F. W. – Rep. NACA, 1930, p. 372.
12. Колодцев Х. И., Хитрин Л. Я. – Журн. техн. физики, 1937, т. 8, с. 194.

13. Ривин М. А., Соколик А. С. – Журн. физ. химии, 1937, т. 7, с 572.
14. Payman W., Titman H. – Proc. Roy. Soc. London A, 1935, vol. 152, p. 418.
15. Брескер Р., Ривин М. А., Соколик А. С. – Журн. физ. химии, 1937, т. 11, с. 688.
16. Ривин М. А., Соколик А. С. – Журн. физ. химии, 1937, т. И, с. 692.
17. Михельсон В. А. Собр. соч. М.: Новый агроном, 1930, т. 1, с. 112.
18. Lindner N. Entzündung und Verbrennung von Gas und Brennstoff-dampfgemischen. В., 1931. 163 S.
19. Stevens F. W. – J. Amer. Chem. Soc., 1926, vol. 48, p. 1896.
20. Payman W. – Trans. Chem. Soc, 1920, vol. 117, p. 48.

Доклады АН СССР. – 1939. – Т. 23. – С. 636–640.

## **Влияние шероховатости трубы на возникновение и распространение детонации в газах**

К.И. ЩЁЛКИН

В работе обнаружено исключительно сильное влияние шероховатости на возникновение детонации, получена детонация в воздушной смеси гексана, и установлено заметное падение скорости детонации в шероховатых трубах в ряде случаев.

В ходе исследования детонации в газах нам удалось получить ряд результатов, которые, по нашему мнению, могут заинтересовать лиц, имеющих дело с горением и детонацией, в том числе в связи с вопросами техники взрывобезопасности.

В связи с этим мы нашли возможным опубликовать некоторые результаты до окончания систематического исследования.

### **1. Методика эксперимента**

Возникновение и распространение детонации фотографировались известным методом Ле Шателье–Диксона. Место возникновения определялось по положению начала характерной яркой прямой линии на фотографии, представляющей след пламени детонационной волны. Скорость измерялась по наклону следа пламени на увеличенной фотографии. За результат принималось среднее из 3–5 измерений.

Точность измерений скорости была порядка 3%.

Для выяснения зависимости возникновения детонации и скорости ее распространения от шероховатости в стеклянную взрывную трубу вставлялась проволочная спираль, прилегающая к внутренней поверхности трубы. На одной и той же фотографии регистрировалось распространение детонации по гладкой и шероховатой частям трубы, что давало возможность измерять изменение скорости детонации при переходе из гладкой части трубы в шероховатую или обратно с точностью до 1,5% от скорости детонации, т. е. точнее измерения скорости в гладкой и шероховатой трубах отдельно.

Для характеристики точности приводим таблицу измерений для одного случая (табл. 1):

Табл. 1

Опыт № 21				
	$\text{tg } \alpha_{\text{ш}}$	$\text{tg } \alpha_{\text{г}}$	$\Delta \text{tg } \alpha$	
	2,61	2,85	0,24	Коэфф. перевода $\text{tg } \alpha$ в м/сек = $\frac{(0,56 \pm 0,2)(160 \pm 0,1)}{8,6 \pm 0,1} =$ $= 1043 \pm 16,6$
	2,63	2,94	0,31	
	2,62	2,89	0,27	
	2,66	2,93	0,27	
Среднее	$2,63 \pm 0,013$	$2,90 \pm 0,031$	$0,27 \pm 0,025$	
Скорость детонации $D_{\text{ш}} = (2,63 \pm 0,013)(1043 \pm 16,6) = 2740 \pm 57$				
Относит. ошибка в пределах 2,1%				
Скорость детонации $D_{\text{г}} = (2,90 \pm 0,031)(1043 \pm 18,6) = 3025 \pm 81$				
Относит. ошибка внутри 2,7%,				
Разность скоростей $\Delta D = (0,27 \pm 0,025)(1043 \pm 16,6) = 273 \pm 31$				
Погрешность составляет 11,3% от разности скоростей и 1/1% от скорости детонации				

Газы и газовые смеси хранились над водой, насыщенной поваренной солью. Смеси гексана с воздухом готовились в эвакуированном стеклянном баллоне. Состав газов контролировался анализом. Водород и кислород готовились электролизом; этилен получался из этилового спирта на окиси алюминия.

Гексан марки «Кальбаум» (aus Petroleum), перегнанный над металлическим натрием, имел точку кипения 71°C. Источником воспламенения служил взрыв медной нити длиной 1 см, диаметром 0,15 мм, включенной накоротко в сеть переменного тока 110 В.

## 2. Результаты экспериментов

1. В кислородных смесях этилена и водорода в шероховатой трубе диаметром 18 мм детонация всегда, за исключением смесей, по составу далеких от стехиометрического, возникала на расстоянии 5–8 см от зажигания, т. е. на расстоянии 3–5 диаметров трубы, вместо 40–80 см в гладкой трубе. Изменение давления от 760 до 300 мм рт. ст. заметно не сказывалось на месте возникновения детонации.

Для иллюстрации приведем табл. 2, где  $P$  – давление смеси;  $k/r$  – степень шероховатости, отношение диаметра проволоки к радиусу трубы;  $n$  – среднее число витков на сантиметр;  $L$  – расстояние до места возникновения детонации.

Табл. 2

Смесь	$P$ , мм рт.ст.	$k/r$	$n$	$L$ , см	$L/r$
$C_2H_4 + 3O_2$	760	0,16	3,96	4,5	3,0
$C_2H_4 + 1,7O_2$	760	0,16	3,96	5,7	3,8
	300	0,16	3,96	6,4	4,3
	170	0,13	3,96	5,7	3,2
$C_2H_4 + O_2$	760	0,13	3,96	8,8	5,1
	300	0,15	3,13	5,2	3,3
	300	0,16	1,57	6,2	4,1
$C_2H_4 + O_2$	300	Гладкая	–	71	47
$2H_2 + O_2$	760	0,13	2,36	5,2	2,9
	300	0,13	2,36	9,5	5,3
$2H_2 + O_2$	760	Гладкая	–	47,5	30,3
	300	Гладкая	–	67,5	42,2
$C_8H_{14} + \text{воздух } \alpha = 1$	760	0,16	3,1	73	40,5
	760	Гладкая	Не возникает		
$C_2H_4 + \text{воздух } \alpha = 1$	760	0,16	3,1	42	23,3
	760	Гладкая	Не возникает		

На рис. 1 приведена типичная фотография, иллюстрирующая возникновение детонации в шероховатой трубе на весьма близком расстоянии от зажигания.

Обнаруженное нами действие шероховатости на возникновение детонации значительно превышает эффект, замеченный Лафитом [1] и послуживший одной из основ построения нами [2] схемы возникновения детонации, по которой главную роль в ускорении пламени, приводящему к детонации, играет турбулизация потока свежего газа, возникающего в результате расширения горящих газов. Результаты приведенных опытов вполне соответствуют выводам, сделанным нами из этой схемы.

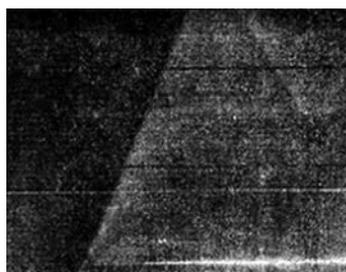


Рис. 1

2. Обнаружив такое мощное влияние шероховатости на возникновение детонации, вытекающее из нашей схемы возникновения детонации, было естественным попытаться получить возникновение детонации в смесях, в которых ранее еще никому не удавалось вызвать детонацию при искровом воспламенении. Такими смесями являются воздушные смеси углеводородов, применяющихся в двигателях внутреннего горения.

Долгое время считалось, что в них невозможно возникновение детонации в нормальных условиях, отличных от двигателя. Иост [3], например, считает их недетонационноспособными вне двигателя. Ривин и Соколик [4] показали, что эти смеси могут поддерживать распространение детонации при зажигании их поступающей извне готовой детонационной волной. Нам удалось ранее [5] наблюдать возникновение детонации (в воздушной смеси пентана и гексана) в трубе, но лишь при состоянии, близком к достигающемуся в конце хода сжатия двигателя.

Наши опыты в шероховатых трубах привели к детонации гексана с воздухом при нормальных условиях. Оказалось, что в трубе длиной 120–150 см, диаметром 1,5–1,8 см, со спиралью с шагом 3,1 см из проволоки толщиной 1,5 мм в смеси гексана с воздухом (3,2%) возникает детонация при начальном атмосферном давлении, комнатной температуре и описанном выше способе искрового воспламенения (ср. табл. 2).

Детонация возникает на расстоянии 70–75 см от зажигания и распространяется со скоростью 1300 м/сек. Средняя скорость пламени относительно стенки трубы от момента воспламенения до возникновения детонации была равной 205 м/сек. Скорость детонации в шероховатой трубе оказалась значительно ниже вычисленной. Как будет видно ниже, это распространенное явление.

Кроме гексана мы обследовали смесь этилена с воздухом стехиометрического состава.

В такой же трубе детонация в этой смеси возникает на расстоянии 45–40 см от зажигания и распространяется со скоростью 1300–1400 м/сек. в зависимости от шероховатости. Здесь скорость детонация, как и в ряде других случаев, например, в смеси водорода с кислородом, ниже скорости в гладкой трубе, измеренной Ривиным и Соколиком при инициировании детонации гремучей смесью.

Возникновение детонации в воздушной смеси гексана дает все основания думать, что в шероховатых трубах возможно возникновение детонации и в воздушных смесях других углеводородов таких, как пентан, гептан, бензол, ибо они с точки зрения нашей схемы возникновения детонации существенно не отличаются от гексана.

3. Для выяснения влияния шероховатости на скорость детонации были поставлены опыты с кислородными смесями этилена и водорода. В табл. 3 дана сводка результатов.

Табл. 3

№ опыта	Смесь	$P$ , мм рт. ст.	$k/r$	$n$	$D_r$	$D_m$	$D_m/D_r$ 100
14	$C_2H_4 + 3O_2$	760	0,16	3,99	2380	2380	100,0
15	$C_2H_4 + 1,7O_2$	760	0,16	3,99	2870	2870	100,0

№ опыта	Смесь	$P$ , мм рт. ст.	$k/r$	$n$	$D_r$	$D_{ш}$	$D_{ш}/D_r$ 100
16		300	0,16	3,99	2240	2220	99,1
19	$C_2H_4 + O_2$	760	0,14	3,99	2900	2590	89,3
18		330	0,13	3,99	2860	2430	85,0
21	$2,1H_2 + O_2$	760	0,17	2,36	3025	2740	90,6
20		300	0,17	2,36	2890	2250	77,0
30	$2H_2 + O_2$	760	0,17	2,60	2740	2400	87,6
31		300	0,17	2,60	2570	2000	77,9
29	$C_6H_{14} + \text{воздух}$	760	0,16	3,10	1700 [14]	1300	–

Состав смеси приведен приблизительно, так как анализ дал несколько отличные результаты,  $D_r$  – скорость детонации в гладкой трубе,  $D_{ш}$  – в шероховатой. Остальные обозначения объяснены в связи с табл. 2.

Из рассмотрения табл. 3 видно, что в смесях этилена с кислородом зависимость скорости от шероховатости наблюдается лишь при составах, удаленных от стехиометрического. Эффект тем сильнее, чем ближе смесь к пределу детонации по составу или давлению.

Такова же зависимость и для водорода с кислородом, с той разницей, что в этом случае скорость понижается и в стехиометрической смеси.

Изменение скорости не зависит в пределах ошибки опыта от того, переходит ли волна из шероховатой трубы в гладкую или обратно. Например, опыты № 21 и 20 соответствуют переходу из шероховатой части трубы в гладкую, а опыты № 30–31 обратно. Рис. 2 демонстрирует рост скорости при переходе из шероховатой трубы в гладкую.



Рис. 2

Как известно, классическая теория Чепмена [6] и Жуге [7] позволяет вычислять скорость детонации по одним термохимическим данным. Эта теория, приводящая в большинстве случаев к весьма удовлетворительным совпадениям, дала основание считать, что скорость детонаций является физико-химической константой и не зависит от аппаратурных условий.

Изменение скорости детонации при данном составе смеси в зависимости от условий распространения наблюдалось и ранее. Бергло и Вьей [8] заметили, что в узких трубках (капиллярах) скорость ниже, чем в широких. Кемпбел [9] обнаружил уменьшение скорости детонации в тонкостенных резиновых трубках, но лишь в смесях, в которых наблюдается детонационный спин. Вендландт [10] установил, что вблизи предела скорость детонации оказывается значительно ниже вычисленной. Он объяснил это в рамках классической теории тем, что на некоторой длине в детонационной волне используется не весь тепловой эффект реакции, и скорость детонации соответствует только части тепла, используемой в волне. Однако состояние, на котором выделяющееся тепло еще используется в волне, осталось у Вендландта неопределенным.

Льюис и Фриоф [11] наблюдали отклонение измеренных скоростей от вычисленных теоретически, при разбавлении гремучей смеси водорода с кислородом, гелием и водородом, в то время как разбавление аргоном, азотом и кислородом не приводило к таким расхождениям, и также объяснили расхождение тем, что химическая реакция не успевает закончиться в волне. Молчаливо полагая длину зоны реакции постоянной, они объяснили увеличение расхождения между измеренной и вычисленной скоростями при росте скорости детонации.

Я.Б. Зельдович [12] в своем исследовании детонации дал точное определение той длины, на которой выделение энергии реакции влияет на скорость детонации. Эта длина оказалась зависящей от теплоотдачи и трения. Увеличение сопротивления при переходе от гладкой трубы в шероховатую косвенно увеличивает потери на недожог. Наряду с потерями на недожог не менее существенны в теории Зельдовича потери энергии теплоотдачей и потери количества движения из-за сопротивления внутри зоны реакции в детонационной волне. Таким образом в противоположность классической термодинамической теории, не рассматривающей протекания химической реакции в волне, теория Зельдовича оказывается в состоянии удовлетворительно объяснить падение скорости в шероховатых трубах, гидродинамическое сопротивление которых значительно выше сопротивления гладких труб [13].

### Выводы

1. Показано сильное влияние шероховатости на возникновение детонации. 2. Показана возможность возникновения детонации в углеводородо-воздушных смесях в трубах при нормальных давлении и температуре. 3. Обнаружена зависимость скорости распространения детонации в газах от шероховатости трубы.

### Литература

1. Laffitte. C. R., 186, 95, 1, 1928.
2. Щёлкин К. И. ДАН. 23, 636, 1939.–
3. Jost. Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen, Berlin, 1939. С. 510, 513.
4. Ривин А. и Соколик А. ЖФХ, X, 692, 1937.
5. Щёлкин К. И. ДАН, 22, 111. 1939.
6. Chapman. Phil. Mag. [5], 47, 90, 1899.
7. Jouguet. Mécanique des Explosifs. Paris, 1917.
8. Berthelot et Vielle. Ann. Chim. et Phys., 28, 289, 1883.
9. Campbell. Trans. Far. Soc, 28, 681, 1932.

10. Wendlandt. ZS. f. phys. Chem., 110, 637, 1924; 116, 227. 1925.
11. Lewis and Friauf. J. Am. Chem. Soc, 52, 3905, 1930.
12. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 10, 542. 1940.
13. См. напр. Prandtl. VDI, 77, 5, 1933.

Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1940. – Т. 10, вып. 7. – С. 823–827.

## Приложение теории распространения произвольного разрыва к некоторым случаям воспламенения газов

Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, К.И. ЩЁЛКИН

### Введение

Задача о возникновении и распространении разрыва давления в газе имеет непосредственное применение к теории возникновения детонации в газовых смесях. Она может иметь отношение также к воспламенению некоторых горючих газов в производственной обстановке.

В связи с этим ниже излагается общая теория распространения произвольных разрывов и решаются две задачи, имеющие отношение к указанным выше практическим вопросам.

### Теория распространения произвольного разрыва

Рассмотрим произвольный разрыв в газе.

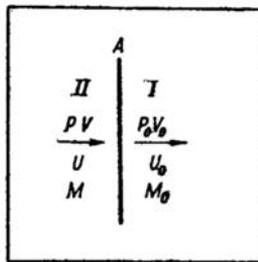


Рис. 1

Пусть слева от плоскости  $A$  рис. 1, давление газа  $P$ , удельный объем  $V$ , молекулярный вес  $M$ , справа и скорости движения газа соответственно  $U$  и .

Что произойдет с таким разрывом?

Обратим внимание на то, что изменение всех величин, описывающих газы по обе стороны плоскости  $A$ , в дальнейшем будет зависеть лишь от отношения  $x/t$ , где  $x$  – расстояние от места образования разрыва,  $t$  – время от момента его воз-

никновения. Это следует из соображений размерности. В самом деле, из величин  $P$ ,  $V$ ,  $U$  можно получить длину и время лишь в комбинации  $x/t$ , представляющей собой некую характеристическую величину размерности скорости. Примером такой величины может служить скорость звука, равная в газе  $C = \sqrt{kPV}$ , где  $k$  – отношение теплоемкостей. Зависимость всех величин от отношения  $x/t$  означает, что в пространстве возникает некоторое распределение  $P$ ,  $V$  и  $U$ , все масштабы которого будут пропорциональны времени. Поэтому быстрее всего к цели приведет подстановка в уравнения гидродинамики переменной  $\xi = x/tc$  так, что

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{t} \frac{d}{d\xi}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = -\frac{x}{t^2} \frac{d}{d\xi}$$

Мы получим уравнение сплошности

$$\xi \frac{d\rho}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \rho U$$

и уравнение движения

$$(U - \xi) \frac{dU}{d\xi} = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{d\xi}.$$

Интегрирование этих обыкновенных дифференциальных уравнений, заменяющих для нашей задачи общие уравнения газодинамики в частных производных, приведет к следующим результатам в волне разрежения. Состояние вещества меняется по изэнтропе (адиабате Пуассона):

$$PV^k = \text{const}. \quad (1)$$

Изменение скорости движения при прохождении волны подчиняется уравнению

$$U \pm \frac{2}{k-1} C = \text{const}. \quad (2)$$

Скорость распространения данного состояния, совпадающая с его координатой:

$$x/t = \xi = D = U \pm C. \quad (3)$$

Выбор знака в формулах связан с направлением распространения волны (верхний знак для волны, распространяющейся в сторону роста координаты,  $x$ ). Скорость распространения вдоль волны разрежения, вычисленная по формуле (3), есть переменная величина. Другими словами, расчет приводит к конечной, линейно растущей со временем ширине волны разрежения:

$$\Delta x = \Delta D t = \frac{k+1}{k-1} \Delta C; \quad (4)$$

знак  $\Delta$  означает здесь разность соответствующих величин на краях волны разрежения, где имеет место скачок производной (в точках  $L$  и  $M$ , рис. 2).



Рис. 2

Волна сжатия не может быть описана уравнениями (1)–(3), которые приводят в этом случае к физически невозможной многозначности распределения (три значения давления, плотности в одной и той же точке). В этом случае возникает разрыв – ударная волна, в которой состояние вещества меняется по адиабате Гюгонио:

$$\frac{1}{2}(P + P_0)(V_0 - V) = \frac{1}{k-1}(PV - P_0V_0) \quad (5)$$

так, что росту давления в волне сжатия отвечает рост энтропии; скорость движения дается формулой:

$$U = \sqrt{(P - P_0)(V_0 - V)}. \quad (6)$$

Скорость распространения разрыва:

$$D = U_0 \pm V_0 \sqrt{\frac{P - P_0}{V_0 - V}} = U \pm V \sqrt{\frac{P - P_0}{V_0 - V}} \quad (7)$$

больше суммы скорости звука и скорости движения газа, подвергающегося сжатию, но меньше такой же суммы для сжатого газа. Из уравнений следует невозможность распространения в одном направлении двух волн. Физически это очевидно, так как все волны возникают в одном и том же месте, в одно и то же время; между тем по газу, уже подвергнувшемуся действию волны, любая следующая волна пойдет со скоростью, равной или большей скорости первой волны, так что нельзя представить себе двух волн, бегущих в одном направлении.

Распространяющаяся по данному газу волна – будь то волна разрежения или ударная волна – полностью определяется одним параметром, например, отношением плотностей газа до и после прохождения волны. Данный параметр уже определяет все остальные величины – давление, температуру, энтропию, скорость движения газа после прохождения волны и скорость распространения волны – притом по формулам (1)–(3), если плотность падает (волна разрежения), или по формулам (5)–(7) в случае волны сжатия (ударной волны). Однако для описания поведения произвольного разрыва, где кроме трех величин  $P$ ,  $V$ ,  $U$  с одной стороны разрыва заданы три величины с другой стороны, необходимы по меньшей мере три параметра. Между тем, как мы видели, могут одновременно распространяться две волны в разные стороны, что дает два параметра. Мы приходим к необходимости существования еще одного разрыва, который, однако, не должен распространяться относительно газа; в таком разрыве особого рода давления и скорости движения газа по обе стороны разрыва должны совпадать; при этом плотность, температура и энтропия газа с двух сторон разрыва особого рода различны, что и дает отсутствующий третий параметр. Практически расчет сводится к подбору такого значения давления (одинакового с обеих сторон разрыва особого рода), чтобы скорость движения газа, подвергнувшегося действию волны с перепадом от начального до искомого давления, была также одинакова с обеих сторон разрыва особого рода.

До сих пор мы не учитывали диссипативных величин – трения, теплопроводности и диффузии. Эти величины в комбинации с имеющимися могут дать новую величину размерности длины. Они дают в применении к нашей задаче ширины разрывов.

Для ударной волны учет трения и теплопроводности, принципиально необходимый для описания роста энтропии, по Беккеру приводит к конечной и постоянной

ширине фронта волны порядка длины свободного пробега молекул в газе. Эта ширина мала по сравнению с расстоянием, пробегаемым ударной волной. На волну разрежения, вследствие малых градиентов, диссипативные величины существенного влияния не оказывают.

Для разрыва особого рода соображения размерности приводят к ширине разрыва  $\xi$ , удовлетворяющей по порядку величины отношению:

$$\xi/l = \sqrt{\lambda/l},$$

где  $l$  – расстояние, которое пробегает за данное время волна сжатия или разрежения;  $\lambda$  – длина свободного пробега молекул. Коль скоро разрыв сместится на макроскопическое расстояние, ширина его будет значительно меньше этого расстояния.

Все сказанное выше, коль скоро мы не касаемся микроскопических деталей строения разрывов, позволяет пренебрегать диссипативными величинами.

Структура волны разрежения [уравнения (1)–(3)] более общими и соответственно более сложными методами была изучена Риманом [1]. Уравнения ударной волны (5)–(7) были найдены Риманом в несколько отличном виде и исправлены Гюгионо [2] и Релеем [3]. Теория распространения произвольного разрыва, включающая образование разрыва особого рода, построенная еще Гюгионо [2], была известна Крюссару [4] и упоминается у Адамара [5]. Однако в дальнейшем она подверглась забвению. Так, например, кажется удивительным, что ее не знал Вебер [6]. Беккеру [7] также она не была известна, ибо он, рассматривая разрыв, возникший в результате куммуляции адиабатических волн сжатия, пишет: «Пока совершенно неизвестно, что произойдет, когда крутизна подъема через известное время... станет бесконечной», т. е., когда образуется разрыв. Решение этой задачи Беккера дано ниже.

Вполне строго, с разбором могущих представиться случаев, распространение произвольного разрыва рассмотрено Кочиним [8].

На этом мы заканчиваем не претендующее на новизну результатов изложение общей теории и переходим к конкретным задачам.

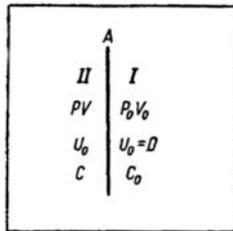


Рис. 3

**Задача 1.** Два покоящихся газа (рис. 3) разделены перегородкой  $A$  так, что . Требуется определить, что произойдет после внезапного удаления перегородки  $A$ .

Для малых разрывов, когда  $P/P_0 = 1 + \beta$ , где  $\beta \ll 1$  задачу можно решить аналитически, пользуясь знакомым условием равенства скоростей движения газов на границе раздела между ними.

Приближенное решение, с точностью до величин второго порядка малости, дает результат, известный в акустике:

$$\frac{P - P_{уд}}{P_{уд} - P_0} = \frac{C_{p0}}{C_{p0}}$$
(8)

где  $P_{уд}$  – давление в ударной волне, идущей по газу I,  $\rho = 1/V$ ,  $\rho_0 = 1/V_0$ . Выражение (8) можно переписать так:

$$\frac{P - P_{уд}}{P_{уд} - P_0} = \frac{kC_0}{k_0C} \quad \text{или} \quad \frac{P_{уд} - P_0}{P - P_{уд}} = \frac{k_0C}{kC_0} \quad (8a)$$

Если по обе стороны плоскости A имеется один и тот же газ при одинаковой температуре, то

$$\frac{P_{уд} - P_0}{P - P_{уд}} = 0.$$

Последнее равенство говорит, что по газу I пойдет ударная волна с перепадом давления между ней и свежим газом  $P_{уд} - P_0$ , равным половине начального перепада давления в разрыве  $-\frac{1}{2}(P - P_0)$ . По газу II пойдет волна разрежения с таким же, как и в ударной волне, перепадом давления.

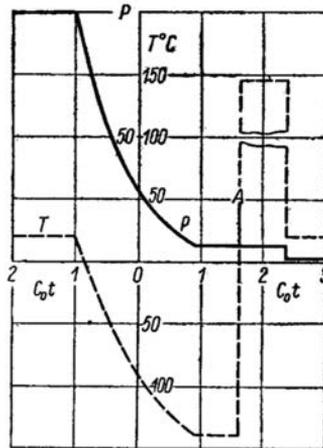


Рис. 4

Давление в возникающей ударной волне существенно зависит от отношения скоростей звука и показателей политроп адиабатического расширения обоих газов. Если газом II будет водород, а газом I – воздух, то при одинаковых начальных температурах отношение (8a) возрастает до 4, т. е. в газе I (воздухе), при равном начальном перепаде давлений, возникнет значительно более мощная ударная волна. Для конечных разрывов, вследствие невозможности аналитического решения, задачу приходится решать последовательными приближениями. Рис. 4 показывает распределение в пространстве величины  $P$  и  $T$  через любое определенное время,  $t$  – после возникновения разрыва для случая, когда по обе стороны плоскости A находится воздух при начальной температуре  $20^\circ\text{C}$  и отношении давлений  $P/P_0 = 100$ . На рис. 5 приведена аналогичная диаграмма, с той только разницей, что газом II является водород. Рисунки показывают, что в газах возникают две волны, идущие в разные стороны от границы их раздела. Разрыв плотности и температуры – разрыв особого рода (плоскость A), неподвижный относительно газа, перемещается со скоростью движения последнего. На рис. 6 графически приведена вычисленная

зависимость давления и температуры в ударной волне в воздухе (газ I) при начальной температуре  $20^{\circ}\text{C}$  от отношения давлений в момент возникновения разрыва. В качестве газа II взят воздух (кривые *B*) и водород (кривые *H*) при той же начальной температуре  $20^{\circ}\text{C}$ .

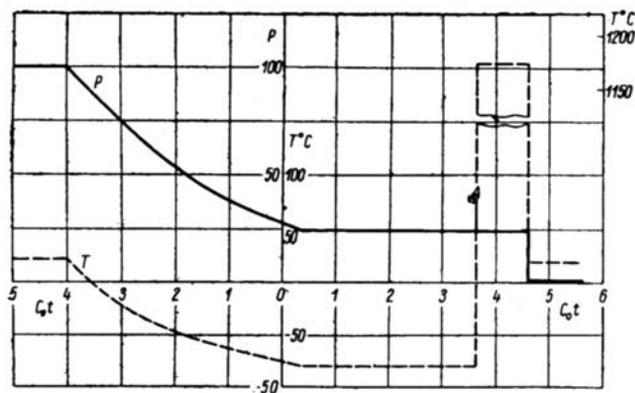


Рис. 5

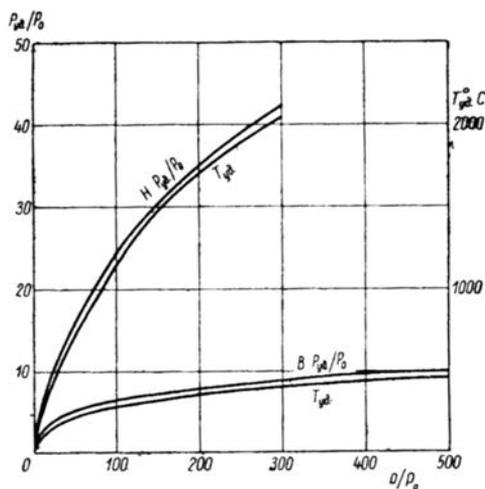


Рис. 6

Вей [9] экспериментально исследовал распространение волны, возникшей при разрыве целлюлоидной перегородки, разделяющей воздух под давлением 29 атм. от воздуха при той же температуре, но с давлением 1 атм. Он установил, что после разрыва перегородки возникает волна с давлением 3,7 атм. и скоростью распространения 600 м/сек. Крюссар [4] показал, что связь между скоростью распространения и давлением в этой волне близка к связи, существующей в ударной волне. Наши расчеты, как это можно проверить по рис. 6, дают для случая, экспериментально осуществленного Вей, близкие значения – 4,2 атм и 640 м/сек соответственно. Это указывает на малую роль потерь в условиях опытов Вей.

Рис. 5 и 6 наглядно демонстрируют, что если газом с большим давлением является водород, то в ударной волне, возникающей в воздухе, развиваются более высокие давления и температуры, по сравнению со случаем одинаковых газов. Это может объяснить наблюдающееся иногда самовоспламенение водорода при разрыве водородных резервуаров или внезапном выпуске водорода из них.

Если водород находится под давлением 150 атм, то удаление Перегородки между ним и воздухом, находящимся под атмосферным давлением, приведет при начальной температуре 20°C к образованию в воздухе ударной волны с температурой приблизительно 1480°C. В практических условиях эта температура, вообще говоря, будет отличаться от вычисленной. В том случае, когда водородный баллон разрывается в открытом пространстве, или если водород выпускается из него в большой свободный объем, температура будет ниже вычисленной, но все же может оказаться достаточной для воспламенения водорода на границе его с воздухом. В случае же выпуска водорода в ограниченный объем или при наличии препятствий на пути потока газа, теоретически возможно достижение температур, превышающих вычисленные здесь за счет многократного отражения ударных волн. В пределе сжатие большим числом волн малой амплитуды приводит к изменению температуры в соответствии с уравнениями адиабаты Пуассона.

Приведенный возможный механизм самовоспламенения водорода не исключает, конечно, и других вероятных причин вспышек. Однако он дает возможность объяснить самовоспламенение водорода в некоторых условиях, когда не воспламеняются другие газы, его отличительными физическими свойствами, в первую очередь малой плотностью, которой обязаны вышеописанные эффекты с ударными волнами. Одновременно следует указать еще на одно свойство водорода, значительно увеличивающее его взрывоопасность – на его способность воспламеняться с исключительно короткими задержками. Между прочим это свойство увеличивает вероятность воспламенения водорода в указанных ранее ударных волнах.

**Задача 2.** Рассмотрим распространение разрыва, образовавшегося при соединении в одной плоскости бесконечного числа волн сжатия с бесконечно малыми перепадами давлений в каждой из них, распространяющихся одна, вслед за другой. Другими словами, рассмотрим разрыв, возникающий при куммуляции волн адиабатического сжатия в одной плоскости.

Появление такого разрыва связывается с возникновением в газе детонационной волны, и к нему относится приведенное выше замечание Беккера.

В преддетонационном периоде в закрытой трубе вследствие ускоряющего сгорания в свежем газе возникают волны сжатия, идущие одна за другой. Как это следует из элементарных представлений, каждая следующая волна движется с большей скоростью, чем предыдущая. Передняя волна догоняется последующими, и в газе возникает разрыв состояния. Вообще говоря, только в одном частном случае, который и будет рассмотрен ниже, все волны сойдутся в одной плоскости в один и тот же момент. Это произойдет, как нетрудно показать для идеального двухатомного газа, если распределение давлений по координате удовлетворяет следующему уравнению'

$$P = (1 + x)^7, \quad (9)$$

где  $P$  – отношение давления в точке, находящейся на безразмерном расстоянии  $x$  от переднего края волны, к давлению свежей смеси, по которой идет первая волна

сжатия. На рис. 7 приведен график такого распределения. Это распределение со временем суживается, оставаясь подобным себе, до тех пор, пока в плоскости  $A$  не возникнет разрыв состояния и скорости движения газа. Как было установлено Беккером [7], дальнейшее распространение разрыва, как целого, в котором не выполняются уравнения ударной волны (5)–(7), невозможно. Что произойдет с таким разрывом в дальнейшем?

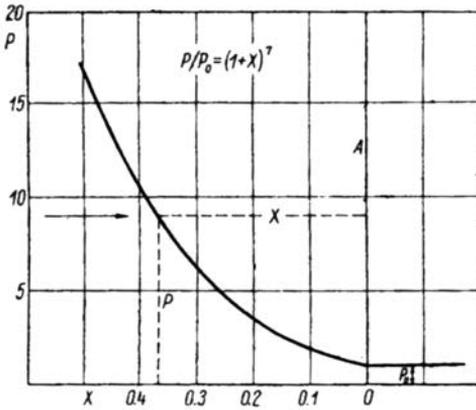


Рис. 7

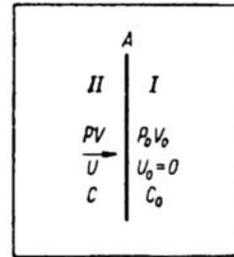


Рис. 8

Заметим, что газ II в этой задаче (рис. 8) представляет собою газ I, адиабатически сжатый до давления  $P$ . Скорость может быть вычислена по формуле (6), так как такую куммулирующую волну сжатия, из которой образовался разрыв, можно рассматривать как обращение во времени (изменение знака  $x$  и  $U$  в уравнениях) волны разрежения.

Рассмотрим задачу для малых разрывов, когда  $P/P_0 = 1 + p$ , где  $p \ll 1$ . Разложение скорости движения газа в ряд по параметру  $p = P/P_0 - 1$ , в случае идеального двухатомного газа, с точностью до величин третьего порядка малости, дает для ударной волны:

$$\frac{U}{C_0} = \frac{5}{7} \left( p - \frac{3}{7} p^2 + \frac{27}{98} p^3 + \dots \right) \quad (10)$$

и для волны адиабатического сжатия:

$$\frac{U}{C_0} = \frac{5}{7} \left( p - \frac{3}{7} p^2 + \frac{26}{98} p^3 + \dots \right). \quad (11)$$

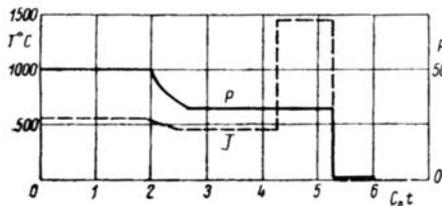


Рис. 9

Уравнения (10) и (11) показывают, что ударная волна отличается от адиабатической только на величины третьего порядка малости. Следовательно, в предельном случае малых разрывов в плоскости  $A$  (рис. 7) возникает только одна ударная волна, распространяющаяся по газу I. Эти же уравнения показывают, что в случае конечного разрыва, кроме ударной волны, идущей по газу I, в плоскости  $A$  возникает волна разрежения, распространяющаяся по газу II.

На рис. 9 представлено распределение давлений и температур в воздухе через любое определенное время  $t$  при отношении давлений в момент возникновения разрыва  $P/P_0 = 50$  и начальной температуре газа I –  $20^\circ\text{C}$ , рассчитанное последовательными приближениями. На рис. 10 приведена зависимость давления и температуры в ударной волне в воздухе при той же начальной температуре от отношения давлений по обе стороны плоскости разрыва в момент его возникновения.

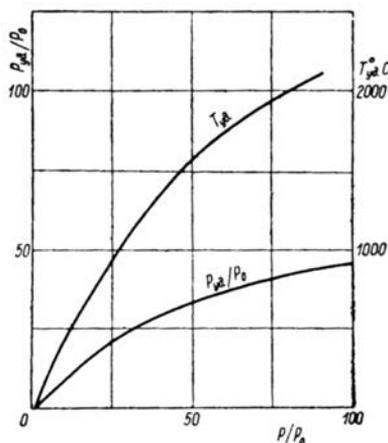


Рис. 10

Диаграммы рис. 9 и 10 показывают, что всегда возникает ударная волна с давлением, меньшим давления адиабатически сжатого газа в разрыве. Тем не менее температура в ударной волне резко возрастает по сравнению с температурой адиабатически сжатого газа. Этим обычно [10] объясняется наблюдающееся иногда возникновение детонации на некотором расстоянии впереди фронта пламени.

Следует подчеркнуть, что приведенные выше расчеты могут относиться только к ударной волне, поджигающей газовую смесь, вызывающей детонацию. Они не дают скорости и давления самой детонационной волны, существенно зависящих от теплового эффекта реакции сгорания в детонационной волне.

### Выводы

1. Изложена теория распространения произвольного разрыва в газе.
2. Количественно решены две задачи, имеющие отношение к воспламенению водорода и возникновению детонации.

### Литература

1. Riemann B. Nachr. Ges. Wiss. Gött., 8, 1860; Ges. Werke, 2. Aufl., стр.156.
2. Hugoniot J. J. de l'école polyt., Paris 57, 1887; 58, 1889.

3. Rayleigh. Proc. Roy. Soc. [A], 84, 247–284, 1910.
4. Crussard L. Bull. de la Soc. de l'ind. minérale, 6, 25–71, 1907.
5. Hadamard. Leçons sur la propagation des ondes. Paris, 1901.
6. Weber H. Die Partiellen Differential-Gleichungen d. Math. Phys., 1919.
7. Becker R. ZS. f. Phys., 8, 326, 1922.
8. Kotchine. Rendiconti del Circolo Mat. di Palermo 50, 1926.
9. Vieille P. Mémorial des poudres et salpêtres, 10, 177, 1899/1900.
10. Becker R. ZS. f. Elektrochem., 42, 457, 1936.

Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1940. – Т. 10, вып. 5. – С. 569–575.

## Быстрое горение в шероховатых трубах

В. ДИЦЕНТ И К.И. ЩЁЛКИН

В предлагаемой работе описываются эксперименты с воздушными смесями окиси углерода и этилового эфира в шероховатых трубах.

Одним из авторов ранее было обнаружено весьма сильное влияние шероховатости на возникновение детонации в газах [1]. В той же и более поздней работе было показано, что детонация при переходе из гладкой трубы в шероховатую распространяется по последней с пониженной скоростью (до 50% от скорости в гладкой трубе). Падение скорости в шероховатой трубе тем значительнее, чем ближе смесь к пределу распространения детонации по давлению.

Старые эксперименты вызвали следующие вопросы.

Во-первых, каково влияние шероховатости на распространение заведомо медленных пламен, пламен смесей, не детонирующих даже при поджигании сильным детонатором? Сильное влияние шероховатости на ускорение медленного пламени в преддетонационном периоде горения дает возможность ожидать ускорение пламени и не детонирующих смесей, однако предел, которого может достичь скорость распространения пламени без детонации, можно получить, лишь экспериментируя с не детонирующими газами. Для этого были предприняты опыты с классической медленно горящей смесью – воздушной смесью окиси углерода.

Во-вторых, каков механизм распространения детонационной волны в шероховатой трубе? Отличается ли он принципиально от механизма детонации в гладкой трубе? В шероховатой трубе детонация распространяется с пониженной скоростью. Каков предел этого понижения? Экспериментирование вблизи пределов возникновения и распространения детонации скорее всего может дать материал для ответа на эти вопросы. Поэтому были предприняты опыты с воздушными смесями этилового эфира.

### Методика эксперимента

Распространение горения фотографировалось известным методом Ле Шателье–Диксона. Марки времени наносились на фотобумагу пучком света, проходящим через щели в диске, вращающемся с постоянной скоростью. Опыты велись со сте-

клянными трубами диаметром 17–18 мм, длиной 260–270 и 140–160 см. Длинные трубы составлялись из двух коротких на каучуковых соединениях. Смесь воспламенялась пережогом медной нити длиной 8 мм, диаметром 0,3 мм, включенной накоротко в сеть переменного тока 110 В.

Оксид углерода готовилась из муравьиной кислоты. Газ и смеси содержались в стеклянных газометрах над водой. Опыты велись с влажным газом, содержащим до 2% водных паров.

В опытах с этиловым эфиром применялся технический продукт, подвергавшийся сушке прокаленным серноокислым натрием в течение нескольких суток. Перед опытами паровоздушная смесь сушилась пропусканием через хлористый кальций.

Смеси окиси углерода с воздухом составлялись в газометрах по объему вытесненной воды при постоянном давлении газа в газометре.

Смеси этилового эфира с воздухом готовились в эвакуированном сосуде медленным барботированием воздуха через эфир, погруженный в сосуд со льдом. Данные об упругости паров эфира брались по справочнику [2]. В сосуд сначала подавался эфир с воздухом и затем ручным насосом подкачивалось требуемое количество чистого воздуха. Давление измерялось ртутным манометром.

Для создания шероховатости в трубу вводилась спираль из проволоки толщиной 1,5 мм. В опытах с эфиром применялась спираль с наружным диаметром 15 мм. Диаметры спирали в опытах с окисью углерода указываются в соответствующих местах текста.

Для увеличения активничности пламени воздушных смесей эфира металлическая спираль после промывки азотной кислотой покрывалась 3% раствором полухлористой меди и посыпалась тонкими железными опилками. Это заметно облегчало фотографирование.

### Результаты экспериментов

Горение окиси углерода. В гладкой трубе диаметром 17–18 мм и длиной 250–270 см пламя в 50% смеси окиси углерода с воздухом движется сначала равномерно, а затем с вибрациями, со средней скоростью на всей длине трубы порядка 2 м/сек. Помещение в трубу проволочной спирали, прилегающей к стенкам, 3,5 витка на сантиметр дало неожиданный результат – пламя перестало распространяться по трубе. Смесь или вовсе не поджигалась, или пламя, пройдя 30–70 см, угасало. Укорочение спирали вдвое (со стороны противоположной зажиганию) устраняло угасание, но на скорость распространения по сравнению с той же в гладкой трубе заметного влияния не оказывало.

В трубах того же диаметра, но длиной 150–170 мм, спираль, плотно прилегающая к стенкам, уже не гасила пламени, как это было в трубах 250–270 мм, а резко его ускоряла. В таких трубах в стехиометрической смеси окиси углерода с воздухом горение ускоряется, достигая скорости 950 м/сек, при средней скорости распространения от искры до конца трубы в 210 м/сек. Мы не находим сколько-нибудь удовлетворительного объяснения неожиданному эффекту – угасанию пламени в длинной (250–270 см) шероховатой трубе при наличии сильного ускорения в более короткой (150–170 см) трубе.

В дальнейшем оказалось, что уменьшение диаметра спирали прекращает угасание в длинной трубе и приводит к ускорению горения. Оказалось, что если диаметр спирали меньше внутреннего диаметра трубы и спираль не прилегает к стенкам

трубы, то скорость горения окиси углерода с воздухом и в длинной трубе достигает сотен метров в секунду. Пламя ускоряется от начала трубы вплоть до ее конца, как это видно из рис. 1, на котором изображено ускорение пламени в 50% воздушной смеси, или до некоторой более или менее постоянной скорости (порядка 1000 м/сек), с которой оно затем движется до конца трубы, как показано на рис. 2, представляющем распространение пламени в той же смеси, с добавкой 3% водорода.

Скорость пламени во второй половине трубы (рис. 2) несколько непостоянная и только в среднем равна примерно 1200 м/сек. Непостоянство скорости, по-видимому, можно объяснить недостаточной равномерностью распределения шероховатости по трубе. Вообще следует упомянуть, что при повторных опытах результаты измерения максимальной скорости воспроизводятся с точностью до 100–200 м/сек, а средней до 50–100 м/сек. Это можно объяснить тем же сильным влиянием применения шероховатости на распространение пламени.



Рис. 1



Рис. 2

В табл. 1 приведена сводка результатов некоторых опытов.  $D$  – внутренний диаметр трубы;  $d$  – наружный диаметр спирали;  $n$  – число витков на сантиметр;  $U_m$  – максимальная скорость;  $U$  – средняя скорость пламени от искры до конца трубы.

Табл. 1

Состав смеси		$D$ , мм	$d$ , мм	$n$	$U_m$ , м/сек.	$U$ , м/сек.	
50% CO + 50%	воздух	17	Гладк.	–	–	2	
50% CO + 50%		17	17	3,5	Пламя гаснет		
50% CO + 50%		17	14,9	3,4			
50% CO + 50%		18	11	3,5	790	188	
50% CO + 50%		+3% H <sub>2</sub>	18	11	3,5	1808	582
50% CO + 50%			17	9,1	3,4	1285	318
40% CO + 60%			18	11	3,5	1470	–
40% CO + 60%		+2% H <sub>2</sub>	18	11	3,5	1820	415

Из таблицы видно, что уменьшение диаметра спирали приводит к увеличению скорости горения. Со спиралью диаметром 17 и 14,9 мм пламя не распространяет-

ся. При диаметре 11 мм скорость достигает 790 м/сек при среднем значении 188 м/сек, а при диаметре 9,1 мм максимальная, скорость в той же смеси равна 1285 м/сек, средняя – 318 м/сек. Дальнейшее уменьшение диаметра спирали до 5 мм заметного влияния на сгорание не оказывает. Добавка 2–3% водорода к смеси сильно увеличивает скорость, влияет на нее и состав смеси.

Внешний эффект взрыва воздушных смесей окиси углерода в шероховатых трубах, когда достигаются большие скорости горения, приближается к эффекту при опытах с детонацией. Сравнительно толстостенная стеклянная труба дробится, раздается сильный хлопок и т. д.

Большие, но не постоянные, скорости распространения пламен в смесях, горящих обычных спокойно (метан, окись углерода с воздухом), наблюдались в особых условиях и ранее Уилером с сотрудниками [3]. Они обнаружили, что если в трубе на пути пламени поместить серию диафрагм, то в районе диафрагмы скорость распространения резко возрастает. Так, например, в трубе длиной 240 см и диаметром 5 см с 12 диафрагмами с проходным диаметром 2,5 см, расположенными на расстоянии 5 см друг от друга, пламя в воздушной смеси метана (10%) достигает скорости 420 м/сек. Авторы объясняют ускорение тем, что язык пламени, выбрасываясь через диафрагму в свежий газ, воспламеняет, благодаря своей большой поверхности, сразу большой объем газа, и поэтому скорость горения, а, следовательно, и линейная скорость пламени вдоль оси трубы резко возрастает. Это объяснение убедительно. Однако следует учесть, что при прохождении через диафрагму газ должен сильно турбулизоваться. Турбулентность, по-видимому, дополнительно увеличивает скорость горения, и наблюдаемые скорости являются результатом одновременного действия и прострела и турбулентности.

В нашем случае, в опытах с шероховатой трубой, где шероховатость создает спиралью, вставленной в трубу, по нашему мнению, выброс пламени, прострел свежей смеси, как это было в опытах с диафрагмами, исключен. В самом деле, для образования выброса необходимо, чтобы по длине трубы менялось ее свободное сечение. Только в этом случае возможны местные разности скоростей вдоль оси трубы, выносящие газ вперед. В трубе со спиралью внутреннее свободное сечение в любом месте трубы постоянно. Поэтому прострел свежей смеси языком пламени невозможен.

Остаются две возможности объяснить рост скорости горения в шероховатой трубе. Прежде всего, как писал один из нас [4], шероховатость увеличивает степень турбулентности свежего газа, движущегося под влиянием расширения горящих газов, и тем ускоряет сгорание<sup>26</sup>. Затем, как указывает Зельдович [8], шероховатость ускоряет выработку профиля распределения скоростей и тем способствует ускорению горения. В настоящее время нет достаточных, экспериментальных данных, позволяющих оценить вес каждого из этих факторов. Нам кажется более вероятным, что влияние турбулентности преобладает.

Опыты, которые показали увеличение скорости горения с уменьшением диаметра спирали, позволяют думать, что существенное значение имеет распределение турбулентности по сечению трубы. Спираль, расположенная в массе газа, а не у стенок трубы, быстрее турбулирует основную часть заряда.

---

<sup>26</sup> Элементарную теорию влияния турбулентности на скорость горения построил один из авторов

Наконец, весьма показательное наличие возможности распространения пламени с большой, свыше км/сек, более или менее равномерной (рис. 2) скоростью в смеси, где не может быть речи о распространении детонации.

Это обстоятельство должно иметь непосредственное отношение к технике взрывобезопасности: нельзя рассматривать смеси вне пределов распространения детонации относительно взрывобезопасными. В некоторых условиях их воспламенение может привести к внешним эффектам, приближающимся к тем же при детонации.

### Горение воздушных смесей этилового эфира

Опыты с этиловым эфиром внутри пределов распространения детонации показали, что в трубе длиной 140–160 см, диаметром 16–18 мм, со спиралью 2,5 витка/см из проволоки толщиной 1,5 мм, в 3,48% воздушной смеси этилового эфира детонация возникает на расстоянии 70–80 см от зажигания и распространяется со скоростью 1020 м/сек. Размеры трубы и расстояние, на котором возникает детонация, даны здесь в некоторых пределах (например, 140–160 см) потому, что опыты повторялись несколько раз, причем приведенные цифры менялись в указанных пределах. На рис. 3 приведен снимок пламени при описанных выше условиях. Как правило, в месте возникновения волны скорость ее значительно превышает скорость установившейся детонации. Например, для смеси 4,4% эфира в воздухе при давлении 900 мм рт. ст. скорость в месте возникновения = 1590 м/сек, скорость установившейся волны – 855 м/сек.



Рис. 3

Определение верхнего предела возникновения детонации по составу для двух давлений (760 и 900 мм рт. ст.) дало значение предела, заключающееся между концентрациями 4,8–5,4% эфира. В табл. 2 приведены результаты измерения скорости детонации в шероховатой трубе на пределе.

Табл. 2

760 мм рт. ст.		900 мм рт. ст.	
% эфира	Скорость, м/сек	% эфира	Скорость, м/сек.
3,48	1020	3,48	900
3,85	990	3,85	1 020
4,1	–	4,1	945
4,4	735	4,4	955
4,8	706	4,8	920
5,2	Не возникает	5,2	Не возникает

При давлении 760 мм рт. ст. скорость волны с обогащением смеси падает и достигает совершенно ничтожной для детонации величины – 706 м/сек., всего в два раза превышающей скорость звука в этой смеси. Вблизи предела для 4,4% смеси скорость в шероховатой трубе составляет всего 41,6% от скорости в гладкой трубе (735 и 1760 м/сек). При давлении 900 мм рт. ст. незаметно закономерного изменения скорости с составом. Возможно, что оно существует в узких пределах концентраций (между 4,8 и 5,2%). Во всяком случае, при повышенном давлении переход к пределу более резок.

Весьма интересно, что детонация в шероховатой трубе возникает в 4,8% смеси в то время, как по данным Бретона [5] она не только не возникает, но даже не распространяется по смеси, содержащей 4,6% эфира.

Для проверки этого факта мы определили верхний предел распространения детонации в гладкой трубе диаметром 18 мм, поджигая смесь сильным зарядом азидсвинца. В табл. 3 приведены результаты вместе с данными Бретона.

Результаты наших опытов хорошо совпадают с данными Бретона и подтверждают, что в гладкой трубе детонационная волна не распространяется в эфировоздушных смесях при содержании эфира в 4,6% и выше. В то же время в шероховатой трубе она возникает и распространяется и при 4,6 и при 4,8% эфира.

Табл. 3

% эфира в смеси	Скорость детонаций	Данные
4,4	1760	Наши
4,4	1771	Бретона
4,5	1713	»
4,6	Не распространяется	Наши
4,6	»	Бретона

Во всех случаях в эфировоздушных смесях при переходе из шероховатой трубы в гладкую волна затухала. Мы пытались в 3,85% эфировоздушной смеси (внутри пределов распространения детонации в гладкой трубе) перевести волну из шероховатой трубы в гладкую постепенным увеличением шага спирали (рис. 4). В отрезке трубы с полной шероховатостью скорость волны была равна 985 м/сек. В начале расширения спирали скорость несколько упала, а затем начала расти и достигла на малом участке 1200 м/сек. В этом месте на рисунке видны полосы, обычно характерные для спиновой детонации. В дальнейшем волна все же разрушалась. Возможно, что при известной настойчивости нам удалось бы соответствующим подбором расширения спирали добиться безотказного перехода волны в гладкую трубу, но, к сожалению, мы эти опыты прекратили.



Рис. 4

Резюмируем результаты опытов. В шероховатой трубе в эфирно-воздушной смеси пламя распространяется с постоянной сверхзвуковой скоростью и при тех составах, при которых в гладкой трубе детонация не распространяется (4,8%). Скорость строго равномерного распространения в шероховатой трубе может быть порядка 40–50% от скорости детонации в гладкой трубе. При переходе из шероховатой трубы в гладкую, если шероховатость резко обрывается, распространение пламени замедляется, волна затухает.

На основании этих фактов можно заключить, что механизм распространения быстрого пламени в шероховатой трубе, по крайней мере у пределов и за пределами детонации, отличен от классического механизма детонации Жуге, как теперь оказывается, безоговорочно применимого лишь к распространению в гладких трубах.

В самом деле, распространение с постоянной, сверхзвуковой скоростью наблюдается в шероховатых трубах при тех концентрациях, где даже в гладкой трубе, для которой можно пренебречь потерями на трение и теплоотдачу (на это указывает прекрасное совпадение скоростей, вычисленных с пренебрежением потерями и определенных экспериментально), детонация не распространяется.

Вспомним теперь опыты с влиянием шероховатости на скорость детонации в кислородных смесях (например, этилена, водорода), в смесях, далеких от предела распространения детонации [1]. Там падение скорости детонации при переходе из гладкой трубы в относительно мало шероховатую трубу может быть малым и объяснимым теорией детонации, учитывающей потери на трение, теплоотдачу и недожог в волне [6].

Увеличение шероховатости и понижение давления дает более значительное уменьшение скорости детонации в шероховатой трубе по сравнению с гладкой. Падение может дойти и превысить 50% без нарушения стационарности волны.

Скорость волны начинает настолько сильно зависеть от шероховатости, что влияние последней заслоняет влияние термодинамических характеристик смеси, вполне точно определяющих скорость детонации в гладких трубах.

Здесь становится затруднительным применение теории детонации, даже учитывающей потери. Наконец, опыты вблизи пределов детонации и за ее пределами с очевидностью указывают на то, что механизм распространения в шероховатой трубе становится явно отличным от классического.

Итак, экспериментируя в широком диапазоне условий – от кислородных смесей внутри пределов детонации до воздушных смесей, лежащих за ее пределами, – мы постепенно переходим от детонации, распространяющейся по классическому механизму Жуге, к распространению, требующему дополнения классического механизма учетом потерь на трение, теплоотдачу и недожог и, наконец, к распространению, тоже постоянному и сверхзвуковому, но явно отличному по механизму от первых двух.

Если в классической детонации скорость определяется только физико-химическими свойствами смеси и совершенно не зависит от аппаратурных условий, то в другом предельном случае быстрого распространения горения с постоянной скоростью в сильно шероховатой трубе – скорость пламени определяется, главным образом, шероховатостью стенок и физико-химическими свойствами смеси лишь

постольку, поскольку они определяют нормальную скорость пламени. На это указывает заметное влияние добавок водорода на скорость горения воздушной смеси окиси углерода в шероховатых трубах.

В заключение о терминологии. Распространение горения с постоянной и большой скоростью в шероховатых трубах нельзя именовать детонацией, если связывать этот термин с классическим механизмом Жуге. Если же определять детонацию лишь как распространение горения с постоянной сверхзвуковой скоростью, то быстрое пламя в шероховатой трубе, обладающее этими свойствами (коль скоро шероховатость не меняется), можно именовать, в отличие от классической, детонацией в шероховатых трубах.

В литературе иногда скорость детонации считают физико-химической константой смеси. Это, как теперь видно, верно лишь в предельном случае для гладких труб, в которых можно пренебрегать потерями и нет основания сомневаться в правильности классического механизма, позволяющего эту скорость точно рассчитать. Как только волна переходит в негладкую трубу, скорость ее начинает зависеть от аппаратных условий и не может рассматриваться как константа смеси.

### Выводы

1. Скорости распространения пламени в воздушных смесях окиси углерода в шероховатых трубах могут достигать нескольких сот метров в секунду.

2. Быстрое сгорание воздушных смесей окиси углерода в шероховатых трубах нельзя объяснить так же, как объясняются большие скорости в трубах с диафрагмами – прострелом пламенем свежей смеси.

3. В воздушной смеси этилового эфира распространение пламени с постоянной сверхзвуковой скоростью наблюдается за верхним пределом (по составу) распространения детонации в гладкой трубе, т. е. там, где невозможна детонация в гладкой трубе.

4. В воздушных смесях этилового эфира скорости быстрого горения в шероховатых трубах могут составлять 40–50% от скорости детонации в тех же смесях, но в гладких трубах.

5. В шероховатых трубах, по крайней мере, на пределе распространения детонации в гладкой трубе и за ним, механизм распространения быстрого пламени с постоянной сверхзвуковой скоростью отличен от классического механизма Жуге.

### Литература

1. Щёлкин К. И., ЖЭТФ, 10, 823, 1040.
2. Ирисов А. С. и Панютин П. С., Труды НАТИ, вып. 35, 165, 193.
3. Mason a. Wheeler, JCS, 117, 47, 1920; Chapman a. Wheeler. JCS, 138. 2139 a. 2927, 1926; Robinson a. Wheeler, JCS, 758, 1933; Kirbya. Wheler, JCS, 2, 303, 1931.
4. Щёлкин К. И., ДАН, 23, 635, 1939.
5. Breton, Recherches sur la détonation des mélanges gazeux, Thèse, Paris, 1936.
6. Зельдович Я. Б., ЖЭТФ, 10, 542, 1940.
7. Щёлкин К. И., ЖТФ, 13, 520, 1943.
8. Зельдович Я. Б., Теория горения и детонации газов. АН СССР, Москва, 1944.

Журнал физической химии. – 1945. – XIX. – Вып. 4–5. – С. 221–227.

## К теории детонационного спина

К. И. ЩЁЛКИН

В некоторых случаях во фронте детонации зона горения не занимает всего сечения трубы, а сосредоточена в виде ядра вблизи периферии трубы. Ядро, распространяясь вперед, одновременно вращается вокруг оси трубы с такой скоростью, что след пламени составляет с образующей трубы угол порядка  $45^\circ$ . Шаг спирали оказывается пропорциональным диаметру трубы [1–3].

Описанное выше явление получило название детонационного спина и наблюдается обычно в горючих смесях, близких по составу к пределам детонации, или в смесях, известных как медленно горящие ( $2\text{CO} + \text{O}_2$ ,  $\text{C}_5\text{H}_{12} + \text{воздух}$  и т. п.). В остальных смесях, если спин и наблюдается, то только вблизи места возникновения детонации [4]. В нескольких случаях замечена спиновая структура быстрого пламени в преддетонационном периоде [4].

Несмотря на двадцатилетнюю историю, детонационный спин не получил объяснения.

Предлагаемый нами возможный механизм спина сводится к тому, что в спиновой детонации благодаря сравнительной химической инертности смеси воспламенение в плоской ударной волне (как это имеет место в обычной детонации) становится невозможным и газовая смесь зажигается благодаря особому рода сильному возмущению, распространяющемуся по фронту ударной волны вдоль окружности трубы.

Это возмущение представляет собой излом фронта ударной волны, обладающий, как нетрудно видеть, более высокой температурой и плотностью, чем плоская ударная волна (излом волны – случай частичного столкновения двух ударных волн). Излом появляется вследствие возникновения окружной составляющей скорости продуктов горения за наклонным по отношению к фронту ударной волны участком пламени. Окружная составляющая скорости продуктов, встречая несгоревший газ, движущийся за фронтом ударной волны вдоль трубы (пламя занимает вблизи фронта ударной волны лишь часть сечения трубы), изменяет направление его скорости, искривляя тем самым соседний с пламенем участок ударной волны, создает угол, в котором воспламеняется следующий элемент газа. Излом движется вдоль окружности с той же скоростью, которую приобретают по окружности продукты горения. Наклон пламени к фронту плоской ударной волны образуется вследствие того, что пламя, появляясь в изломе ударной волны, отстает от нее, как только излом (и воспламенение) переместится дальше по окружности.

Итак, окружная составляющая скорости продуктов горения вызывает поворот участка ударной волны – излом ее фронта и перемещение излома (зажигания) по окружности, перемещение зажигания по окружности вызывает наклон пламени к фронту плоской ударной волны, и, наконец, наклон пламени заворачивает в ту же сторону продукты горения, создавая окружную составляющую скорости, – цикл замыкается. Энергия возмущения черпается из продуктов горения. В детонационной волне происходит некоторого рода перераспределение энергии. В процессе горения образуется вихрь. Можно думать, что к окончанию горения вихрь разрушается, и поэтому к спиновой детонации будут применимы обычные уравнения Жуге, если

уравнения писать, не рассматривая промежуточных стадий горения. Кстати, горение газа за ядром спина, очевидно, происходит нормальным путем (теплопроводность, смешение) по довольно протяженной поверхности.

Если поток газа пересекает пламя под углом  $\alpha$ , то продукты горения изменяют направление и образуют с пламенем угол  $\beta$ . Обозначив плотность газа до и после сгорания через  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , можно написать

$$\operatorname{tg} \alpha / \operatorname{tg} \beta = \rho_2 / \rho_1 \quad (1)$$

Это прямо следует из принципа неразрывности.

Полагая, что скорость перемещения возмущения по окружности трубы равна окружной составляющей скорости продуктов горения за фронтом пламени, наклонным к образующей трубы под углом  $\alpha$ , нетрудно, учитывая (1), найти этот угол:

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\rho_1 / \rho_2 - 2}, \quad (2)$$

где  $\rho_1$  – плотность газа в ударной волне до горения и  $\rho_2$  – после горения.

Далее просто получим шаг спина

$$p = \frac{\pi d}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{\pi d}{\sqrt{\rho_1 / \rho_2 - 2}}, \quad (3)$$

и частоту вращения

$$n = \frac{D}{p} = \frac{D}{\pi d} \sqrt{\rho_1 / \rho_2 - 2} \quad (4)$$

где  $d$  – диаметр трубы;  $D$  – скорость детонации.

Выражения (3) и (4) дают совпадающую с экспериментом прямую пропорциональность шага и обратную пропорциональность частоты спина диаметру трубы.

Если и вычислить по классической теории, то получим, например, для смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$  ( $D = 1795$  м/с) в трубе диаметром 2,55 см следующие цифры:

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\frac{5,13}{1,93} - 2} \approx 0,90 \quad (\alpha \approx 42^\circ)$$

$$p = \pi \cdot 2,55 / 0,90 \approx 8,9 \text{ см}; \quad n = 1795 / (8,9 \cdot 10^{-2}) \approx 20 \text{ 000}$$

вместо  $p = 7,5$  см и  $n = 24 \text{ 000}$ , найденных экспериментально Боном и Фрезером [4] в тех же условиях.

Вычисления характеристик спина по формулам (2)–(4) для других смесей дают аналогичное совпадение с экспериментальными данными, за исключением случая, когда есть подозрение на образование нескольких ядер спина (экспериментальные данные для метана превышают вычисленные приблизительно в целое число раз, в 2–4 раза).

Механизм спина позволяет объяснить и опыты качественного характера. Особо отметим, что возмущение (излом) фронта плоской ударной волны при спиновой детонации было экспериментально обнаружено Боном, Фрезером и Уилером [5] с помощью моментального тепловеского фотографирования.

Наконец, следует упомянуть, что при условиях, приведенных выше (зажигает смесь излом волны, но не плоский фронт), воспламенение в каком-либо месте

фронта ударной волны неустойчиво: малое смещение горения в ту или иную сторону вдоль окружности приводит к движению возмущения (зажигания) по окружности. Это делает понятным неизбежность возникновения спина при случайном возмущении фронта ударной волны, особенно вероятном в процессе образования ударной волны (в преддетонационном периоде) и более вероятном вблизи стенок трубы, чем на ее оси.

### Литература

1. Campbell C., Woodhead D. W. – J. Chem. Soc, 1926, p. 3010.
2. Campbell C., Woodhead D. W. – J. Chem. Soc, 1927, p. 1572.
3. Campbell C., Finch A. C. – J. Chem. Soc, 1928, p. 2094.
4. Bone W. A., Fraser R. P. – Philos. Trans. Roy. Soc. London A, 1931. vol. 230, p. 363.
5. Bone W. A., Fraser R. P., Wheeler W. H. – Philos. Trans. Roy. Soc. London A, 1935, vol. 235, p. 29.

Докл. АН СССР. – 1945. – Т. 47. – С. 501–503.

## Возникновение детонации в газах в шероховатых трубах

К.И. ЩЁЛКИН

§ 1. Ранее мы обратили внимание на роль турбулентности, являющейся одним из основных аэродинамических факторов в процессе возникновения детонации в газовых смесях в трубах [1].

Прогрессивное ускорение сгорания, оканчивающееся возникновением детонации, согласно нашей точке зрения, объясняется ускоряющим воздействием на горение потока несгоревших газов, возникающего в трубе вследствие расширения горящих газов.

Горение вызывает движение газов, последнее увеличивает скорость пламени, повышение скорости пламени приводит к возрастанию скорости потока и т. д.: сгорание прогрессивно ускоряется. Детальный механизм воздействия потока газа на горение, вообще говоря, может быть различным. В ламинарном потоке ускорение горения может вызываться свободной конвекцией и неравномерным распределением скоростей по сечению трубы. В случае действия распределения скоростей пламя выносится вперед по оси трубы. Скорость его определяется суммой максимальной скорости потока и нормальной скорости пламени и таким образом оказывается выше суммы средней скорости потока и нормальной скорости пламени. Горение перемещается относительно смеси, движущейся с некоторой средней скоростью, значительно быстрее, чем в покоящейся среде. С увеличением скорости потока растет абсолютная величина разности между максимальной и средней скоростями потока и соответственно увеличивается скорость распространения пламени. На такой механизм действия распределения скоростей на сгорание указывает Зельдович [2, 3].

В турбулентном потоке наряду с действием распределения скоростей, не менее существенно влияние турбулентных пульсационных составляющих скорости потока на скорость горения. Пульсационные составляющие, когда они по масштабу больше ширины зоны нормального пламени (в практических условиях это всегда так), создают на поверхности пламени мелкие искривления. Когда величина пульсационных составляющих превышает нормальную скорость пламени, фронт пламени дробится, турбулентность сильно расширяет, размывает зону горения. Можно думать, что при сильной турбулентности скорость пламени пропорциональна скорости пульсационных составляющих [4].

Нами было показано, что во всех случаях (без исключения) при переходе медленного горения в детонацию числа Рейнольдса, отнесенные к потоку несгоревшего газа, возникающему при горении в самом начале преддетонационного периода, превышают критическое значение [1]. Это обстоятельство приводит к неизбежной турбулизации несгоревшего газа и ускорению распространения пламени под действием турбулентности. Следует указать, что рост скорости пламени под действием турбулентности ограничивает роль распределения скоростей в ускорении горения. Если, например, скорость пламени пропорциональна скорости турбулентных пульсаций и, следовательно, при постоянной степени турбулентности (степень турбулентности – отношение средней квадратичной скорости пульсаций к средней скорости потока) пропорциональна скорости потока, то действие распределения скоростей можно учитывать постоянным множителем. Фактическую роль распределения скоростей, на влияние которого указывает Зельдович, можно будет оценить после оценки изменения величины макроповерхности пламени в периоде преддетонационного ускорения.

**§ 2.** Степень турбулентности, или относительную величину пульсационных составляющих скорости, можно изменять, варьируя шероховатость внутренней поверхности трубы. Следовательно, таким способом можно, увеличивая турбулентность, воздействовать на скорость распространения пламени – увеличить ее и тем самым ускорить образование детонации.

Действительно, опубликованные ранее опыты показали, что в шероховатых трубах, всегда обладающих повышенной степенью турбулентности, возможно прогрессивное ускорение сгорания смесей, в которых детонация не распространяется, а также возможно возникновение детонации в тех смесях, в которых в гладких трубах детонация может быть вызвана только детонатором и не образуется в результате ускорения медленного горения [5]. В другом сообщении приведено несколько случаев сильного ускоряющего действия шероховатости на возникновение детонации [6].

В настоящей работе сообщаются более систематические данные по влиянию шероховатости на переход медленного горения в детонацию. Опыты проводились со смесями, в которых детонация легко возникает в гладких трубах. Поэтому эксперименты отчетливо показывают различие между возникновением детонации в гладких и шероховатых трубах.

За основную величину, количественно характеризующую процесс перехода горения в детонацию, мы принимали, как это делается обычно, расстояние от зажигания, расположенного у закрытого конца трубы, до места возникновения детонации. Эта величина измерялась по фотографиям взрыва, движущегося горизонтально, на пленку, перемещающуюся в вертикальном направлении. Взрывы производились в стеклянных или металлических трубах, снабженных сериями круглых окон диаме-

тром 3 мм. Длина трубы в каждой серии опытов выбиралась настолько большой, чтобы волны, отраженные от противоположного конца трубы, не влияли на возникновение детонации.

Воспламенение гомогенной газовой смеси производилось раскаленной проволокой у одного из закрытых концов трубы.

Шероховатость создавалась проволочной спиралью, плотно прилегающей к внутренней поверхности трубы (Ш). Длина спирали вначале была порядка длины преддетонационного пути пламени в гладкой трубе (Г). В дальнейшем оказалось, что для возникновения детонации в изучавшихся кислородных смесях при начальных давлениях, близких к атмосферному, совершенно достаточно той же шероховатости, расположенной лишь на расстоянии 8–10 диаметров трубы от зажигания.

Технический метан перед опытами очищался под вакуумом при температуре жидкого азота. Более подробное описание методики экспериментирования и способа приготовления газов можно найти в работах, опубликованных ранее [5, 6].

Описываемые в этом сообщении опыты выполнены в 1940 г. при деятельном участии Е. Г. Николаевой, которой автор выражает свою благодарность.

**§ 3.** Результаты экспериментов приведены на рис. 1–5. Условия опытов видны из надписей на графиках, где приняты следующие обозначения:  $L$  – расстояние от зажигания, находящегося у закрытого конца трубы, до места возникновения детонации;  $D$  – внутренний диаметр трубы (в мм);  $d$  – диаметр проволоки, из которой готовилась спираль, создающая шероховатость;  $n$  – число витков спирали на 1 см длины трубы;  $p$  – начальное давление смеси (в мм рт. ст.).

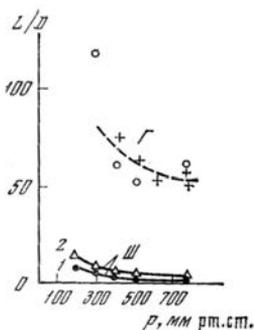


Рис. 1. Опыты № 102–117:

$2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ;  $D = 10$ ; 1 –  $d = 1,0$ ;  $n = 3,2$ ; 2 –  $d = 0,3$ ;  $n = 3,91$

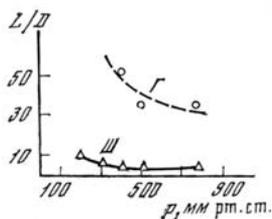


Рис. 2. Опыты № 118–127:

$2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ;  $D = 21$ ;  $d = 0,5$ ;  $n = 0,82$

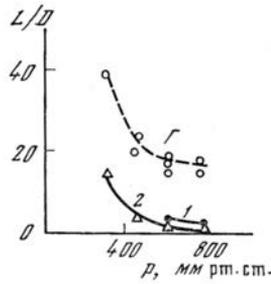


Рис. 3. Опыты № 136–167:  
 $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ;  $D = 37,5$ ; 1 –  $d = 2,5$ ,  $n = 1,25$ ; 2 –  $d = 1,5$ ,  $n = 0,41$

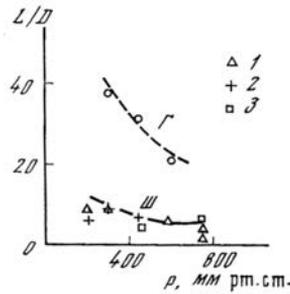


Рис. 4. Опыты № 194–211:  
 $\text{CH}_4 + \text{O}_2$ ;  $D = 37,5$ ; 1 –  $d = 2,5$ ,  $n = 0,5$ ; 2 –  $d = 1,5$ ,  $n = 0,95$ ; 3 –  $d = 2,5$ ,  $n = 1,25$

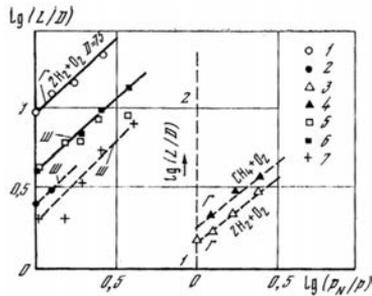


Рис. 5. Результаты опытов, изображенных на графиках рис. 1–4, в логарифмических координатах

- 1 –  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $D = 37,5$ ,  $d = 0$ ;
- 2 –  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $D = 37,5$ ,  $d = 2,5$ ;
- 3 –  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $D = 37,5$ ,  $d = 0$ ;
- 4 –  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$ ,  $D = 37,5$ ,  $d = 0$ ;
- 5 –  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$ ;  $D = 37,5$ ;  $d = 2,5$ ;  $n = 0,5$ ;

На рис. 5 результаты опытов, изображенных на графиках рис. 1–4, и некоторые другие данные построены в логарифмических координатах, где – отношение нормального атмосферного давления к начальному давлению в трубе.

На рис. 6 и 7 представлены фоторегистрации на движущуюся пленку возникновения детонации в смеси  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  в стеклянной трубе диаметром 12 мм при начальном давлении 760 мм рт. ст.



Рис. 6



Рис. 7

Условия опыта в обоих случаях совершенно одинаковы, за исключением того, что в одном из них (рис. 7) в начале трубы была помещена спираль длиной 5,8 см, имеющая 15 витков из проволоки толщиной 1,1 мм, в то время как в другом (рис. 6) никакой шероховатости не было. В гладкой трубе детонация возникала на расстоянии 67 см, или около 56 диаметров трубы от зажигания, а в шероховатой – на расстоянии 7,4 см, или около 6 диаметров трубы.

Мы уже отмечали, что шероховатость во всех опытах создавалась в начале трубы. Специальные опыты показали относительно более сильное действие шероховатости, расположенной вблизи зажигания, чем на некотором расстоянии от него. В таблице даны расстояния от зажигания до места возникновения детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при начальном давлении 340 мм рт. ст. и разных положениях отрезка спирали длиной 10 см ( $d = 1,2$  мм,  $n = 1,9$  витков/см) в трубе диаметром 10 мм.

Номер опыта	Расстояние от зажигания до спирали, см	Расстояние от зажигания до детонации, см	Путь ускоряющегося пламени в спирали, см
43	Гладкая труба	69,8	–
44	0	4,4	4,4
45	24	30,5	6,5
46	35	41,5	6,5
47	56,5	63,5	7,0

§ 4. Приведенные опыты указывают на чрезвычайно сильное влияние шероховатости стенки трубы на процесс перехода медленного горения в детонацию. Описанный эффект во много раз превосходит действие шероховатости, впервые замеченное, но не объясненное Лафитом [7], эксперимент которого послужил нам одним из оснований для формулировки гипотезы об аэродинамической природе преддетонационного ускорения сгорания в трубах [1]. Зависимость от давления (см. рис. 5) при переходе к шероховатым трубам не изменяется.

Влияние шероховатости, расположенной вдали от зажигания, но несколько ближе того места, где возникает детонация в гладкой трубе, может быть связано не с действием турбулентности (и распределения скоростей), а с явлением совсем другого типа. В этом случае шероховатость может привести к более раннему детонационно образному, инициирующему детонацию, самовоспламенению смеси при столкновении волны сжатия, предшествующей горению, с шероховатостью. Но такого рода влияние шероховатости (и вообще всякого рода препятствий в трубе) проявляется лишь в конце преддетонационного периода там, где образуется волна сжатия. В начале самоускорения пламени, у зажигания, шероховатость действует только на поток, при этом ее влияние, как показывает таблица, относительно сильнее, нежели вдали от зажигания.

Не позволяя количественно выяснить относительную роль турбулентности и распределения скоростей в процессе ускорения сгорания, опыты ясно подчеркивают фундаментальную роль возмущений, обязанных стенке в этом процессе. Последнее обстоятельство говорит о том, что теория перехода горения в детонацию должна учитывать эти всегда существующие возмущения (турбулентность и в какой-то мере распределение скоростей). Всякая формальная теория, не учитывающая этих возмущений, построение которой, вообще говоря, возможно, не будет соответствовать действительности.

Рассматривая влияние шероховатости как частный пример действия аэродинамических факторов на возникновение детонации, можно ожидать, что и другие способы сильного воздействия на аэродинамику потока несгоревшего газа могут дать аналогичное или даже более значительное ускорение горения.

#### Литература

1. Щёлкин К. И. – Докл. АН СССР, 1939, т. 23, с. 636; Наст. кн., с. 112.
2. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов. М.: Изд-во АН СССР, 1944. 71 с.; см. также: Зельдович Я. Б. Избр. тр.: Химическая физика и гидродинамика. М.: Наука, 1984, с. 143.
3. Зельдович Я. Б. – Журн. техн. физики, 1947, т. 17, с. 3; Наст. кн., с. 243.
4. Щёлкин К. И. – Журн. техн. физики, 1943, т. 13, с. 520.
5. Дицент В., Щёлкин К. И. – Журн. физ. химии, 1945, т. 19, с. 221.
6. Щёлкин К. И. – Журн. эксперим. и теорет. физики, 1940, т. 10, с. 823.
7. Laffitte C. R. – Bull. Soc. chim., 1923, t. 176, p. 1392.

Журнал технической физики. – 1947. – 17. – С. 613–618.

## Спин у пределов детонации

Х.А. РАКИПОВА, Я.К. ТРОШИН, К.И. ЩЁЛКИН

Спиновая детонация в газовых смесях, как об этом указывают Ривин и Соколик [1], Бретон [2], появляется всегда у концентрационных пределов распространения детонации. Это обстоятельство имеет фундаментальное значение для теории спина, развитой одним из авторов [3]. Однако, как правильно отмечает Зельдович [4], экспериментально с достаточной определенностью не подтверждено, что всегда у пределов детонации появляется ясно выраженный, устойчивый спин. Действительно, в литературе неизвестны фотографии спина у пределов для каких-либо газовых смесей, сравнимые с известной, считающейся уникальной фотографией спиновой детонации стехеометрической смеси окиси углерода с кислородом, полученной Бонном, Фрезером и Уилером с помощью фрезеровской зеркальной камеры [5]. Причиной этого являются значительные трудности фотографического исследования детонационного спина, связанные с необходимостью выявления и регистрации характерных ярко выраженных деталей структуры устойчивой спиновой детонационной волны. В силу этого остается справедливым вопрос: действительно ли перед затуханием детонации всегда неизбежно появляется спин?

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы экспериментально установить с достаточной определенностью соотношение между спином и концентрационным пределом распространения детонации для некоторых газовых смесей, цель ее – проверить на ряде смесей, действительно ли перед затуханием детонации неизбежно появляется спин. Это одинаково важно как для теории предела распространения детонации, так и, как уже упоминалось, для проверки основ теории спина [3], связывающей его появление с неустойчивостью плоского фронта детонации, возникающей с увеличением времени химической реакции в детонационной волне.

### Методика эксперимента

Фотографическое исследование велось по методу Ле Шателье-Диксона. Распространение детонации в горизонтальной трубе фотографировалось на пленку, движущуюся в вертикальном направлении, с помощью объектива Цейса «Биотор» со светосилой 1:1,4 и фокусным расстоянием 7 см.

Эксперименты проводились с водородно-кислородными, водородно-воздушными и метано-кислородными смесями. Водород и кислород получались электролитическим путем. Газы и их смеси хранились в газометрах над водой и от водяных паров не сушились. Во всех опытах применялись стеклянные трубы длиной 1500–1800 мм. Из общей длины трубы фотографировался участок около 1000 мм. Детонация вызывалась подрывом навески азида свинца.

### Результаты эксперимента

Результаты эксперимента представлены ниже следующими фотографиями.

На рис. 1 дана фотография спина в смеси 20%  $H_2$  + 80% воздуха. Скорость детонации вдоль оси трубы – 1660 м/сек. Диаметр трубы – 15,0 мм. По Бретону [5], нижним концентрационным пределом распространения детонации является смесь, содержащая 18,2%  $H_2$  + 81,8% воздуха. Скорость детонации на пределе ~1500 м/сек.

На рис. 2 представлена фотография спина в смеси 57,5%  $H_2$  + 42,5% воздуха. Скорость детонации 2120 м/сек. Диаметр трубы 16, мм. По Бретону, верхним концентрационным пределом распространения детонации является смесь, содержащая 58,9%  $H_2$  + 41,1% воздуха. Скорость детонации на пределе  $\sim$ 2100 м/сек.

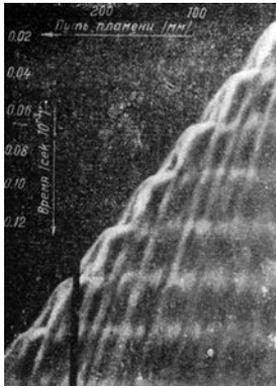


Рис. 1

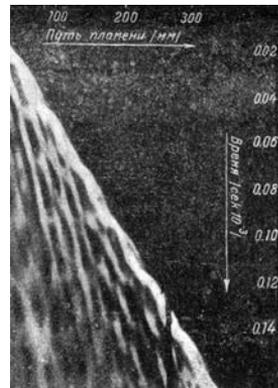


Рис. 2

На рис. 3 представлена фотография спина в смеси 20%  $H_2$  + 80%. Скорость детонации 1457 м/сек. Диаметр трубы 16,0 мм. По Бретону, нижним концентрационным пределом распространения детонации является смесь, содержащая 15%  $H_2$  + 85%. Скорость детонации на пределе 1400 м/сек.

В наших опытах не удавалось вызвать детонацию в смесях, содержащих менее 19,5% водорода. Таким образом, по нашим экспериментам, в отличие от Бретона, для водородно-кислородных смесей концентрационным пределом распространения детонации по минимуму горючего компонента являются смеси, содержащие  $\sim$ 19,5% водорода, что совпадает с пределом для водородно-воздушной смеси.

На рис. 4 представлена фотография спина в смеси 88,9%  $H_2$  + 11,1%  $O_2$ . Скорость детонации 3200 м/сек. Диаметр трубы 17,5 мм.

По Бретону, концентрационным пределом распространения детонации является смесь, содержащая 93%  $H_2$  + 10%  $O_2$ . Скорость детонации  $\approx$  3550 м/сек.

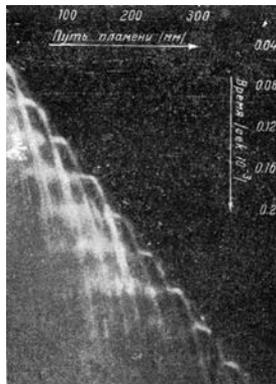


Рис. 3

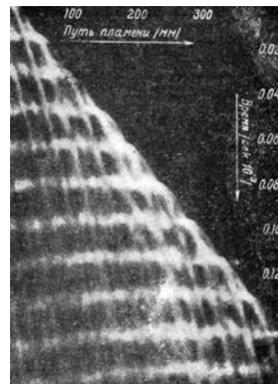


Рис. 4

На рис. 5 приведена фотография спина в смеси 14,45%  $\text{CH}_4$  + 83,45%  $\text{O}_2$  + 1,8%  $\text{N}_2$  + 0,3%  $\text{H}_2$ . Скорость детонации 1740 м/сек. Диаметр трубы 22,2 мм. Сравнимых данных по концентрационным пределам распространения детонации метано-кислородных смесей нет.

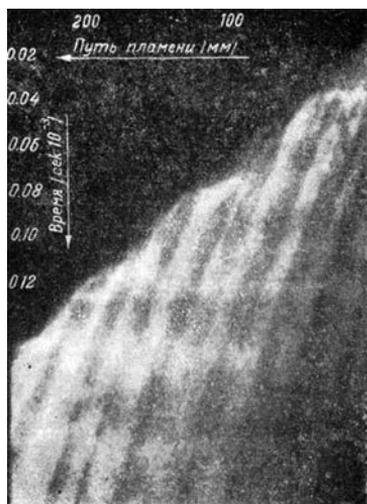


Рис. 5

По нашему мнению, фотографии спина на пределах для указанных смесей сравнимы с упомянутой фотографией Бона Фрезера и Уилера, так как на них достаточно четко зарегистрированы детали, характерные для устойчивого спина. Фотографии, как нам кажется, подтверждают заключение Ривина, Соколика и Бретона, приведенное в начале этой работы.

### Выводы

Приведены фотографии, доказывающие, что вблизи пределов детонации водородно-воздушных, водородно-кислородных, метано-кислородных смесей является ясно выраженный устойчивый детонационный спин. Это обстоятельство указывает на то, что теория предела распространения детонации должна быть теорией предела спиновой детонации. Оно дает дополнительные доказательства правильности исходных положений теории детонационного спина [3].

### Литература

1. Ривин М. А., Соколик А. С. ЖФХ, 8, 767, 1936.
2. Breton I. Recherches sur la détonation des mélanges gazeux, Thèse, Paris, 1936.
3. Щёлкин К. И. ДАН, 47, 501, 1945.
4. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 10, 565, 1940.
5. Bone, Fraser a. Wheeler. Phil. Trans., A., 235, 29, 1935.

Журнал технической физики, 1947 г., Том. XVII, вып. 12. – С. 1409–1410.

# О переходе медленного горения в детонацию

К.И. ЩЁЛКИН

Изложена элементарная теория перехода медленного горения в детонацию в трубах. Показано, что основной причиной преддетонационного ускорения горения в трубах является воздействие на горение движения несгоревшего газа и, прежде всего, действие турбулентности этого газа на скорость пламени.

## Введение

Недавно были опубликованы некоторые соображения о механизме преддетонационного ускорения пламени [1]. Эти соображения подверглись справедливой критике [2], к которой можно только присоединиться. Вместе с тем следует признать, что механизм ускорения горения из-за турбулентности газа, против которого, между прочим, в упоминаемой работе [1] приведено несколько возражений, и вообще вопрос о переходе медленного горения в детонацию в трубах нигде не освещен сколько-нибудь подробно, а некоторые детали этого процесса вообще не рассматривались. Такое положение приводит, как показывает практика, к недоразумениям. В связи с этим ниже делается попытка краткого изложения основ элементарной теории перехода медленного горения в детонацию в трубах.

## Основные виды распространения горения в газовых смесях

Существуют два основных способа распространения пламени в газовых смесях: передача горения от слоя к слою за счет теплопроводности и диффузии и распространение горения от слоя к слою вследствие сжатия в ударной волне (детонационное распространение горения).

Передача горения теплопроводностью и диффузией осуществляется в чрезвычайно разнообразном и, на первый взгляд, совершенно различном пламени. В покоящемся газе плоское пламя, т. е. пламя, радиус кривизны которого во много раз больше ширины зоны горения, распространяется в воздушных смесях обычных горючих газов (светильный газ, метан, пары бензина и т. п.) со скоростью в несколько десятков сантиметров в секунду. Исключения составляют воздушные смеси водорода, скорость распространения пламени в которых, благодаря высокой теплопроводности и диффузии водорода, значительно больше, чем у других смесей; она достигает в этих смесях 2,7 м/сек. Скорости пламен в кислородных смесях, благодаря высоким температурам, развивающимся при горении, и благодаря более высоким скоростям химической реакции сгорания, значительно выше, чем в воздушных смесях тех же горючих, и достигают 10–12 м/сек.

Скорость распространения плоского фронта пламени относительно неподвижного газа, о которой говорилось выше, называют нормальной скоростью пламени. Нормальная скорость пламени имеет характер физико-химической константы смеси. Она возрастает с абсолютной температурой исходной смеси, зависит от ее состава и изменяется с изменением начального давления. Однако все факторы, увеличивающие нормальную скорость, могут увеличить скорость распространения пламени лишь незначительно по сравнению с тем действием, которое могут оказать на скорость распространения горения условия движения несгоревшего газа.

Дело в том, что обычно скорость распространения пламени превышает нормальную скорость пламени. В трубах, например, вследствие неравномерного распределения скоростей несгоревшего газа перед пламенем по радиусу трубы, или из-за турбулентности несгоревшего газа, или же по причине возникновения конвективных потоков, пламя на отдельных участках сечения трубы увлекается вперед объемами газа, обладающими наибольшими скоростями. Поверхность горения вследствие этого растет, причем увеличивается общее количество газа, сгорающего в единицу времени. Скорость распространения пламени, таким образом, начинает определяться не только нормальной скоростью пламени, но и скоростью забрасывания очагов горения вперед, скоростью внедрения этих очагов в несгоревший газ [3].

Конвективные потоки, турбулентность, струи газа, вихри, специально создаваемые в топочном пространстве, могут в десятки и сотни раз ускорить горение, увеличить скорость распространения пламени. Следует иметь в виду, что горение сопровождается выделением больших количеств тепла, вызывает расширение горящих газов и перемещение масс несгоревших газов. Поэтому при горении, особенно неорганизованном (вне топочных устройств), часто оказывается существенным не то движение газа, которое существовало вначале, до поджигания смеси, а те движения, которые возникают в процессе и в результате горения. Известны случаи, когда благодаря движению газов, особенно возникающему в процессе сгорания, скорости распространения пламени достигали многих десятков и даже многих сотен метров в секунду [4].

Во всех случаях в движущейся среде горение передается от сгоревшего газа к несгоревшему, как и в спокойной среде, процессами теплопроводности и диффузии, т. е. относительно медленными процессами, со скоростью, равной нормальной скорости пламени. Увеличение же скорости распространения горения в движущемся газе происходит за счет того, что, как указывалось выше, очаги горения забрасываются струями, турбулентностью и т. п. с большой скоростью вперед и поджигают несгоревший газ, увеличивая поверхность горения.

Некоторое значение может иметь и увеличение теплопроводности и диффузии за счет турбулентности, если масштаб турбулентности меньше или сравним с шириной зоны нормального горения, составляющей при нормальном давлении для обычных смесей доли миллиметра. В этом случае в результате движения газа возрастает и нормальная скорость пламени. Из всего сказанного выше вытекает, что нельзя рассматривать процесс распространения пламени вне реальных условий, в которых он происходит, в особенности нельзя его рассматривать вне связи с условиями движения несгоревшего газа, возникающего при горении.

Детонационное горение в гладких трубах в каждой газовой смеси распространяется с вполне определенной постоянной скоростью. Величина этой скорости для разных газовых смесей находится в пределах от 1,7 до 3,5 км/сек и может быть вычислена по формулам газодинамической теории детонации.

Следует упомянуть о двух особых по механизму распространения горения видах детонационного сгорания в трубах: о спиновой детонации и о детонации в шероховатых трубах. При спиновой детонации и в некоторых случаях детонации в шероховатых трубах зажигание газовой смеси происходит на сравнительно небольшой поверхности, а не по всему поперечному сечению трубы, как при обычной детонации. При спиновой детонации воспламенение газа происходит в косом скачке

уплотнения – в изломе ударной волны [5], при детонации в шероховатых трубах – в местах удара волны о шероховатости [6]. Догорание остального газа в обоих случаях протекает сравнительно медленно (в турбулентном следе) на протяжении одного-двух и, возможно, более диаметров трубы.

Несмотря на некоторое различие в способах распространения, все виды детонации в отношении их возникновения существенно не отличаются друг от друга. Для возникновения детонации любого вида необходимо существование сильного разрыва, сильной ударной волны.

Мощная ударная волна, а, следовательно, и детонационное горение в некоторых случаях могут возникнуть в результате ускорения медленного горения. Задачей теории перехода медленного горения в детонацию, которой, в частности, посвящена настоящая работа, является вскрытие причин, определяющих переход медленного горения, распространяющегося со скоростью нескольких метров в секунду, в детонацию, иными словами, отыскание причин, по которым в результате сгорания создается ударная волна, поджигающая газовую смесь и вызывающая детонацию.

### Образование ударной волны в трубе

Для появления детонации, как это можно заключить из предыдущего раздела, необходимо, прежде всего, возникновение ударной волны, способной поджечь газ ударным сжатием. Обычно для этого требуется, чтобы температура во фронте волны была равна нескольким сотням градусов, а давление было 10–20 кг/см<sup>2</sup>. Поскольку сейчас идет речь о переходе медленного горения в детонацию, а не о детонации, возникшей под влиянием сильных импульсов, например, под влиянием заряда взрывчатого вещества, следует обратиться к общему случаю появления ударной волны под влиянием медленных процессов.

Из газодинамики известно, что если в трубе ускоренно движется с дозвуковой скоростью поршень и скорость поршня плавно возрастает, то впереди поршня может возникнуть разрыв непрерывности давления, температуры, плотности и скорости газа. В месте разрыва возникает ударная волна, распространяющаяся по направлению движения поршня. На рис. 1, а в плоскости  $x - t$  (плоскость путь – время) представлено ускоренное движение поршня (линия  $O-A$ ). Задача о движении газа перед поршнем решается методом характеристик. Прямыми, пересекающимися в точке  $B$ , изображены характеристики. В точке  $B$  возникает разрыв; отсюда исходит ударная волна, давление в которой ниже, чем в месте возникновения разрыва и в сечениях, находящихся ближе к поршню, но температура которой выше. Параметры ударной волны легко могут быть вычислены для случая произвольного разрыва [7].

На рис. 1, б, в схематически представлены распределения давлений в моменты  $t_1$  и  $t_2$ . В момент  $t_2$  образуется разрыв непрерывности состояния и скоростей. Плавный перепад давления превращается в скачкообразный перепад потому, что сжатие в каждом сечении трубы по мере приближения к поршню распространяется со все более высокой скоростью. Это обязано, с одной стороны, тому, что скорость звука, с которой распространяется безударное сжатие, тем выше, чем более сжат и, следовательно, чем более нагрет газ, с другой стороны, тому, что по мере приближения к поршню возрастает скорость движения газа, по которому распространяется сжатие. Вследствие указанных причин из плавного перепада давления возникает разрыв, а из разрыва – ударная волна.

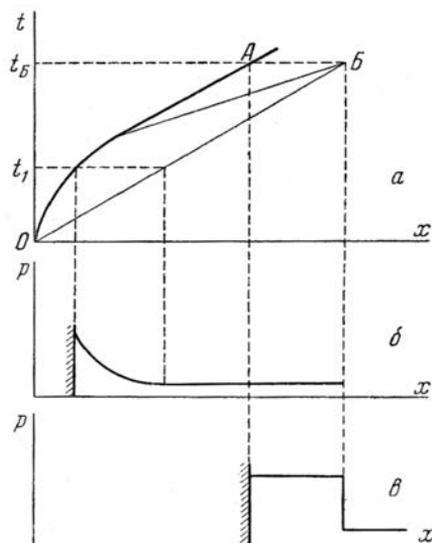


Рис. 1

Все характеристики, отходящие от линии, представляющей движение поршня, сходятся в одной точке только при одном, вполне определенном виде этой линии. Следовательно, элементарные волны сжатия, отходящие от ускоряющегося поршня, догонят друг друга и сольются в разрыв в одном сечении (так, как это изображено на рис. 1, в) только при определенном распределении давления перед поршнем [7]. В общем случае, при произвольном распределении давления, элементарные волны будут собираться не в одном сечении трубы, но на некотором ее протяжении. На рис. 2 представлен один из случаев соединения волн сжатия на некоторой длине трубы. Первый более или менее сильный разрыв образуется в точке 1. В этой точке рождается ударная волна; скорость возмущения, распространяющегося по покоящемуся газу, возрастает. На участке 1–2, называемом огибающей характеристик, начальную ударную волну догоняют следующие волны сжатия и скорость ее постепенно увеличивается. Возможны и другого типа случаи постепенного усиления разрыва, представляемые огибающими характеристик других видов.

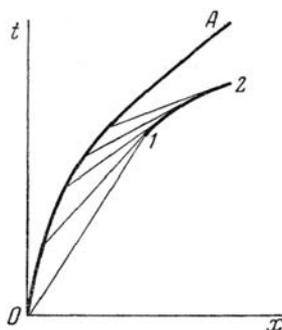


Рис. 2

Выше речь шла о движении газа перед ускоряющимся поршнем. В случае движения поршня с постоянной скоростью газ перед поршнем будет двигаться с той же постоянной скоростью. Легко определить давление движущегося и сжатого газа, воспользовавшись уравнениями сохранения массы и количества движения, написанными для случая представленного на рис. 3:

$$(c - w)\rho_1 = \rho_0 c \quad (1)$$

$$(c - w)\rho_1 w = p_1 - p_0 \quad (2)$$

где  $c$  – скорость распространения фронта возмущения (для слабых волн это скорость звука);  $w$  – скорость движения газа перед пламенем;  $p_1$  и  $p_0$  – давления сжатого и несжатого газов;  $\rho_1$  и  $\rho_0$  – соответствующие плотности.

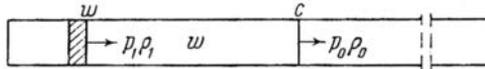


Рис. 3

Из уравнений (1) и (2) следует, что

$$p_1 - p_0 = \rho_0 c w. \quad (3)$$

Давление однозначно зависит от скорости движения газа. Постоянной скорости соответствует постоянное давление. Для получения более высокого давления нужна более высокая скорость газа и, следовательно, поршня.

Из всего сказанного выше ясно, что для образования более или менее мощной ударной волны при медленных (дозвуковых) скоростях движения поршня необходимо, чтобы поршень двигался с ускорением.

### Ударная волна перед пламенем

Пусть пламя распространяется в бесконечно длинной, закрытой с одного конца трубе от закрытого конца в сторону открытого (рис. 4).

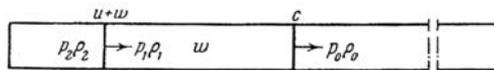


Рис. 4

Для определения давления перед фронтом пламени можно, так же как это делалось выше в случае поршня, воспользоваться уравнениями сохранения массы и количества движения:

$$[c - (u + w)]\rho_1 + (u + w)\rho_2 = c\rho_0, \quad (4)$$

$$[c - (u + w)]\rho_1 w = p_2 - p_0 \quad (5)$$

где  $u$  – скорость пламени относительно несгоревшего газа;  $p_2$  – давление и  $\rho_2$  – плотность сгоревшего газа.

Из уравнений (4) и (5) сразу получается выражение для давления, форма которого не зависит ни от уравнений состояния сгоревшего и несгоревшего газов, ни от количества энергии, выделяющейся при горении:

$$p_2 - p_1 = \rho_0 w c - \rho_2 (u + w) w \quad (6)$$

В том случае, когда скорость пламени и скорость газа перед пламенем малы по сравнению со скоростью звука, можно пренебречь вторым членом правой части выражения (6). Пренебрежение вторым членом, вообще говоря, допустимо, даже если  $u + w$ , по величине сравнимо со скоростью звука, ввиду того, что плотность сгоревшего газа  $\rho_2$  почти на порядок меньше плотности несгоревшего и невозмущенного газа.

Давление сгоревшего газа  $p_2$  с достаточной точностью можно считать равным давлению движущегося со скоростью  $w$  газа  $p_1$ . Выражение (6), после пренебрежения вторым членом правой части и приравнивания  $p_2$  и  $p_1$ , превращается в соотношение (3), полученное для давления перед поршнем, движущимся со скоростью  $w$ ,

$$p_2 - p_0 \approx p_1 - p_0 = \rho_0 c w \quad (3a)$$

Пламя, движущееся со скоростью  $u + w$  относительно стенок трубы, создает перед своим фронтом такое же давление, какое создается поршнем, движущимся со скоростью  $w$ . Для создания равного давления скорость пламени относительно стенок трубы должна быть более высокой по сравнению со скоростью поршня ввиду того, что пламя можно уподобить поршню, пропускающему через себя и оставляющему за собой некоторое количество газа, определяемое плотностью  $\rho_2$  и расстоянием, пройденным от закрытого конца трубы.

Так как определенной скорости пламени может соответствовать только одна, вполне определенная скорость потока  $w$ , каждому значению скорости пламени соответствует лишь одно определенное значение давления. Отсюда следует, что нельзя получить нарастание давления перед фронтом пламени, не изменяя скорости пламени относительно газа  $u$  и тем самым не изменяя скорости газа  $w$ . По этой причине, для того чтобы получить нарастание давления перед фронтом пламени, необходимо ускорение пламени относительно несгоревшего газа. При отсутствии такого ускорения переход медленного горения в детонацию невозможен. Задача, следовательно, состоит в том, чтобы найти причины и условия существования ускорения пламени.

### Основная причина преддетонационного ускорения медленного горения в трубах

Выше указывалось, что горение нельзя рассматривать в отрыве от условий движения несгоревшего газа, ибо движение несгоревшего газа практически является наиболее сильным фактором, способным ускорить горение. Рассмотрим с этой точки зрения движение газа перед пламенем в длинной трубе при зажигании газовой смеси у закрытого конца трубы. К этому простому случаю относится подавляющая часть экспериментального материала.

Ранее было показано [8], что во всех, без исключения, случаях, когда горение переходит в детонацию, безразмерное соотношение (подобное числу Рейнольдса  $Re$ ), составленное из нормальной скорости пламени, диаметра трубы  $D$  и кинематической вязкости смеси  $\nu$ , превышает критическое значение, характерное для перехода ламинарного течения в турбулентное:

$$Re = u_n D / \nu > Re_{кр} \quad (7)$$

В предельных случаях перехода медленного горения в детонацию по составу смеси и по давлению это число равно критическому значению, а при тех составах и давлениях, при которых детонация не возникает, оно ниже критического. Пользуясь

приведенным выше правилом, можно было вычислять значения пределов перехода медленного горения в детонацию.

В работе [8] указывалось, что при вычислениях такого рода следовало бы пользоваться не скоростью пламени, а скоростью газа перед ним, и отмечалось, что при замене скорости газа скоростью пламени делается ошибка; однако ее порядок указывался неверно, и точные цифры приведены не были. Вообще вопрос о пределах перехода медленного горения в детонацию не был разобран до конца. Впоследствии Зельдович [9] рассчитал величину ошибки в определении чисел Рейнольдса.

Можно положить (исходя из закона сохранения вещества), что при поджигании у закрытого конца трубы скорость движения несгоревшего газа связана со скоростью пламени соотношением:

$$w = C(\pi - 1)u_n, \quad (8)$$

где  $\pi$  – отношение объемов газа после и до горения (для малых скоростей пламени  $\pi = Tn/T_0n_0$ ; здесь и  $T, n$  – температура и количество молекул до и после горения);  $C$  – множитель, учитывающий влияние неравномерного распределения скоростей в трубе по радиусу на скорость распространения пламени, равный отношению площади поверхности, огибающей фронт пламени, к площади поперечного сечения трубы. Если при вычислении чисел Рейнольдса пользоваться не нормальной скоростью пламени  $u_n$ , а скоростью газа  $w$ , то все числа Рейнольдса, о которых речь шла выше, возрастут в 5–10 раз, и основное положение, высказанное в работе [8], что при переходе медленного горения в детонацию числа Рейнольдса потока газа перед пламенем всегда превышают критическое значение, станет еще более убедительным. На пределах же перехода медленного горения в детонацию числа не будут равны критическому значению, как это было при вычислениях, когда в выражение для числа Рейнольдса, вместо скорости газа подставлялась нормальная скорость пламени, а также в 5–10 раз превысят критическое значение. В итоге, не касаясь вопроса о пределах перехода медленного горения в детонацию, можно сделать тот основной вывод, что всегда при переходе медленного горения в детонацию поток несгоревшего газа, по которому распространяется ускоряющееся пламя, неизбежно должен становиться турбулентным. Вызывает недоумение, что некоторые авторы [9, 10], упоминая об ошибке вычисления чисел Рейнольдса в связи с возражениями против механизма перехода медленного горения в детонацию, отводящего главную роль в этом процессе турбулентности, не упоминают о том, что исправление ошибки в вычислениях чисел Рейнольдса потока газа перед пламенем приводит не к ослаблению, а к усилению позиций теории преддетонационного ускорения горения, против которой они возражают.

Итак, поток несгоревшего газа перед пламенем не может не стать турбулентным, а став турбулентным, не может не ускорить сгорания. Ускорение горения, в свою очередь, увеличит скорость потока и, следовательно, величину турбулентных пульсаций скорости, что приведет при достаточной длине трубы к новому возрастанию скорости в пламени, в результате чего горение будет самоускоряться.

Тот факт, что числа Рейнольдса потока несгоревшего газа перед пламенем превышают критическое значение, не является единственным фактом, доказывающим, что турбулентность играет важную роль в преддетонационном ускорении горения. Другим весьма важным показателем фактом, указывающим на решающее действие турбулентности в процессе ускорения горения, является влияние на предде-

тонационное ускорение пламени шероховатости, всегда повышающей степень турбулентности газа в трубе.

Если на внутреннюю поверхность гладкой трубы наклеить слой песка, сделав поверхность трубы шероховатой, или создать в трубе шероховатость любым другим способом, то детонация в трубе возникает легче, чем в гладкой трубе. Место возникновения детонации приближается при этом к месту зажигания, пределы перехода медленного горения в детонацию по давлению и составу смеси расширяются. Шероховатость является наиболее сильным средством воздействия на переход медленного горения в детонацию [11].

Никаким другим способом не удастся в газовой смеси заданного состава настолько сильно приблизить место возникновения детонации в трубе к месту зажигания смеси, насколько это удастся сделать увеличением шероховатости стенок трубы. Действие шероховатости нельзя объяснить с какой-либо другой точки зрения, отличающейся от точки зрения, отводящей главную роль в ускорении горения аэродинамическим факторам и, прежде всего, турбулентности. Правда, противники такой трактовки вопроса утверждают, что шероховатость приближает место возникновения детонации к месту зажигания вследствие того, что сравнительно слабая ударная волна перед пламенем усиливается, отражаясь от шероховатости, и газ в ней воспламеняется легче, чем в волне без отражения. Это совершенно справедливое утверждение имеет силу лишь в том случае, когда пламя уже достаточно ускорилось и уже возникла достаточно сильная волна сжатия, т. е., когда уже существует ударная волна, но температура в ней еще недостаточна для воспламенения газа. В этих случаях действительно всякое препятствие, у которого происходит местное отражение волны, приближает место возникновения детонации к месту зажигания. Таким образом, давно известные соображения о роли отражения ударной волны от препятствий в процессе возникновения детонации следует учитывать при рассмотрении последней стадии процесса возникновения детонации, но их нельзя считать серьезным возражением против механизма ускорения горения, отводящего главную роль в ускорении горения турбулентности газа перед пламенем, ибо они к нему не имеют никакого отношения. Это становится особенно ясным, если вспомнить, что в шероховатых трубах пламена ускоряются до сотен метров в секунду даже в газовых смесях, не способных к детонации [4], т. е. в таких смесях, которые не воспламеняются сжатием в ударной волне и для которых утверждение о том, что в шероховатых трубах детонация возникает ближе к месту зажигания благодаря отражению ударных волн от шероховатости, вообще не имеет никакого смысла.

В свете всего оказанного выше ясно, что вопрос об ускоряющем действии движения газа и, точнее, турбулентности на горение в преддетонационном периоде не может вызывать сомнений. Исходя из того, что несгоревший газ перед фронтом медленного горения, переходящего в детонацию, всегда турбулизуется, а также из того, что шероховатость стенок трубы, как указывалось выше, производит наиболее мощное ускоряющее действие на возникновение детонации и вообще на ускорение горения, можно заключить, что аэродинамические факторы являются решающими в процессе перехода медленного горения в детонацию. Однако для окончательного суждения о механизме ускорения необходимо рассмотреть с аэродинамической точки зрения основные закономерности этого процесса и сравнить выводы с экспериментальным материалом.

### Определение расстояния от места зажигания до места возникновения детонации

Расстояние от места зажигания до места возникновения детонации можно приближенно оценить для случая зажигания газовой смеси у закрытого конца трубы, как расстояние, на котором образуется ударная волна перед поршнем, ускоряющимся по тому же закону, по которому в действительности ускоряется пламя. В силу того, что при равных скоростях поршня и пламени скорость движения газа перед поршнем выше, чем скорость газа перед пламенем, расстояния от места зажигания до места возникновения детонации, определенные в указанном выше приближении, будут более короткими, чем в действительности. Однако ввиду того, что расстояния от места зажигания до места возникновения детонации ниже определяются с точностью до постоянного множителя, это расхождение несущественно.

В общем случае ударная волна перед ускоряющимся поршнем, образовавшись в сечении трубы, соответствующем точке  $1$  на плоскости  $x - t$  (рис. 2), постепенно усиливается на пути от точки  $1$  до точки  $2$  волнами сжатия, отходящими от ускоряющегося поршня и догоняющими фронт разрыва. Усиления волны в плоскости  $x - t$  изображается изменением наклона линии  $1-2$  на рис. 2, представляющей собою огибающую характеристик, отходящих от линии  $OA$ , изображающей путь поршня. Вообще говоря, температура и давление в ударной волне, образующейся из разрыва в точке  $1$  на плоскости  $x - t$ , могут оказаться недостаточными для возбуждения детонации газовой смеси, и детонационное воспламенение произойдет только лишь после усиления ударной волны, т. е. где-то на линии  $1-2$  в той же плоскости (рис. 2). Однако для простоты в дальнейшем полагается, что детонация возникает, как только возникнет разрыв, т. е. в точке  $1$  на плоскости  $x - t$ .

Положение точки  $1$  (рис. 2) определяется координатами  $x_1$  и  $t_1$ :

$$x_1 \sim c_0^2 / \ddot{x}(0) \quad (9)$$

$$t \sim c_0^2 / \ddot{x}(0) \quad (10)$$

где  $c_0$  – скорость звука в невозмущенном газе;  $\ddot{x}(0)$  – ускорение поршня в начале его движения [12]. Ускорение поршня  $\ddot{x}(0)$ , равное в принятом приближении ускорению пламени в начале распространения, будет определяться законом зависимости скорости пламени от скорости движения газа. Зависимость скорости пламени от скорости движения газа перед пламенем  $w$ , можно представить соотношением [3]:

$$u_{\Pi} = Cu_{\Pi} \sqrt{1 + (Bv^2 / u_{\Pi}^2)} = Cu_{\Pi} \sqrt{1 + (Bk^2 w^2 / u_{\Pi}^2)}, \quad (11)$$

где  $B$  – постоянный множитель порядка единицы;  $v$  – средняя квадратичная скорость турбулентных пульсаций,  $u_{\Pi}$  – нормальная скорость пламени;  $C$  – коэффициент, учитывающий увеличение поверхности пламени из-за неравномерного распределения скоростей потока по диаметру трубы;  $k$  – степень турбулентности, равная  $k = v/w$ .

Соотношение (11) в случае слабой турбулентности ( $v \ll u_{\Pi}$ ) принимает вид:

$$U_{\Pi} \sim Cu_{\Pi} (1 + B'k^2 w^2 / u_{\Pi}^2) \quad (12)$$

Для сильной турбулентности ( $v \gg u_{\Pi}$ ) пренебрегая единицей под корнем в (11), можно положить

$$u_{\Pi} \sim Cv \quad (13)$$

При определении ускорения пламени следует учитывать, что от момента появления скорости  $w$  до момента возрастания скорости пламени под влиянием турбулизации потока, имеющего скорость  $w$ , проходит время, равное времени, необходимому для распространения турбулентности от стенок трубы на все ее сечение. Это время пропорционально

$$\tau \sim D/v, \quad (14)$$

где  $D$  – диаметр трубы.

Учитывая (12), (13) и (14), получим ускорение пламени для случая слабой турбулентности

$$\ddot{x}(0) \sim \frac{Cu_n(1+B'k^2w_0^2/u_n^2)-Cu_n}{D/v} \sim \frac{Ck^3w_0^3}{Du_n} \quad (15)$$

и для случая сильной турбулентности

$$x(0) \sim Ck^2w_0^2/D \quad (16)$$

где  $w_0$  – скорость несгоревшего газа в начале ускорения горения.

Расстояние от закрытого конца трубы, у которого происходит зажигание газовой смеси, до места возникновения детонации, с учетом того, что оказывается пропорциональным

$$x_1 \sim c_0^2D/C^4k^3(\pi-1)3u_n^2 - \text{слабая турбулентность}, \quad (17)$$

$$x_1 \sim c_0^2D/C^3k^2(\pi-1)3u_n^2 - \text{сильная турбулентность}. \quad (18)$$

Наибольшее количество материала по исследованию перехода медленного горения в детонацию относится к случаю, промежуточному между рассматриваемыми выше крайними случаями слабой и сильной турбулентности. В самом деле, если учесть, что  $v = kw$  и , то условие преобразуется в

$$kC(\pi-1) \geq 1. \quad (19)$$

Имея в виду, что для гладких труб  $k \sim 0,05$ , для шероховатых  $k \sim 0,1$  а  $\pi$  для кислородных смесей, для которых имеется опытный материал, – порядка 7–8 и  $C \sim 2-3$ , получим, что

$$0,6 \leq kC(\pi-1) \leq 2,$$

т. е. произведение  $kC(\pi-1)$  не сильно отличается от единицы, и, следовательно,  $v$  не сильно отличается от . Расстояние от места зажигания до места возникновения детонации поэтому следует считать пропорциональным

$$x_1 \sim c_0^2D/C^nk^m(\pi-1)^m u_n^2, \quad (20)$$

где  $n$  – порядка 3–4, а  $t$  заключено между 2 и 3.

Из соотношения (20) в согласии с опытом следует, что расстояние от места зажигания до места возникновения детонации пропорционально диаметру трубы и что оно возрастает с увеличением скорости звука. Расстояние  $x_1$  уменьшается при возрастании нормальной скорости пламени, что тоже хорошо известно из опыта. Оно, в качественном согласии с опытом, очень сильно сокращается с увеличением степени турбулентности потока газа (с увеличением шероховатости трубы). Наконец, величина  $x_1$  уменьшается с увеличением отношения объема продуктов сгорания к начальному объему смеси (с возрастанием  $\pi$ ).

Формула (20) указывает на сильную зависимость расстояний от места зажигания до места возникновения детонации от коэффициента  $C$ , учитывающего рост скорости пламени под действием неравномерного распределения скоростей газа перед пламенем по сечению трубы. В гладких и шероховатых трубах в процессе преддетонационного ускорения горения: коэффициент  $C$  изменяется мало; он не возрастает, и поэтому распределение скоростей является не главным, а второстепенным фактором, определяющим ускорение пламени. Однако возможны специальные случаи, когда осуществляется предложенный Зельдовичем механизм и когда изменение коэффициента  $C$ , а, следовательно, и влияние распределения скоростей на скорость горения, могут стать определяющими в процессе возникновения детонации. Величину  $C$  можно резко повысить, помещая в начале трубы диафрагмы, через отверстия которых пламя вырывается далеко вперед, поджигая большие массы газа, сильно увеличивая поверхность и, следовательно, скорость горения. Мощное действие диафрагм на ускорение горения в трубах хорошо известно. Можно резко приблизить место возникновения детонации к месту зажигания, поместив в начале трубы «детонационный ящик», т. е. объем с перегородками, почти полностью перекрывающими сечение объема и увеличивающими путь пламени в нем. Горение ускоряется в детонационном ящике также в значительной мере за счет большой неравномерности в распределении скоростей.

Как следует из фактов, описанных выше, соотношение (20) хорошо описывает большую часть экспериментов. Недостатком его является то, что оно не дает в явном виде зависимости величины  $x_1$  от начального давления газовой смеси.

Опытные данные показывают, что в некоторой области давлений расстояние  $x_1$  сокращается с повышением давления до некоторого предела, после которого действие давления ослабляется или полностью прекращается. Ранее было показано [8], что в той области, где давление действует на переход медленного горения в детонацию, преддетонационное горение ускоряется с повышением давления. Это ускорение не может быть объяснено зависимостью нормальной скорости от давления, дающей обратный эффект. Остается предположить, что увеличение начального давления в некоторых пределах усиливает турбулентность смеси. Увеличение в некоторых пределах числа Рейнольдса потока газа перед ускоряющимся пламенем может в рассматриваемом нестационарном случае сильно способствовать развитию турбулентности.

Интересно отметить одну особенность в процессе возникновения детонации, легко объяснимую с точки зрения описываемого механизма перехода медленного горения в детонацию. В большинстве случаев возникновения детонации отношение расстояния от закрытого конца трубы, у которого происходит воспламенение газа, до места возникновения детонации ко времени, прошедшему от момента воспламенения до момента возникновения детонации, в точности равно скорости звука в невозмущенной газовой смеси. Из рис. 2 явно следует, что если детонация возникает в точке  $l$  на плоскости  $x - t$  (рис. 2), где начинается огибающая характеристик  $l-2$ , то упомянутое отношение  $x_1/t_1$  в точности равно скорости звука, поскольку точка  $l$  лежит на первой характеристике  $x = c_0 t$  проходящей через начало координат. В том случае, когда детонация возникает не в точке  $l$ , а где-то на линии  $l-2$  между точками  $l$  и  $2$ , отношение расстояния от места зажигания до места возникновения

детонации ко времени, протекшему от зажигания до момента возникновения детонации, будет превышать скорость звука  $c_0$ . При этом полезно учесть, что возникновение детонации между точками 1 и 2 указывает на то, что температура и давления волны, возникающей в точке 1 на плоскости  $x - t$ , недостаточны для детонационного воспламенения газа.

Не исключены случаи, когда отношение расстояния от места зажигания до места начала детонации ко времени, протекшему от момента зажигания до момента возникновения детонации, будет ниже скорости звука  $c_0$ , но это всегда будет свидетельствовать о том, что ускорение пламени, вызвавшее появление разрыва и ударной волны и приведшее к возникновению детонации, началось не сразу после воспламенения смеси, а только через некоторое время, в течение которого пламя двигалось без ускорения.

В заключение рассмотрим еще три возможных случая перехода медленного горения в детонацию.

а) *Переход медленного горения в детонацию при зажигании смеси у открытого конца трубы.* Еще первые исследователи детонации установили, что при зажигании у открытого конца трубы пламя сначала движется с постоянной сравнительно малой скоростью, затем пламя начинает вибрировать и, наконец, достаточно далеко внутри трубы оно ускоряется и переходит в детонацию. Если у открытого конца трубы поместить проволочную спираль, создающую сопротивление потоку вытекающих из трубы продуктов горения, то ускорение горения происходит на меньшем пути, а стадия вибрационного горения отсутствует. Из одного описания этих фактов становится ясным, что ускорение горения при зажигании у открытого конца трубы наступает только тогда, когда несгоревший газ впереди пламени приходит в движение, приобретая скорость внутри трубы от открытого конца к закрытому. Пока продукты горения свободно вытекают через открытый конец трубы, никакого ускорения не происходит. Торможение вытекающих продуктов сгорания спиралью на выходе из трубы способствует ускорению горения, так как ускоряет движение несгоревшего газа.

б) *Возникновение детонации в короткой трубе.* При зажигании газа у закрытого конца короткой трубы, длина которой сравнима с длиной преддетонационного пути пламени, существенную роль играет отражение волн сжатия от закрытого конца трубы, противоположного месту зажигания (рис. 5). В короткой трубе вследствие упомянутого отражения детонация может возникать ближе к месту зажигания, чем при прочих равных условиях в длинной трубе. Иногда воспламенение наступает при отражении волны от конца трубы на довольно значительном расстоянии впереди фронта распространяющегося пламени. На последнем примере ясно видно, что возникновение детонации в самом конце трубы, где нет ускорения горения, несколько не противоречит аэродинамической природе ускорения преддетонационного горения, если не забывать, что образование ударной волны есть результат ускорения горения в частях трубы, близких к месту зажигания и удаленных от места образования детонации, т. е. в тех частях трубы, где есть движение газа, есть турбулентность, необходимая для ускорения пламени.

в) *Влияние смещения зажигания на возникновение детонации.* С аэродинамической точки зрения легко объяснить непонятное с любой другой точки зрения влия-

ние небольшого смещения зажигания от торца трубы на возникновение детонации. Оказывается, что если зажечь смесь не вблизи торца трубы, а в нескольких сантиметрах от него, то детонация возникает значительно ближе к началу трубы, чем при зажигании непосредственно у торца трубы. Как легко видеть, в этом случае возрастает начальная скорость движения несгоревшего газа, что с развиваемой выше точки зрения благоприятствует ускорению горения.

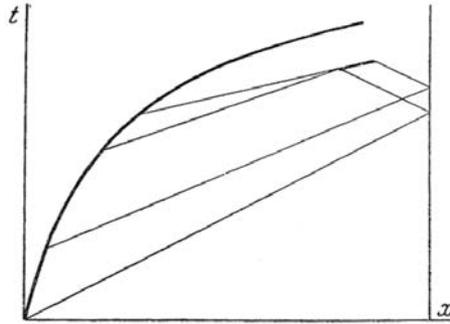


Рис. 5

В заключение следует указать, что теория перехода медленного горения в детонацию в трубах заслуживает внимания в связи с вопросами техники взрывобезопасности и с необходимостью ясно представлять возможные причины ускорения горения до больших скоростей и причины возникновения ударных волн при горении газо- и пылевоздушных смесей.

### Литература

1. Соколик А.С. ЖЭТФ, 21, 1164, 1951.
2. Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 21, 1172, 1951.
3. Щёлкин К.И. Журн. техн. физики, 13, 520, 1943.
4. Дицент В., Щёлкин К.И. Журн. физ. химии, 19, 221, 1945.
5. Щёлкин К.И. ДАН СССР, 47, 501, 1945. Я. Б. Зельдович. ДАН СССР, 52, 147, 1946.
6. Зельдович Я.Б. Теория горения и детонации газов, Изд-во АН СССР, М.–Л., 1944.
7. Зельдович Я.Б., Щёлкин К.И. ЖЭТФ, 10, 569, 1940.
8. Щёлкин К.И. ДАН СССР, 23, 636, 1939.
9. Зельдович Я.Б. Журн. техн. физики, 17, 3, 1947.
10. Соколик А.С. ЖЭТФ, 21, 1176, 1951.
11. Щёлкин К.И. ЖЭТФ, 10, 823, 1940; Журн. техн. физики, 17, 5, 613, 1947.
12. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны, ИИЛ, М., 1950.

Журнал экспериментальной и технической физики. – 1953. – Т. 24, вып. 5. – С. 589–600.

## К вопросу о турбулентном горении и фазах сгорания в двигателе

К дискуссии по статье А.С. Соколика, А.И. Воинова, Ю.Б. Свиридова «Влияние химического и турбулентного факторов на процесс сгорания в условиях двигателя»

К.И. ЩЁЛКИН

В статье «Влияние химического и турбулентного факторов на процесс сгорания в условиях двигателя» А.С. Соколик, А.Н. Воинов и Ю.Б. Свиридов приводят результаты измерений скорости распространения пламени и времени сгорания, проводившихся при помощи фотографирования распространения пламени на движущуюся пленку через семь параллельных щелей в крышке камеры сгорания одноциклового экспериментального двигателя внутреннего сгорания [1]. Многощелевая фотография позволила исследовать форму и скорость движения пламени по всему полю камеры сгорания.

Авторы делят процесс сгорания в двигателе на две или даже три фазы. В начальной фазе пламя распространяется на 10–15% объема камеры сгорания, сгорает при этом около 4% массы заряда. Во второй, главной или основной, фазе пламя распространяется по большей части камеры сгорания, занимая в конце фазы до 85–90% объема камеры. В последней фазе, которой в работе почти не уделяется внимания, происходит догорание смеси.

При исследовании основной фазы авторы фиксировали ее начало в определенном месте цикла, подбирая опережение зажигания. Этот прием оказался очень удачным. В самом деле, если фиксировать не начало второй фазы, а момент зажигания, например, при выяснении роли состава смеси в процессе горения, то благодаря сильной зависимости продолжительности начальной фазы от состава смеси начало второй, основной, фазы попадает при разных составах смеси в разные точки цикла, и горение происходит при несравнимых условиях в отношении турбулентности, так как турбулентность в камере сгорания постепенно изменяется по интенсивности и по происхождению. Создание однородных условий по турбулентности необходимо и при исследовании влияния других факторов на горение в основной фазе, таких, как сорт горючего, число оборотов и т. п.

В результате исследования авторы пришли к заключению, что продолжительность начальной фазы зависит как от нормальной скорости распространения пламени в смеси, так и от турбулентности. В противоположность начальной фазе в основной фазе скорость распространения пламени, по данным авторов, в широких пределах почти не зависит от нормальной скорости распространения пламени, что подтверждается независимостью скорости пламени от состава смеси в широких пределах и тем, что бензол, изооктан и бензин Б-70, имеющие различные нормальные скорости, не отличались по длительности горения в основной фазе. В основной фазе скорость распространения пламени по данным авторов определяется главным образом турбулентностью.

Скорость пламени пропорциональна числу оборотов, и если принять, что величина пульсационных составляющих в двигателе пропорциональна, как и в трубах, скорости газа, то можно прийти к заключению, что скорость пламени в двигателе в основной фазе пропорциональна скорости турбулентных пульсаций.

Анализируя экспериментальный материал, А.С. Соколик, А.Н. Воинов и Ю.Б. Свиридов приходят к следующим теоретическим выводам:

1. Начальная фаза сгорания – это фаза, в которой формируется фронт горения. Скорость горения в этой фазе определяется нормальной скоростью пламени, возросшей вследствие действия на нормальную скорость мелкомасштабных турбулентных пульсаций, размеры которых меньше или сравнимы с шириной зоны нормального горения.

2. Основная фаза – это фаза, в которой скорость горения определяется крупномасштабной турбулентностью. Поверхность пламени в этой фазе сильно развита, скорость горения пропорциональна скорости турбулентных пульсаций. Основная фаза наступает после того, как размер очага горения превысит ширину зоны горения, определяемую нормальной скоростью сгорания.

3. Скорость сгорания в фазе догорания определяется, вероятно, нормальной химической скоростью горения.

При анализе экспериментальных результатов авторы пользуются выводами и закономерностями элементарной теории турбулентного горения [2].

В связи с дискуссией по вопросу о фазах сгорания в двигателе представляется необходимым дополнительно рассмотреть следующие вопросы.

1. Достаточны ли основания, законно ли деление процесса сгорания на фазы? Имеются ли качественные различия между горением в начальной и основной фазах, позволяющие производить деление процесса на фазы, или существуют только количественные различия, не дающие основания для деления?

2. Есть ли основания сравнивать теоретические зависимости для скорости турбулентного горения газовой смеси с результатами экспериментов А.С. Соколика, А.Н. Воинова и Ю.Б. Свиридова, относящимися к распространению пламени относительно стенок камеры сгорания, т. е. к сумме турбулентной скорости горения и скорости движения несгоревшего газа?

Перед рассмотрением этих вопросов полезно вспомнить основные положения теории турбулентного распространения пламени в газах [2].

### **Основные положения теории турбулентного горения газов**

В теории турбулентного распространения пламени рассматриваются два случая.

*Первый случай* – случай влияния на горение мелкомасштабной турбулентности, т. е. турбулентности, масштаб (размер, путь смещения турбулентной пульсации скорости) которой мал по сравнению с шириной зоны нормального пламени. При атмосферном давлении для воздушных смесей бензина и других топлив ширина фронта нормального горения составляет доли миллиметра. Первый случай, таким образом, относится к турбулентным пульсациям размером в доли миллиметра и ниже. Только в специальных случаях, например, при горении на пределах распространения пламени по давлению или концентрации горючего материала, ширина зоны нормального горения может быть больше долей миллиметра, но и в этих случаях она не может быть намного больше 1 мм. Следовательно, случай мелкомасштабной турбулентности может практически осуществляться в чистом виде при горении в узких трубках, имеющих диаметр порядка нескольких миллиметров. В остальных случаях мелкомасштабная турбулентность практически может только сопутствовать турбулентности более крупного масштаба, не играя самостоятельной роли в процессе горения.

Влияние мелкомасштабной турбулентности на скорость горения может быть описано следующим выражением, справедливым с точностью до постоянных множителей:

$$U_{\tau} = U_{\text{н}} \sqrt{1 + \frac{lv'}{\alpha}} \quad (1)$$

Здесь  $U_{\tau}$  – скорость распространения турбулентного горения;  $U_{\text{н}}$  – нормальная скорость (распространения пламени);  $\alpha$  – коэффициент температуропроводности или коэффициент диффузии;  $lv'$  – коэффициент турбулентного обмена, равный произведению масштаба турбулентности  $l$  на среднюю квадратичную скорость турбулентной пульсационной составляющей скорости движения газа.

Выражение (1) получается, если предположить, что турбулентность влияет на сгорание, только лишь повышая температуропроводность или диффузию, повышая перенос тепла и частиц, а молекулярный и турбулентный коэффициенты обмена складываются.

Для сильной турбулентности, т. е. для случая, когда коэффициент турбулентного обмена больше коэффициента температуропроводности, турбулентная скорость пропорциональна нормальной скорости, корню квадратному из пульсационной скорости и масштаба турбулентности:

$$U_{\tau} = U_{\text{н}} \sqrt{\frac{lv'}{\alpha}} \quad (2)$$

Ширина зоны турбулентного горения для случая сильной турбулентности будет порядка

$$\lambda \approx \frac{\sqrt{\alpha lv'}}{U_{\text{н}}} \quad (3)$$

*Второй случай* – случай влияния на горение крупномасштабной турбулентности, масштаб которой больше ширины зоны нормального горения, т. е. в обычных условиях горения значительно выше десятых долей миллиметра.

Действие крупномасштабной турбулентности на скорость распространения пламени может быть представлено выражением

$$U_{\tau} = U_{\text{н}} \sqrt{1 + B \frac{v'^2}{U_{\text{н}}^2}} \quad (4)$$

справедливым с точностью до слабо меняющейся функции нормальной скорости, функции, принимаемой приближенно за постоянную величину  $B$ . Для сильной турбулентности, когда скорость турбулентных пульсаций значительно выше нормальной скорости пламени, турбулентная скорость оказывается (тоже с точностью до медленно меняющейся функции нормальной скорости) пропорциональной пульсационной скорости:

$$U_{\tau} \approx v' \quad (5)$$

Независимость турбулентной скорости от нормальной скорости, т. е. от физико-химических свойств горючей смеси, кажется парадоксальной и часто вызывает возражения. Поэтому полезно представить физическую картину влияния турбулентности на скорость распространения горения, представить конкретный механизм сгорания в турбулентном потоке.

Благодаря наличию турбулентных пульсаций скорости элементы несгоревшего газа окружаются пламенем, дробятся турбулентными пульсациями, поверхность горения возрастает, скорость пламени увеличивается. При сильной турбулентности скорость распространения определяется скоростью турбулентных пульсаций, скоростью, с которой очаги, языки пламени забрасываются вперед. Весь газ, попавший в зону горения, будет в ней сожжен. Чем больше газа вовлекается в зону горения, тем больше должна быть при постоянной нормальной скорости горения поверхность горения; следовательно, тем шире зона горения. Сгорание во фронте пламени при возрастании скорости пульсаций, при возрастании скорости перемещения фронта горения обеспечивается за счет увеличения ширины зоны турбулентного пламени. Действительно, в согласии с приведенными качественными рассуждениями находится и количественное выражение для ширины зоны турбулентного пламени:

$$\lambda \approx l \frac{v'}{U_n} \quad (6)$$

Ширина зоны, выведенная в результате оценки поверхности горения в турбулентном потоке, оказывается пропорциональной масштабу турбулентности и пульсационной скорости и в противоположность скорости распространения пламени зависит от нормальной скорости: она обратно пропорциональна нормальной скорости горения. Чем выше нормальная скорость пламени, тем при равной турбулентной скорости пламени  $U_n$  требуется меньшая поверхность для сжигания того же объема газа, тем уже оказывается зона горения. И наоборот, зона турбулентного горения расширяется с уменьшением нормальной скорости пламени.

В практических условиях, например в трубе или топке, при увеличении скорости потока (если  $v'$  растет пропорционально скорости потока) согласно выражениям (5) и (6) угол раствора пламени будет изменяться незначительно, но длина факела, включающая зону догорания газа, будет расти пропорционально скорости потока и обратно пропорционально нормальной скорости пламени. Необходимая длина топки будет возрастать с увеличением скорости потока, несмотря на увеличение скорости распространения пламени.

При измерении скорости турбулентного распространения пламени, например в горелке, скорость следует определять по величине поверхности, ограничивающей передний край фронта горения. Нельзя определять скорость пламени по размерам поверхности, проходящей за поверхностью, огибающей передний край зоны горения. Здесь уместно указать на грубую ошибку, допущенную при измерении турбулентной скорости пламени Карловицем, Деннистоном и Вельсом [3]. Они измеряли в горелке скорость турбулентного пламени не по величине поверхности, огибающей передний край зоны горения, а по величине поверхности, на которой в конусе пламени достигается максимальная яркость. Нетрудно видеть, что при изменении ширины зоны горения (ширины фронта пламени) будут изменяться положение и величина измеряемой Карловицем и другими поверхности. Следовательно, например, в тех случаях, когда скорость турбулентного пламени будет оставаться постоянной, а будет изменяться только ширина зоны горения, Карловиц и другие будут вопреки истине регистрировать изменение турбулентной скорости пламени. Неправильно измеряя скорость распространения турбулентного горения, они приходят и к ошибочным теоретическим выводам.

Приведенные выше закономерности (4)–(6) могут выполняться неточно вследствие упрощений, сделанных при их выводе. К главным упрощениям, сделанным при выводе соотношений (4)–(6), относятся следующие:

1. Упрощенная геометрическая оценка величины поверхности пламени в турбулентном потоке. Точная оценка поверхности при хаотическом перемешивании привела бы, вероятно, к упомянутой выше слабой зависимости коэффициента  $B$  в выражении (4) от нормальной скорости.

2. Предположение, что нормальная скорость горения внутри турбулентной зоны пламени остается постоянной. Количество сгоревшего газа определяется только поверхностью пламени и постоянной нормальной скоростью пламени. В действительности же внутри зоны догорание мелких объемов газа, размер которых сравним с шириной зоны нормального горения, происходит не с нормальной, а с повышенной скоростью вследствие влияния кривизны на температуропроводность. Это явление не должно сказаться на скорости распространения турбулентного пламени, но может вызвать уменьшение ширины зоны горения.

3. Пренебрежение изменением турбулентности на протяжении зоны горения вследствие нагревания продуктов сгорания в зоне пламени. Такое изменение турбулентности не может повлиять на скорость пламени, но будет изменять ширину зоны сгорания.

4. Пренебрежение автотурбулизацией пламени, предсказанной Л.Д. Ландау. Автотурбулизация должна повышать скорость распространения пламени в больших объемах при крупных (порядка десятков сантиметров) масштабах турбулентности. Оценка размера масштаба вытекает из того, что автотурбулизация наблюдается при числах Рейнольдса, составленных из нормальной скорости пламени, размера пламени и кинематической вязкости, превышающих 104–105.

На необходимость учета автотурбулизации при рассмотрении турбулентного горения указал Я.К. Трошин.

В заключение можно сделать вывод, что в рассматриваемом случае сгорания в двигателе могут применяться соотношения (4)–(6), справедливые с точностью до медленно меняющихся функций нормальной скорости, т. е. с практически приемлемой точностью.

### О фазах сгорания в двигателе

1. На вопрос о том, имеются ли качественные различия между горением в начальной и основной фазах, позволяющие произвести деление процесса сгорания в двигателе с искровым зажиганием на фазы, можно сразу дать положительный ответ: да, имеются, и деление, предложенное А.С. Соколиком, А.Н. Воиновым и Ю.Б. Свиридовым, вполне законно.

Согласно соотношению (6) ширина фронта турбулентного пламени по порядку величины равна:

$$\lambda \approx l \frac{v'}{U_n}$$

При справедливости общего положения о том, что в двигателе существует спектр масштабов турбулентности, следует иметь в виду, что практически всегда существует преобладающий, главный, масштаб. Этот главный масштаб – не такой уж и мелкий, поскольку преобладающий масштаб определяется для турбулентно-

сти, возникшей при всасывании смеси, размерами клапана или окна, а для турбулентности, возникшей под влиянием движения поршня, размерами поршня или размерами камеры сгорания, составляя какую-то долю этих размеров.

Имея в виду указанные размеры турбулентности, а также и то, что величина турбулентных пульсаций в двигателе может превышать величину нормальной скорости пламени, следует согласиться с тем, что ширина зоны турбулентного горения в двигателе согласно соотношению (6) может быть значительной и достигать в рассматриваемом случае нескольких сантиметров.

Вполне естественно, что влияние турбулентности на сгорание может в полной мере проявиться лишь тогда, когда турбулентное пламя сформируется, когда оно будет иметь ширину зоны, достаточную для сжигания в ней газа, вовлекаемого в горение турбулентными пульсациями. Следовательно, до тех пор, пока пламя не достигнет размеров, определяемых соотношением (6), горение будет качественно отличаться от сгорания в полностью сформированном турбулентном фронте пламени. Следовательно, вполне законно выделять начальную фазу горения в двигателе, как фазу, в которой формируется фронт турбулентного пламени, как фазу, в которой размеры пламени достигают ширины зоны турбулентного горения и горение качественно отличается от сгорания в следующей фазе.

Непосредственно после зажигания, пока очаг горения мал по сравнению с самым мелким масштабом пульсаций, пламя распространяется с нормальной скоростью; затем в горение постепенно начинают включаться турбулентные пульсации все возрастающего масштаба вплоть до пульсаций определяющего масштаба. Размер пламени к концу начальной фазы обратно пропорционален нормальной скорости пламени и зависит от размера и конструкции двигателя, поскольку этими факторами определяются масштаб турбулентности и ее интенсивность ( $v'$ ).

Как очевидно, время, в течение которого размер пламени достигает ширины зоны сгорания, будет более сложной функцией нормальной скорости сгорания. Во всяком случае, время сгорания в начальной фазе будет увеличиваться с уменьшением нормальной скорости, причем, вероятно, более быстро, чем это было бы при обратной пропорциональности первой степени нормальной скорости.

Приведенная выше трактовка начальной фазы отличается от трактовки, предложенной А.С. Соколик, А.Н. Воиновым и Ю.Б. Свиридовым, которые считают, что в начальной фазе действует турбулентность, мелкомасштабная в том смысле, что масштаб ее мал или сравним с шириной зоны нормального горения. Но тогда масштаб турбулентности и размер пламени в начальной фазе должны быть порядка долей миллиметра и в крайнем случае порядка 1 мм, что не соответствует действительности. Ввиду этого трактовку А.С. Соколика, А.Н. Воинова и Ю.Б. Свиридова следует видоизменить так, как это сделано в настоящей работе.

В заключение следует сказать несколько слов о том, как практически определять границу между начальной и основной фазами сгорания. Определять эту границу по отрыву линии давления на индикаторной диаграмме от линии сжатия в принципе неправильно, так как место отрыва характеризуется массой сгоревшего заряда и чувствительностью индикатора, а не изменением закона сгорания. Неправильно также определять начальную фазу по какому-то определенному объему или массе сгоревшего газа, так как в разных двигателях, а в одном и том же двигателе для разных горючих и разных составов смеси, объем и масса газа, сгорающего в начальной фазе, различны.

Правильнее всего было бы определять границу между начальной и основной фазами по изменению в характере закономерности распространения пламени, по перелому на кривой скорость пламени – время. Однако практически, поскольку нет нужды в точной границе между фазами и нет необходимости усложнять вопрос, эту границу можно приближенно определять, и по моменту отрыва кривой давления на индикаторной диаграмме, и по моменту сгорания 10–15% объема газа, как это и делают А.С. Соколик, А.Н. Воинов и Ю.Б. Свиридов.

Во второй фазе осуществляется турбулентное горение смеси в сформированном фронте турбулентного пламени, подчиняющееся всем законам турбулентного горения.

Что касается третьей фазы – фазы догорания, то неясно, имеются ли достаточные основания придавать ей самостоятельное значение, неясно, существуют ли качественные отличия в сгорании в этой фазе по сравнению с горением в основной фазе. Возможно, что горение в третьей фазе замедляется просто вследствие затухания турбулентности. В этом случае скорость горения может быть, так же как и для основной фазы, описана выражением (4), дающим для слабой турбулентности зависимость турбулентной скорости от нормальной скорости пламени.

На первый взгляд кажется правомерным предположение, что когда размер объема несгоревшего газа уменьшится до размера масштаба турбулентности, турбулентность станет постепенно «выключаться», начиная с крупных масштабов, и горение будет соответственно замедляться. Однако такое предположение неверно потому, что объем газа, по размерам равный масштабу турбулентности и окруженный со всех или с большей части сторон пламенем, эквивалентен такому же объему, попавшему в зону горения. Нет оснований считать, что его горение будет отличаться от горения других объемов, сгорающих, так сказать, в нормальных условиях.

2. На вопрос, есть ли основания сравнивать теоретическую скорость турбулентного горения с результатами экспериментов А.С. Соколика, А.Н. Воинова и Ю.Б. Свиридова, можно ответить: да, можно, но с некоторыми ограничениями.

В камере сгорания двигателя имеется как хаотическое, так и организованное движение несгоревшей смеси, зависящее от конструкции двигателя. Кроме того, само горение приводит в движение несгоревший газ, благодаря расширению горящего газа. Движение газа, возникающее в результате сгорания, особенно значительно в начале горения, когда продукты сгорания свободно расширяются в сторону несгоревшего газа, приводя его в движение. По мере продвижения пламени к концу камеры, противоположному зажиганию, движение несгоревшего газа, вызываемое горением, постепенно замедляется вследствие того, что продукты горения начинают все в большей степени расширяться в сторону сгоревшего газа.

В конце сгорания движение несгоревшего газа, вызываемое горением, прекращается. В сумме движение несгоревшего газа в двигателе, как правило, представляет очень сложную картину.

В опытах А.С. Соколика, А.Н. Воинова и Ю.Б. Свиридова, благодаря радиальному наполнению камеры сгорания и благодаря простой ее форме, представляющей цилиндр, расположенный точно над поршнем, отсутствует сколько-нибудь заметное упорядоченное движение газа вдоль направления распространения пламени, что сильно упрощает картину движения газа и позволяет учитывать только скорость движения газа, возникающего под влиянием сгорания.

Рассмотрим для простоты движение плоского фронта горения в прямоугольной камере сгорания, пренебрегая теплоотдачей и считая, что скорость пламени мала по сравнению со скоростью звука.

Пусть  $U_{\tau}$  – скорость распространения пламени относительно несгоревшей смеси;  $\pi$  – увеличение объема при сгорании при постоянном давлении.

Для горения при возрастающем давлении величина скорости газа перед фронтом пламени равна:

$$w = U_{\tau} \left[ \pi - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{1/k} \right], \quad (7)$$

где  $p_0$  – начальное, а  $p$  – некое промежуточное давление в камере сгорания;  $k$  – отношение теплоемкостей. Величина  $(p/p_0)^{1/k}$  в процессе горения изменяется в пределах от 1 до  $\pi$ .

Видимая скорость горения  $U_{\text{вид}}$  может быть выражена так:

$$U_{\text{вид}} = U_{\tau} + w = U_{\tau} \left[ \pi + 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{1/k} \right], \quad (8)$$

массовая скорость, т. е. масса газа, сгорающего в единицу времени:

$$U_{\text{масс}} = U_{\tau} \rho_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{1/k} = U_{\text{вид}} \rho_0 \frac{(p/p_0)^{1/k}}{\pi + 1 - (p/p_0)^{1/k}} \quad (9)$$

Для определения  $(p/p_0)^{1/k}$  воспользуемся законом сохранения массы:

$$V_{\text{пр.г}} + (V_{\text{к}} - V)_{\text{св.г}} = V \rho_0 \quad (10)$$

где  $V$  – объем камеры горения, занятый продуктами горения;  $V_{\text{к}}$  – объем всей камеры горения;  $\rho_0$  – начальная плотность смеси;  $\rho_{\text{св.г}}$  – плотность несгоревшей смеси, поджатой до давления  $p$ ;  $\rho_{\text{пр.г}}$  – плотность продуктов сгорания, сжатых до того же давления. Учитывая соотношения

$$\frac{\rho_{\text{св.г}}}{\rho_0} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{1/k} \quad (11)$$

$$\frac{\rho_{\text{пр.г}}}{\rho_0} = \frac{1}{\pi} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{1/k} \quad (12)$$

можно получить значение  $(p/p_0)^{1/k}$ , как функцию объема продуктов сгорания:

$$\left( \frac{p}{p_0} \right)^{1/k} = \frac{1}{1 - V/V_{\text{к}} \frac{\pi - 1}{\pi}}. \quad (13)$$

При изменении  $V$  от нуля до  $V_{\text{к}}$  значения  $(p/p_0)^{1/k}$  изменяются от 1 до  $\pi$ . С учетом уравнения (13) получаются для скорости несгоревшего газа перед фронтом

пламени  $w$ , видимой скорости распространения горения  $U_{\text{вид}}$  и массовой скорости сгорания  $U_{\text{масс}}$  соотношения

$$w = U_{\text{т}} \left( \pi - \frac{1}{1 - V/V_{\text{к}}} \frac{\pi - 1}{\pi} \right); \quad (14)$$

$$U_{\text{вид}} = U_{\text{т}} \left( \pi + \frac{1}{1 - V/V_{\text{к}}} \frac{\pi - 1}{\pi} \right); \quad (15)$$

$$U_{\text{масс}} = U_{\text{т}} \rho_0 \frac{1}{1 - V/V_{\text{к}}} \frac{\pi - 1}{\pi}; \quad (16)$$

При изменении объема продуктов сгорания от нуля до  $V_{\text{к}}$ , т. е. от начала до окончания сгорания, скорость газа меняется от  $w = U_{\text{т}}(\pi - 1)$  до  $w = 0$ , видимая скорость распространения пламени от  $U_{\text{вид}}$  до  $U_{\text{т}}$  и массовая скорость от  $U_{\text{масс}} = U_{\text{т}} \rho_0$  до  $U_{\text{масс}} = U_{\text{т}} \rho_0 \pi$ .

Формулы (14)–(16), выведенные в предположении, что плоский фронт пламени распространяется в камере сгорания прямоугольной формы, не будут точны для выпуклого пламени, распространяющегося в цилиндрической камере. Тем не менее характер зависимости при переходе к другой форме камеры горения существенно не изменится, поэтому их можно применять для качественного анализа результатов цитированной работы.

Соотношение (15) показывает, что в сделанных, вполне допустимых приближениях видимая скорость распространения пламени пропорциональна турбулентной скорости распространения горения относительно несгоревшей смеси. Зависит она также от увеличения объема при сгорании и от отношения  $V/V_{\text{к}}$ .

Если положить  $\pi$ , например, равным 7, то при изменении объема, занятого продуктами горения, от 10 до 90% объема камеры сгорания видимая скорость пламени меняется от 6,9 до 3,62  $U_{\text{т}}$ , но в каждом определенном месте камеры сгорания она будет в определенное число раз превышать турбулентную скорость горения. Стало быть, если, например, измерять в любом месте камеры сгорания или на любом, но строго определенном пути видимую, скорость распространения пламени в зависимости от скорости двигателя (от числа оборотов), то изменение видимой скорости будет отражать изменение турбулентной скорости распространения пламени с изменением оборотов. Увеличение видимой скорости пламени в некоторое число раз будет означать, что в такое же число раз возросла и турбулентная скорость пламени.

Проводя исследование влияния состава смеси или вида топлива на скорость распространения пламени, для того, чтобы делать выводы о скорости турбулентного распространения пламени, следует вводить поправку на изменение объема при сгорании, зависящего от состава смеси и рода топлива.

Из изложенного выше становится ясным, в каких случаях и с какими ограничениями можно сравнивать результаты измерения видимой скорости распространения с теоретическими закономерностями для турбулентной скорости пламени.

Здесь следует отметить, что А.С. Соколик, А.Н. Воинов и Ю.Б. Свиридов в главном сделали правильные выводы о том, что слабая зависимость скорости пламени в основной фазе сгорания от состава смеси (в довольно широких пределах) и от вида горючего, а также пропорциональность скорости пламени числу оборотов указывают на главную роль турбулентного фактора в процессе горения в основной фазе. Характер экспериментальных закономерностей, согласующихся с элементарной теорией турбулентного горения, вместе с тем служит хорошим подтверждением основных положений этой теории.

Более подробный разбор экспериментов, содержащихся в цитированной работе, и более тщательное сопоставление эксперимента с теорией турбулентного горения не входят в задачи настоящей статьи.

### **Литература**

1. Соколик А.С., Воинов А.Н., Свиридов Ю.Б. Влияние химического и турбулентного факторов на процесс сгорания в условиях двигателя. Известия АН СССР, ОТН, № 12, 1949.

2. Щёлкин К.И. О сгорании в турбулентном потоке. ЖТФ, т. XIII, вып. 9–10, 1943.

3. Karlovitz B., Denniston D., Wells F. Investigation of turbulent flames. The Journ. of Chem. Phys., 19, No. 5, 1951.

Известия АН СССР. Отделение технических наук. – 1953. – № 3. – С. 463–471.

## **Явления вблизи места возникновения детонации в газе**

К.И. ЩЁЛКИН

Рассмотрены явления вблизи места возникновения детонации. В частности, показано, что детонация в газе может возникать, в согласии с ранее развивавшейся [1, 2] теорией перехода медленного горения в детонацию, как на некотором расстоянии впереди фронта медленного горения, так и непосредственно вблизи него.

### **Введение**

Механизм перехода медленного горения газа в детонацию в трубе изложен ранее [1, 2] и вкратце сводится к следующему. Расширение медленно сгорающей смеси вызывает движение и турбулилизацию несгоревшего газа. Турбулизация увеличивает скорость распространения горения относительно газа, что, в свою очередь, вызывает возрастание скорости газа – горение прогрессивно ускоряется.

Ускоряющееся горение, подобно поршню, вдвигающемуся в наполненную газом трубу, создает волну адиабатического сжатия. Крутизна фронта волны адиабатического сжатия прогрессивно возрастает до тех пор, пока в газе не образуется разрыв состояния и скорости. В момент возникновения разрыва его плоскость отделяет невозмущенный и не сжатый газ от газа, сжатого адиабатически и обладаю-

щего скоростью, которую легко рассчитать по скоростям звука в газе, находящемся по обе стороны разрыва.

Из теории произвольных разрывов [3] известно, что такой разрыв состояния и скорости газа распространяться не может; он распадается на ударную волну, идущую по невозмущенному газу, и волну разрежения, распространяющуюся в обратном направлении, по адиабатически сжатому газу. В месте образования ударной волны возникает разрыв плотности и температуры газа, плоскость которого неподвижна по отношению к газу. В образовавшейся ударной волне температура газа, вследствие неадиабатического, ударного сжатия, резко возрастает. Это приводит к детонационному воспламенению несгоревшего газа – к возникновению детонации.

Весь процесс при ряде предположений поддается расчету, что и было выполнено с точностью до постоянных множителей в цитированной работе [2]. Обстоятельство, заключающееся в том, что в действительности разрыв в большинстве случаев образуется не в одной плоскости, а на некоторой длине трубы, не влияет существенно на ход рассуждений. Оно никак не изменяет качественной картины явления возникновения детонации и несущественно увеличивает неточность в вычислениях расстояний от места зажигания до места возникновения детонации.

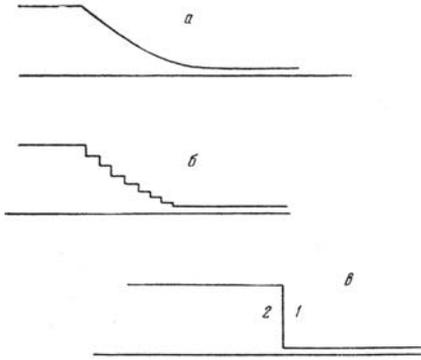
В принципе возможен и другой механизм преддетонационного ускорения горения в трубах, предложенный Л.Д. Ландау, связанный с неустойчивостью плоского фронта горения и автотурбулизацией газа в районе пламени. Однако в трубах турбулизация, возникающая от стенок, всегда предшествует возникновению автотурбулизации и определяет процесс ускорения пламени. Для наблюдения автотурбулизации приходится принимать специальные меры, исключающие возникновение турбулентности, идущей от стенок [4].

Приведенное выше краткое описание элементарной теории перехода медленного горения в детонацию не вызывает существенных и обоснованных возражений. Однако существует противоречие между теорией и опытом, которое требует специального рассмотрения и дальнейшей конкретизации разработанной ранее элементарной теории. Это противоречие заключается в следующем. Из изложенной выше схемы следует, что детонация должна возникать всегда впереди фронта ускоряющегося пламени, на некотором удалении от него. Это прямо вытекает из механизма образования разрыва перед фронтом ускоряющегося горения. В действительности же детонация почти всегда возникает непосредственно вблизи фронта ускоряющегося пламени. Возникновение детонации впереди фронта ускоряющегося горения, вопреки теории, наблюдается лишь в редких случаях, например, в смесях окиси углерода с кислородом.

Настоящая работа в основном посвящена разбору указанного выше противоречия. Раскрытие его требует рассмотрения явлений, происходящих вблизи места возникновения детонации, что равносильно рассмотрению нескольких случаев перехода медленного горения в детонацию.

### **Возникновение детонации на некотором расстоянии впереди фронта медленного горения**

Рассмотрение проще всего вести, пользуясь численным примером. Пусть в результате ускорения медленного горения в двухатомном газе, находившемся вначале при атмосферном давлении, возникла волна адиабатического сжатия с конечным давлением, например в 10 атм (рис. 1, а), и пусть фронт ее в результате возрастания крутизны волны превратился в разрыв в сечении трубы  $A$ .



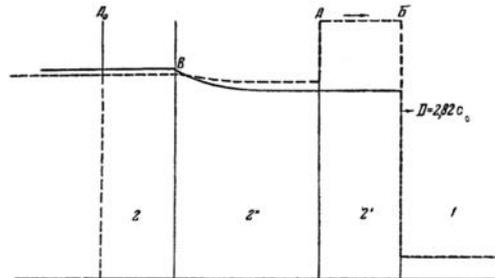
**Рис. 1.** Образование разрыва состояния и скорости газа:

*a* – волна адиабатического сжатия с  $p = 10$  атм;  
*б* – та же волна, представленная в виде суммы слабых волн сжатия; *в* – адиабатический разрыв состояния;  $p = 1$  атм,

$w_{0=0}, \rho_0, T_0, c_0$ ;  $2 - p = 10$  атм,  $w = 1,95 c_0, \rho = 5,16, \rho_0, T = 1,93 T_0$

Если адиабатическую волну представить в виде суммы догоняющих друг друга слабых волн сжатия (рис. 1, б), то образование разрыва в сечении трубы А произойдет в тот момент, когда все слабые волны догонят друг друга и соединятся вместе в сечении А (рис. 1, в). В момент образования разрыва слева от плоскости разрыва газ окажется адиабатически сжатым до 10 атм, справа от плоскости разрыва газ находится при начальном атмосферном давлении. Значения плотностей, температур и скоростей газа по обе стороны разрыва приведены на рис. 1, в.

На рис. 2 показана картина явления через некоторое время  $\Delta t$  после возникновения разрыва. Плоскость образования разрыва А0 сместилась за время  $\Delta t$  в положение А на расстояние  $\Delta t \times 2,05c_0$ , где  $c_0$  – скорость звука в несжатом газе. Разрыв распался на ударную волну, фронт которой Б с давлением в 9,1 атм продвинулся в трубе на расстояние  $\Delta t \times 2,82c_0$ , и на волну разрежения, фронт которой через время оказался в плоскости В. В момент распада адиабатического разрыва и возникновения ударной волны в плоскости А<sub>0</sub> образовался разрыв плотности и температуры газа, покоящийся относительно газа и движущийся вместе с ним со скоростью движения газа за фронтом ударной волны. К моменту  $\Delta t$  плоскость этого разрыва сместилась в положение А. Значения скорости, температуры и плотности в разных местах трубы приведены на рис. 2.



**Рис. 2.** Распад разрыва на ударную волну и волну разрежения:

————— – давление; - - - - - – температура; 1 – невозмущенный газ,  $p_0, T_0, c_0, \rho_0$ ;  
 2' – состояние газа в ударной волне, движущейся со скоростью  $D$ ;  $p = 9,1 p_0$ ;  
 $w = 2,05 c_0, \rho = 3,8 \rho_0, T = 2,46 T_0$ ; 2'' – состояние газа в волне разрежения,  $p = 9,1 p_0$ ;  
 $w = 2,05 c_0, \rho = 4,84 \rho_0, T = 1,88 T_0$ ; 2 – адиабатический разрыв состояния,  $p = 10 p_0$   
 $w = 1,95 c_0, \rho = 5,16 \rho_0, T = 1,93 T_0$



среды, менее нагретой, в среду, нагретую до значительно более высокой температуры. На рис. 4 пересечение пламенем плоскости разрыва изображается пересечением линии  $B'D$  фронта пламени с прямой  $A_0A$ . В приведенном выше примере, пламя переходит из среды с температурой приблизительно в  $290^\circ\text{C}$  в среду с температурой приблизительно  $450^\circ\text{C}$ .

Естественно ожидать, что скорость распространения пламени при таком переходе в точке  $D$  резко (скачком) возрастет, и в адиабатически сжатом и нагретом газе зародится вторая ударная волна  $DM$ , распространяющаяся по газу, сжатому ударной волной  $A_0B$  (рис. 4) и дополнительно нагревающая газ. Это дополнительное ускорение горения и связанное с ним дополнительное повышение температуры несгоревшего газа могут привести к детонационному воспламенению газа в точке  $D$  или вблизи нее на линии  $DM$  и к появлению детонационной волны  $DO$  (рис. 4). Если и этого повышения температуры во второй волне  $DM$  недостаточно для детонационного воспламенения газа, то детонация вообще в данных условиях не возникает.

В приводимой выше трактовке совершенно ясно происхождение второй ударной волны, играющей существенную роль в процессе возникновения детонации в том случае, когда детонация не возникает от первой волны  $A_0B$ . Таким образом, появление второй волны возможно только при наличии основной ударной волны ( $A_0B$  на рис. 4). Другими словами, ее появление возможно только в том случае, когда скорость распространения недетонационного пламени скачком увеличивается в точке  $D$ , т. е., если скорость преддетонационного турбулентного горения возрастает с повышением температуры газа. По элементарной теории турбулентного горения скорость пламени в турбулентном потоке при сильной турбулентности, с точностью до медленно меняющейся функции, не зависит от нормальной скорости пламени, и, следовательно, от температуры. Однако сильная (квадратичная) зависимость нормальной скорости от температуры ( $\sim T_0$ ) приводит к значительному ускорению пламени в рассматриваемом случае и тогда, когда скорость турбулентного горения слабо зависит от нормальной скорости. Поэтому в рассматриваемом случае нельзя пренебрегать слабо меняющейся функцией в зависимости турбулентной скорости пламени от нормальной скорости пламени и тем самым отрицать возможность такого ускорения. Для количественной оценки интенсивности второй ударной волны, возникающей в точке  $D$  на рис. 4, было бы весьма существенным знать вид этой слабо меняющейся функции.

#### **Явление «подтягивания» пламени к месту возникновения детонации**

Существенно отметить, что перед появлением детонации в точке  $D$  рис. 4 пламя на участке  $B'-D$  испытывает ускорение относительно стенок трубы. Это ускорение связано с попаданием пламени в волну разрежения, фронт которой идет навстречу пламени, а скорость газа направлена по направлению движения пламени. Вследствие этого в волне разрежения пламя претерпевает ускорение. В конкретном примере (рис. 2) скорость газа в волне разрежения от плоскости  $B$  до плоскости  $A$  возрастает на несколько десятков метров в секунду (примерно на  $0,1c_0$ ).

Возможно, что пламя при этом не только переносится с большей скоростью, но и ускоряется относительно газа вследствие турбулизации газа. Ввиду малых времен в этом случае турбулентность может не распространяться от стенки на все сечение трубы, и пламя будет быстрее двигаться вдоль стенок трубы в зоне с повышенной турбулентностью.

Вследствие указанных причин ускорение пламени в волне разрежения может несколько способствовать возникновению детонации. Детонация в некоторых случаях может возникнуть и до подхода фронта пламени к разрыву температуры (к линии на рис. 4), например, в точке  $D'$ , на некотором небольшом расстоянии впереди фронта пламени.

### **Возникновение детонации при наличии неровностей или шероховатости**

В трубе, имеющей неровности и шероховатости, вся картина возникновения детонации существенно изменяется. Шероховатость на начальном участке трубы сильно способствует ускорению медленного горения и образованию ударной волны  $A_0B$ . Этот вопрос рассмотрен ранее [1, 2].

Кроме влияния на ускорение медленного пламени, наличие шероховатости (на что уже указывалось ранее) может способствовать переходу медленного горения в детонацию, потому что в месте столкновения фронта ударной волны с выступом (с шероховатостью) температура газа резко повышается. Повышение температуры ударной волны при отражении волны от преграды зависит от интенсивности волны и легко может быть рассчитано.

В случае, представленном на рис. 3, детонация может возникнуть в результате местного перегрева газа при отражении ударной волны от шероховатости или неровности, например, в точке  $D'$ . Период задержки детонационного воспламенения в этом случае не может быть длительным, так как газ в месте отражения ударной волны о шероховатость будет недолго находиться около нее – он будет вымываться потоком и разбавляться менее нагретым газом. Поэтому на рис. 3 период задержки не изображен.

В случае, представленном на рис. 4, вторая ударная волна  $DK$  возникает в точке  $D$  в результате перехода пламени в нагретый газ. Если окажется, что и она недостаточна для инициирования детонации в точке  $D$ , то движение ее фронта, как упоминалось выше, можно представить линией  $DM$  (рис. 4). Отражение второй волны о шероховатость или препятствие, например в точке  $K$ , также может привести к детонации, если, конечно, она не возникает ранее.

В заключение необходимо отметить, что когда ударная волна образуется не в одной плоскости (точка  $A_0$  на рис. 3 и 4), а на некотором протяжении трубы, как это, вероятно, в большинстве случаев и происходит в действительности, то качественно картина всех явлений вблизи места возникновения детонации существенно не изменяется.

Следует также указать на то, что рассмотрение, проведенное в настоящей работе, только дополняет, но не изменяет сделанных ранее [1, 2] и кратко описанных в начале этой статьи выводов о механизме перехода медленного горения в детонацию.

### **Литература**

1. Щёлкин К.И. ДАН СССР, 23, 636, 1939.
2. Щёлкин К.И. ЖЭТФ, 24, 589, 1953.
3. Зельдович Я.Б., Щелкин К. И. ЖЭТФ, 10, 569, 1940.
4. Ракипова Х.А., Трошин Я.К., Щёлкин К.И. Журн. техн. физ., 17, 1397, 1947.

Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1955. – Т. 29, вып. 2(8). – С. 221–226.

## Структура фронта шаровых пламен и неустойчивость нормального горения

Я.К. ТРОШИН, К.И. ЩЁЛКИН

В 1944 г. Л.Д. Ландау теоретически показал [1], что нормальное пламя неустойчиво и должно автотурбулизироваться даже в отсутствие стенок сосуда и турбулизирующих устройств.

Эти выводы Ландау противоречили сложившимся представлениям об устойчивости плоской поверхности нормального горения: на всех ранее опубликованных фотографиях разных авторов ни в одном случае не удалось заметить автотурбуликации.

Такое расхождение теории с экспериментальными данными Ландау объяснял тем, что теория не учитывает причины, стабилизирующие пламя, например, вязкость газов.

Следует заметить, что данные по горению газов в больших трубах при больших числах Рейнольдса не могли явиться доказательством реальности автотурбуликации потому, что в этих условиях всегда возникает, вследствие расширения продуктов горения, турбулентное движение несгоревшего газа, возмущающее фронт пламени. В этих условиях невозможно распознать «внутреннюю» турбулентность, рождаемую самим пламенем, оценить ее роль, отделить ее от внешней «трубной» или «стеночной» турбулентности.

Были основания также предполагать, что в опытах, описанных в литературе, в которых влияние стенок сосуда было исключено, т. е. была исключена внешняя «стеночная» турбулентность; например, при зажигании горючей смеси в центре мыльного пузыря автотурбулизация не наблюдалась, потому что не достигались необходимые значения чисел Рейнольдса. Вот почему существенно было провести методом «бомбы постоянного давления» эксперименты с ацетилено-кислородными смесями, обладающими высокими нормальными скоростями горения [2]. С этими смесями можно получить значительно более высокие числа Рейнольдса пламени. Здесь имеются в виду числа Рейнольдса  $R$ , составленные из расстояния от центра сферы, в котором происходит поджигание смеси, до поверхности пламени  $r$ , скорости перемещения нормального фронта пламени и относительно несгоревшего газа и кинематической вязкости несгоревшей смеси  $\nu$ :

$$R = \frac{ru}{\nu}.$$

Действительно, наши опыты с ацетилено-кислородными смесями [2] показали, что развертка движения фронта пламени по времени не дает правильного конуса, в отличие, например, от опытов Х.И. Колодцева и Л.Н. Хитрина [3] с медленно горящими смесями окиси углерода с воздухом. Фоторегистрации, полученные этими авторами, представляли собой «конусы геометрически правильной формы», что, как справедливо указывают они, «явно характеризовало равномерность отображаемого процесса», наши же фоторегистрации свидетельствовали об ускорении распространения пламени и, таким образом, указывали на неравномерность процесса. На рис. 1 представлена одна из таких фоторегистраций для смеси 33,3%С<sub>2</sub>Н<sub>2</sub> + 67%О<sub>2</sub>.

Проанализировав возможные причины, обуславливающие в наших опытах ускорение распространения шарового пламени, мы пришли к выводу о том, что единственной причиной ускорения может быть автотурбулизация нормального фронта пламени.

Я.Б. Зельдович и А.И. Розловский [4] также указывают на существование автотурбулизации. Однако Зельдович и Розловский доказательством автотурбулизации считали не плавное ускорение, а внезапный скачок скорости горения.

Тогда же [2] мы пытались зафиксировать и измерить масштаб скривлений фронта пламени на разных расстояниях от центра сферы. Однако недостаток наших прежних опытов состоял в том, что мы фотографировали всего лишь небольшой участок фронта пламенной сферы, по которому трудно было делать какие-либо выводы, касающиеся структуры шаровых ускоряющихся пламен.

Настоящая работа имеет целью выявить более ясно и четко структуру фронта шаровых пламен и уточнить условия возникновения неустойчивости плоского фронта нормального пламени.



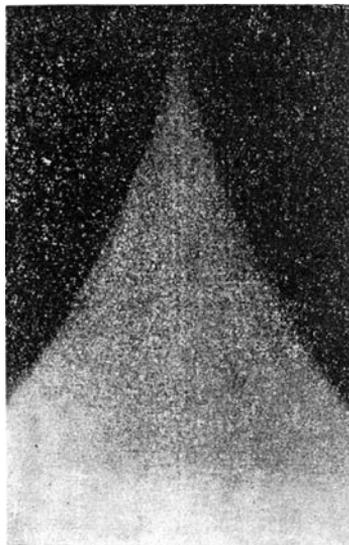
**Методика эксперимента.** Искровое фотографирование на движущуюся пленку процесса распространения пламени в мыльном пузыре велось методом оптической неоднородности. Мыльный пузырь помещался в параллельном световом пучке между двумя объективами ( $F = 1200$  мм, светосилой 1:7). Центр пузыря помещался вне оптической оси объективов для того, чтобы иметь возможность фотографировать более поздние стадии процесса распространения пламени. Для получения серии последовательных освещающих искр был использован высокочастотный разряд. Поджигание производилось слабым источником воспламенения.

Получение газов, их очистка, а также приготовление и хранение взрывчатых смесей и установка для выдувания мыльных пузырей описаны ранее [2].

**Опыты.** На рис. 2 представлены последовательные искровые фотографии процесса распространения пламени в смеси ацетилена с кислородом –  $37,5\%C_2H_2 + 62,5\%O_2$  по объему, заключенной в сферу мыльной пленки. Примерно в середине поля зрения в виде темных окружностей заметны границы мыльного пузыря.

На фотографиях ясно видно, что поверхность пламени только приблизительно является шаровой. Вся она изрезана выпуклостями и вогнутостями, т. е. возмущена. Никакого плоского фронта нормального горения в этом случае не наблюдается.

**Рис. 2.** Последовательные фотографии процесса распространения пламени в смеси ацетилена с кислородом ( $37,5\%C_2H_2 + 62,5\%O_2$ )

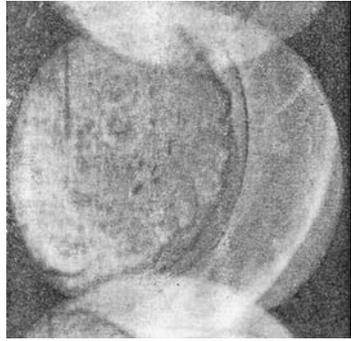


**Рис. 1.** Прямая фоторегистрация процесса распространения пламени в смеси  $33,0\%C_2H_2 + 67,0\%O_2$  (по объему)

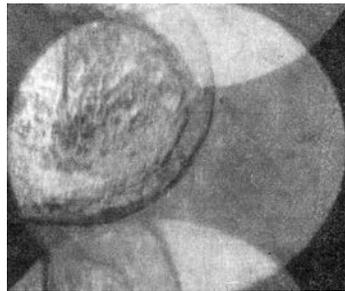
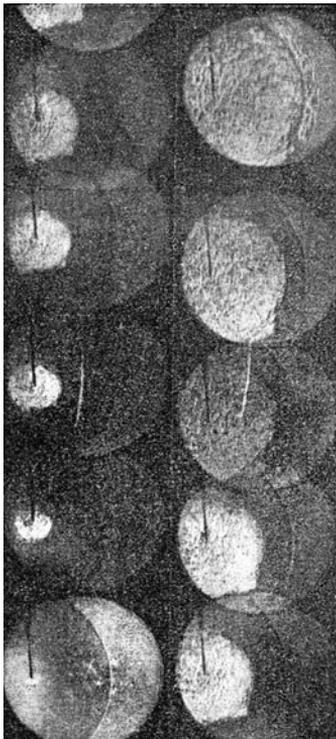
На рис. 3 дана одна из фотографий процесса распространения пламени для еще более быстрогорящей смеси:  $50\%C_2H_2 + 50\%O_2$ . Эта фотография снята в момент максимального ускорения пламени.

На фото видны искривления во фронте пламени весьма больших размеров. Такое сильное самопроизвольное возрастание искривлений во фронте пламени, а, следовательно, и увеличение его скорости явились причиной рождения ударной волны, которая зафиксирована на кадре в правой части поля зрения, впереди сохранившегося мыльного пузыря.

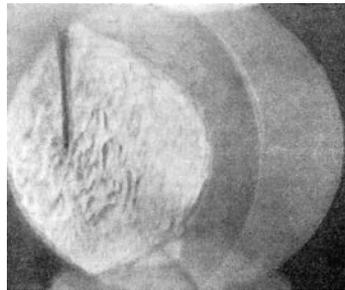
На рис. 4 приводится другая серия последовательных фотографий фронта шарового пламени в смеси  $37,5\%C_2H_2 + 62,5\%O_2$ . Из фотографий видно, что размеры искривлений увеличиваются по мере распространения пламени. На поверхности пламени, кроме мелких искривлений, появляются и с течением времени растут крупные искривления (выпуклости). Размеры некоторых из них (кадры 4, 5 и т. д. справа, внизу), попавших в поле зрения объектива, можно точно измерить. Для более наглядного представления о величине и характере (искривлений) выпуклостей даются фотографии, представленные рис. 5 (кадр 6 из рис. 2) и рис. 6 (кадр 8 из рис. 4), выполненные в половину натуральной величины.



**Рис. 3.** Структура шарового пламени в смеси  $50\%C_2H_2 + 50\%O_2$  (1/2 натуральной величины)



**Рис. 5.** Структура шарового пламени в смеси  $37,5\%C_2H_2 + 62,5\%O_2$  (кадр 6 из рис. 2; 1/2 натуральной величины)



**Рис. 6.** Структура шарового пламени в смеси  $37,5\%C_2H_2 + 62,5\%O_2$  (кадр 8 из рис. 4; 1/2 натуральной величины)

**Рис. 4.** Последовательные фотографии процесса распространения пламени в смеси ацетилена с кислородом ( $37,5\%C_2H_2 + 62,5\%O_2$ )

На рис. 7 дана зависимость высоты указанных выпуклостей  $\xi$  от радиуса пламенной сферы  $r$ . Кружками отмечены результаты, соответствующие опыту рис. 4, крестиками – опыту рис. 2, а квадратиками – результаты измерений для смеси другого состава (см. ниже). На том же рис. 7 верхняя прямая, точки которой отмечены треугольниками, представляет собой зависимость ширины выпуклости от радиуса пламенной сферы для опыта рис. 2. Из рис. 7 видно, что размеры искривлений линейно растут с увеличением радиуса пламенной сферы.

Искривления меньшего размера, покрывающие всю поверхность пламени, как уже упоминалось, растут по мере распространения пламени.

Ввиду того, что их границы очерчены менее резко и форма их от кадра к кадру изменяется, их рост количественно проследить труднее.

На рис. 7 звездочками представлены три точки для смеси ацетилена с кислородом эквимолекулярного состава ( $50\%C_2H_2 + 50\%O_2$ ), вычисленные следующим образом на каждом кадре, выполненном в натуральную величину, при помощи обычной линейки измерялись размеры десяти наиболее крупных возмущений. На графике приведены средние значения размера этих пульсаций.

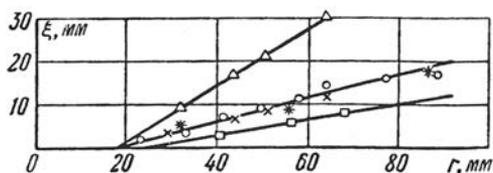


Рис. 7. Высота выпуклостей во фронте пламени  $\xi$  в мм в зависимости от радиуса пламенной сферы  $r$  в мм

Наличие и рост возмущений по мере распространения горения, особенно увеличение их размеров вдоль направления движения пламени, указывает на неустойчивость и автотурбулизацию горения; автотурбулизацию потому, что для вынужденной турбулизации нет условий – стенок или турбулизирующих устройств. Отсутствие заметных внешних возмущений несгоревшей смеси подтверждается невозмущенным видом мыльной пленки, представляющей правильную сферу.

Экстраполяция прямых, представленных на рис. 7, до их пересечения с осью абсцисс позволяет найти наименьший радиус пламенной сферы, при котором в данных опытах становится ощутимым самопроизвольное возрастание возмущений. Для ацетиленовых смесей радиус оказывается порядка 20 мм. Такому радиусу соответствует критическое значение числа Рейнольдса пламени  $R^*$ , определенное описанным выше способом и равное  $R^* \approx 1,0 \cdot 10^4$ .

Помимо вышеуказанного, фотографии дают возможность оценить скорость движения автотурбулированного пламени относительно несгоревшего газа, так как по двум последним кадрам можно приблизительно оценить промежуток времени, в течение которого сгорает последняя часть заряда горючей смеси, заключенной в шаровом слое между пламенной «сферой» и сферой мыльной пленки.

Для наиболее быстрогорящей смеси ацетилена с кислородом эта скорость более чем в три раза превышает нормальную скорость пламени.

Увеличение скорости, как это указывалось и прежде, является независимым дополнительным доказательством автотурбулизации.



Представляло интерес сравнить зафиксированную нами структуру быстрогорящих шаровых пламен смесей ацетилена с кислородом со структурой таких же пламен какой-либо другой быстрогорящей смеси. Были проведены опыты со смесями саратовского газа с кислородом, значения нормальных скоростей пламени которых тоже довольно высоки.

На рис. 8 представлены последовательные фотографии процесса распространения пламени в смеси 30% саратовского газа и 70% кислорода.

Фотографии показывают, что структура этого пламени аналогична структуре шаровых пламен смесей ацетилена и кислорода. На них также нетрудно заметить ускорение в распространении пламени. По фотографии на рис. 8 можно, начиная с третьего кадра, проследить за размером одной из выпуклостей во фронте пламени, попавшей профилем в поле зрения объектива. На рис. 7 (нижняя прямая, точки которой отмечены квадратиками) представлена по трем кадрам зависимость размера этой выпуклости от радиуса пламенной сферы. Критический радиус в данном случае оказывается равным  $\sim 25$  мм, а критическое число Рейнольдса пламени равно  $\sim 0,7 \cdot 10^4$ , т. е. того же порядка, что и для смеси ацетилена с кислородом. Опыты с метаном, таким образом, дают результаты, аналогичные опытам с ацетиленом.

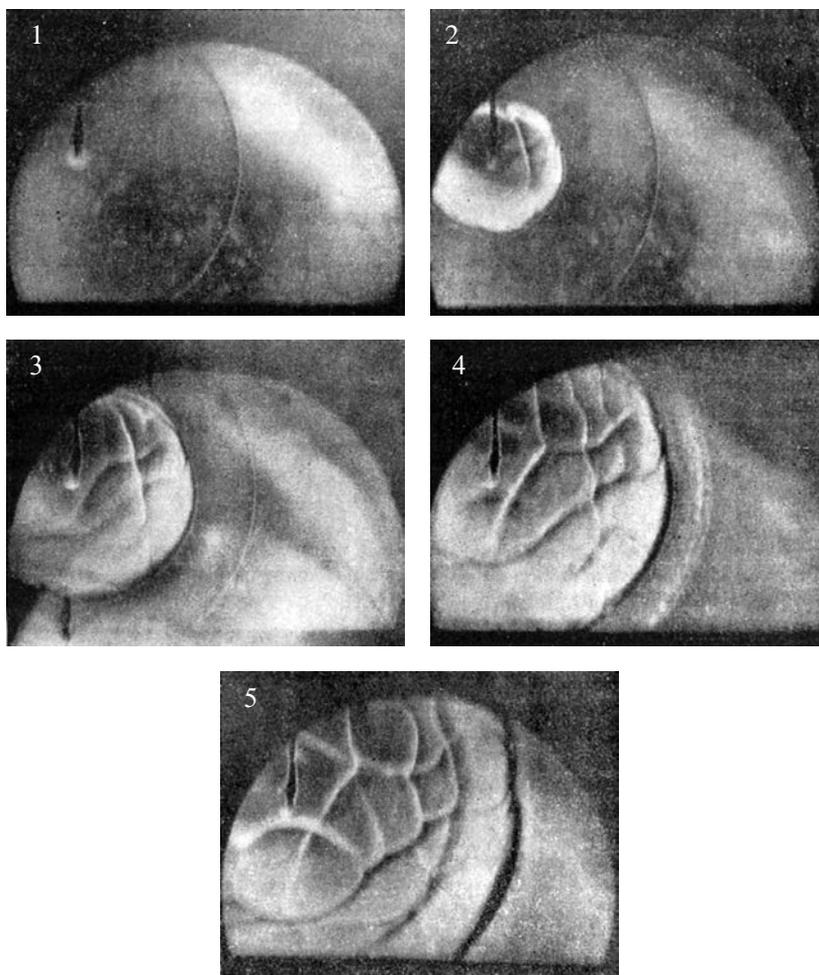
**Рис. 8.** Последовательные фотографии процесса распространения пламени в смеси 30% саратовского газа и 70% кислорода

Интересны фотографии пламен, в которых заведомо не достигаются числа Рейнольдса, пламени порядка  $1 \cdot 10^4$ , т. е. пламен, которые согласно вышеприведенным данным не автотурбулизируются. Для этого было проведено фотографирование фронта шаровых пламен медленно горящих смесей саратовского газа с воздухом. На рис. 9 представлены последовательные искровые фотографии процесса распространения пламени в смеси саратовского газа с воздухом (10% саратовского газа с 90% воздуха).

Мы уже видели, что у быстро горящих смесей на поверхности пламени образуется рябь, свидетельствующая о наличии множества мелких искривлений, и отдельные искривления, способные к особенно сильному самопроизвольному возрастанию. В отличие от этого у пламен медленно горящих смесей на поверхности пламени имеются только крупные ячейки с неглубокими складками. В дальнейшем с ростом поверхности пламени (кадры 1, 2 и 3 рис. 9) число ячеек несколько возрастает, но складки – границы этих крупных ячеек – на пламенной поверхности остаются очень неглубокими. Крупноячеистая, с неглубокими складками поверхность пламен медленно горящих смесей, напоминающая собой поверхность футбольного мяча, резко отличается от покрытой выпуклостями и впадинами поверхности пламени быстро горящих смесей (сравни рис. 9 с рис. 3, 5, 6).

Слабые искривления на поверхности пламени медленно горящих смесей, по-видимому, обязаны слабым начальным возмущениям при зажигании.

В медленно горящих смесях эти слабые начальные возмущения не возрастают, а в быстро горящих, вследствие автотурбуликации, резко увеличиваются, приводя к принципиально отличному виду фронта пламени.



**Рис. 9.** Последовательные фотографии процесса распространения пламени в медленно горящей смеси 10% саратовского газа и 90% воздуха

### **Выводы**

1. В горючих газовых смесях с большой нормальной скоростью малые возмущения на поверхности фронта пламени с течением времени самопроизвольно возрастают. Число Рейнольдса пламени, при котором искривления во фронте горения начинают самопроизвольно расти, оказывается для метано- и ацетилено-кислородных смесей равным около 104.

2. Размер возмущений автотурбулизированного фронта сферического пламени растет пропорционально увеличению радиуса сферы пламени.

3. Опыты с быстро горящими кислородными смесями ацетилена и метана принципиально подтверждают теорию Л.Д. Ландау об автотурбулизации нормального горения. Однако высокие числа Рейнольдса, при которых обнаруживается автотурбулизация, указывают на необходимость учета в теории стабилизирующих факторов.

### **Литература**

1. Ландау Л. . К теории медленного горения. ЖЭТФ, 14, 240, 1944.
2. Ракипова Х.А., Трошин Я.К. и Щёлкин К.И. Измерение нормальных скоростей пламени ацетилено-кислородных смесей. ЖТФ, 17, 1397, 1947.
3. Колодцев Х.И. и Хитрин Л.Н. Применение метода «бомбы постоянного давления» для исследования влияния давления на нормальную скорость распространения пламени в газах. ЖТФ, 7, 198, 1937.
4. Зельдович Я.Б. и Розловский А.И. Об условиях возникновения неустойчивости нормального горения. ДАН, 57, 365, 1947.

Известия АН СССР. – 1955. – № 9. – С. 160–166.

## О спине у пределов газовой детонации

Я.К. Трошин, К.И. Щёлкин

Взаимосвязь между появлением спиновой детонации и пределом газовой детонации, достигаемым изменением концентрации взрывчатой смеси, установлена [1, 2] с достаточной определенностью.

Эта взаимосвязь состоит в том, что вблизи концентрационных пределов распространения детонации – перед затуханием детонации – неизбежно появляется спиновая детонация. Цель данной работы заключается в том, чтобы выяснить вопрос о том, не возникнет ли спиновая детонация при достижении предела детонации любым другим способом, т. е. путем изменения давления взрывчатой смеси или уменьшения диаметра трубки.

Объектом исследования явились водородно-кислородные смеси как типичные смеси, дающие нормальную (неспиновую) детонацию.

Для полноты картины опишем сначала некоторые опыты, проведенные нами ранее [2] с водородно-кислородными смесями при начальном атмосферном давлении взрывчатой смеси, заключенной в трубку сравнительно большого диаметра. Опыты состоят в том, что процесс распространения детонации в горизонтальной стеклянной трубке, заполненной водородно-кислородной смесью, регистрируется на фотопленку, движущуюся в вертикальном направлении.

На рис. 1 приведена фотография процесса распространения детонации в трубке диаметром 20 мм при начальном атмосферном давлении в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  (по объему), которая в этих условиях является классическим представителем кислородных горючих смесей, детонирующих по нормальному (не спиновому) механизму. Скорость детонации 2800 м/сек. Никаких признаков спина на фото нет.



Рис. 1



Рис. 2

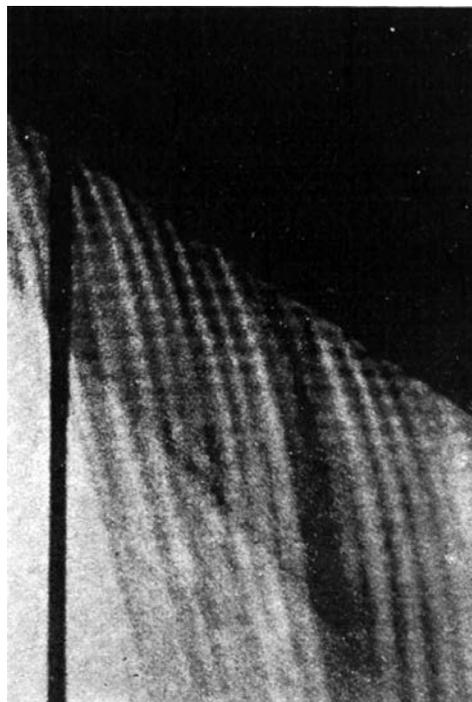


Рис. 3

На рис. 2 дается фотография детонации в водородно-кислородной смеси с очень большим содержанием кислорода (20%  $H_2$  + 80%  $O_2$ ). Опыт проводился при начальном атмосферном давлении горючей смеси, заключенной в трубку диаметром 16 мм. Скорость детонации 1460 м/сек. На фото ясно виден спин.

На рис. 3 приводится фотография детонации в смеси водорода с кислородом с очень большим содержанием водорода (88,9%  $H_2$  + 11,1%  $O_2$ ). Опыт проводился тоже при начальном атмосферном давлении горючей смеси, заключенной в трубку диаметром 17,5 мм. Скорость детонации 3200 м/сек. Фоторегистрация имеет все черты спиновой детонации.

Из описанных опытов видно, что, удаляясь от стехиометрического состава водородно-кислородной смеси в ту или другую сторону, т. е. приближаясь к предельному по концентрации составу горючей смеси, мы получаем ярко выраженную одноголовую спиновую детонацию, предшествующую наступлению предела детонации.

Опишем новые опыты, проведенные со стехиометрической смесью. Детонация, как и в предыдущих опытах, вызывалась подрывом навески азида свинца. Первая серия опытов велась так, что в каждой группе опытов этой серии выбранное давление взрывчатой горючей смеси оставалось неизменным для всей группы опытов, а диаметр трубки менялся от опыта к опыту. Вторая серия опытов велась при неизменном диаметре трубки, а начальное давление взрывчатой газовой смеси понижалось от опыта к опыту. Приводим некоторые результаты этих опытов.

На рис. 4 дана фоторегистрация распространения детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  в трубке с внутренним диаметром 4 мм при давлении взрывчатой смеси, равном 330 мм рт. ст.



Рис. 4



Рис. 5

Фоторегистрация свидетельствует о наличии ясно выраженного устойчивого детонационного спина в стехиометрической водородно-кислородной смеси при указанных выше условиях. В этой же смеси при том же давлении 330 мм рт. ст., но в трубке диаметром 10 мм, т. е. при удалении от предела по диаметру, распространяется только нормальная детонация. Фоторегистрация распространения нормальной детонации в этих условиях нами не приводится, так как она ничем не отличается от фотографии, приведенной на рис. 1. Мы не приводим здесь также фоторегистрации, показывающие, что в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при давлении в 300 мм рт. ст. распространяется сначала нормальная детонация в трубке диаметром 10 мм, затем, при переходе в трубку 4 мм, на расстоянии, равном примерно 15 см от места перехода из широкой трубки в узкую, она формируется в спиновую и далее уже стационарно распространяется в виде спиновой детонации.

На рис. 5 приведена фоторегистрация распространения детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  в трубке диаметром 22 мм при давлении взрывчатой смеси, равном 45 мм рт. ст. Эта фотография не менее убедительно свидетельствует о наличии ясно выраженного детонационного спина в стехиометрической смеси водорода с кислородом.

При еще более низких давлениях взрывчатой газовой смеси ( $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ), равных  $30 \div 20$  мм рт. ст. в трубках диаметром 22 мм, на фоторегистрациях распростране-

ния детонации полосатая структура послесвечения спиновой детонации становится еще более отчетливой, чем это имеет место на фотографии, приведенной на рис. 5. Однако волнистая линия фронта спиновой детонации хотя и остается такой же четкой и свидетельствует о наличии одноголового спина, но, по-видимому, вследствие уменьшенной активности вращающегося ядра спина, становится еле заметной на пленке. При еще более низком давлении, равном  $15 \div 10$  мм рт. ст. в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  диаметром 22 мм, наступает предел распространения детонации. Следует иметь в виду, что все сказанное выше о спине справедливо для трубок с гладкими, не шероховатыми стенками.

Из приведенных опытов видно, что независимо от того, каким способом достигается предел распространения детонации – изменением ли концентрации взрывчатой газовой смеси, понижением ли давления этой смеси или уменьшением диаметра трубы – всегда перед затуханием детонации неизбежно появляется спин. Эти опыты подтверждают ранее высказанные представления [3] о неустойчивости плоского фронта детонации на пределе, когда ударная волна уходит от фронта горения.

### Литература

1. Щёлкин К.И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. Воениздат, 1949.
2. Ракипова Х.А., Трошин Я.К. и Щёлкин К.И. Спин у пределов детонации. ЖТФ, 17, вып. 12, 1409, 1947.
3. Щёлкин К.И. К теории детонационного спина. ДАН, 47, 501, 1945.

Известия АН СССР. Отделение технических наук. – 1957. – № 8. – С. 142–143.

## Об аналогии между горением в детонационной волне и в ракетном двигателе

Ю.Н. Денисов, Я.К. Трошин, К.И. Щёлкин

Термогазодинамический анализ усредненной картины процесса горения в ракетном двигателе (РД) показывает, что дефлаграционная ветвь кривой Гюгонио может рассматриваться как геометрическое место точек, каждая из которых однозначно соответствует определенной степени форсирования режима горения в камере РД.

Показана неустойчивость этого процесса в теплонапряженной камере и выведен критерий неустойчивости. Неустойчивость горения при определенной степени форсирования приводит к резонансным высокочастотным колебаниям давления в камере. Таким же критерием характеризуется неустойчивость фронта горения в волне детонации, где экспериментально обнаружены высокочастотные пульсации. Экспериментально установлена решающая роль косых скачков уплотнения в механизме высокочастотных колебаний при пульсирующей и спиновой детонации и отсутствие при этом плоского фронта волны. Предположено, что механизм пульсаций при детонации аналогичен механизму колебаний при горении в камерах РД.

Современный РД – сложный агрегат, в котором основная роль принадлежит камере сгорания, где получается реактивная газовая струя из продуктов сгорания топлива. Однако, отвлекаясь от конструктивных деталей, можно рассматривать камеру сгорания РД (рис. 1, а) как цилиндрическую трубу, в один конец которой через головку *г* подается горючее и окислитель, которые в области *1* образуют смесь – исходное вещество (топливо). После химического превращения исходного топлива *1* в зоне горения *2* образуются газообразные продукты *3*, удельный объем которых значительно превосходит удельный объем исходного топлива. Выход этих газообразных продуктов из камеры дросселируется и ускоряется соплом *л*, при помощи которого формируется движущая реактивная струя.

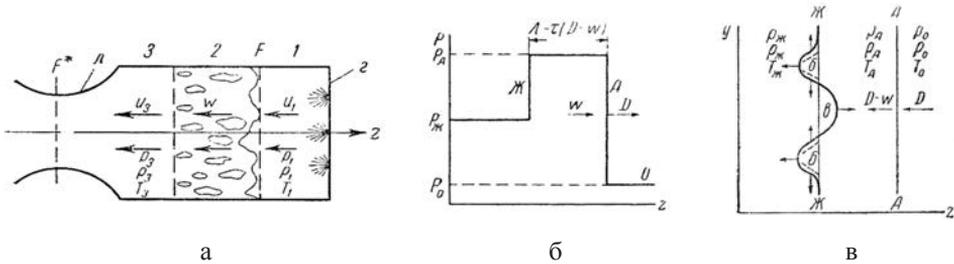


Рис. 1

- а – схема камеры сгорания РД;
- б – эпюра давления в схематизированной плоской детонационной волне;
- в – схематическое изображение возмущения в зоне воспламенения

Для совершенствования камер РД важно знать условия и механизм, сгорания топлива в них. Имеющиеся данные свидетельствуют о сложности детального физико-химического процесса горения в теплонеприжатой камере. Однако можно рассматривать более простую усредненную картину процесса горения в камере РД. С этой целью процесс горения, как и вся камера сгорания, анализируются [1, 2] в одномерной системе координат, осью *z* которой является ось камеры.

Как бы ни была в действительности велика по размеру, разветвлена и сложна по физико-химической структуре зона горения *2*, она может быть представлена как сильный разрыв, при переходе вещества через который из исходного состояния *1* в конечном *3* выделяется энергия *Q*. При этом исходное состояние вещества характеризуется начальными параметрами: давлением  $p_1$ , плотностью  $\rho_1$ , температурой  $T_1$  и скоростью потока  $u_1$ , а конечное: давлением  $p_3$ , плотностью  $\rho_3$ , температурой  $T_3$  и скоростью потока  $u_3$ .

Термогазодинамический анализ такого разрыва возможен при помощи известного уравнения Гюгонио, которое выводится из законов сохранения массы, количества движения и энергии:

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{\alpha - \frac{\rho_1}{\rho_3} + \frac{2Q}{p_1/\rho_1}}{\alpha \frac{\rho_1}{\rho_3}} \left( \alpha = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \quad (1)$$

где  $\gamma$  – отношение теплоемкостей  $c_p/c_v$

При этом предполагается, что в зоне *I* исходное вещество (жидкое или даже твердое) обращено испарением в идеальный газ, который, проходя через разрыв 2, сохраняет теплоемкость неизменной, и пренебрегается всякого рода потерями на трение, теплоотдачу и т. д.

Физический смысл различных участков кривой Гюгонио, построенной на рис. 2, в координатах  $p$ ,  $V$  (где удельный объем), становится ясным, если провести анализ уравнения этой кривой совместно с получающимся из законов сохранения массы и количества движения уравнением прямой Михельсона

$$u_1 = \sqrt{\frac{(p_3/p_1) - 1}{1 - V_3/V_1}} p_1/\rho_1. \quad (2)$$

Из этого уравнения видно, что участок *ИК* кривой Гюгонио не имеет физического смысла, так как соответствует мнимым значениям скорости распространения разрыва, т. е. скорости поддува горючего  $u_1$ .

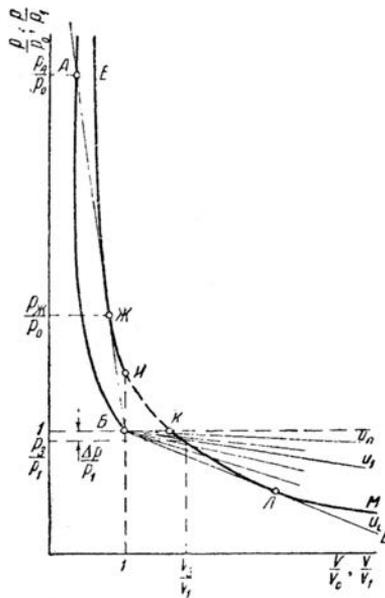


Рис. 2. Адиабаты Гюгонио

Для наглядности обе ветви адиабаты *ЕИ* и *КМ* изображены для одного и того же эффективного энерговыделения  $Q$ , не зависящего от начального давления реагирующей смеси

Верхняя ветвь кривой *ИЕ* есть совокупность состояний с высокими скоростями распространения разрыва, т. е. соответствует детонационной волне с данным энерговыделением  $Q$ . Согласно правилу Жуге, скорость распространения фронта детонации относительно движущегося в волне газа равна скорости звука  $a$  в продуктах детонации. Поэтому на ветви *ИЕ* существует лишь одна точка *Ж*, описывающая состояние газа в детонационной волне со скоростью  $D$ .

Точки, лежащие выше  $Ж$ , относятся к пересжатой детонационной волне, наблюдаемой, например, при переходе детонации из широкой трубы в узкую [3].

Точки, лежащие на кривой  $ИЖ$ , отвечают недосжатой волне, осуществление которой посредством воспламенения в ударной волне невозможно с данным энерговыделением [4].

Нижняя дефлаграционная ветвь кривой  $КМ$  соответствует распространению волн разрежения, сопровождающихся сгоранием<sup>27</sup>. Эта ветвь делится касательной  $ВВ$  на участки слабых ( $КЛ$ ) и сильных ( $ЛМ$ ) дефлаграций.

Точки, лежащие на участке  $ЛМ$ , не соответствуют реальным режимам горения, поскольку для их осуществления потребовалось бы (аналогично участку  $ИЖ$ ) больше энергии, чем выделяется в ходе реакции.

Экспериментальные оценки скоростей движения пламенной зоны в трубах относительно частиц горючей смеси [2], показавшие, что существуют скорости сжигания, превышающие в десятки раз нормальные скорости горения, приводят к выводу [1, 2] о физической реальности всей ветви слабых дефлаграций ( $КЛ$ ). Точка  $Л$  соответствует полностью развитой дефлаграции со скоростью распространения разрыва в целом  $u_1 = uL$ , когда скорость течения продуктов реакции равна местной скорости звука (тепловой кризис). Режим горения, при котором в зоне 2 сгорает то же количество смеси, что и в плоском фронте нормального горения, равно по площади поперечному сечению камеры  $F$ , отвечает скорости распространения разрыва  $u_1 = un$ .

Веер прямых Михельсона (см. рис. 2), заключенных в интервале  $un \div uL$  дает набор возможных скоростей поддува  $u_1$ , каждая из которых необходима при данной форсировке режима работы камеры РД. Чем выше скорость поддува  $u_1$  и, следовательно, скорость горения, тем больше перепад давления  $\Delta p$  по длине зоны горения.

Связь числа Маха поддува  $M_1 = u_1 / a_1$  с числом Маха истечения из разрыва  $M_3 = u_3 / a_3$  дается уравнением, получаемым из закона сохранения массы

$$M_3 = M_1 \sqrt{\frac{\rho_1 P_1}{\rho_3 P_3}} \quad (3)$$

Если форсировка процесса горения в камере РД производится изменением степени дросселирования истечения газа в атмосферу из области 3, посредством различного профилирования дозвуковой части сопла Лавалья ( $л$ ), то зависимость сужения сопла  $F / F^*$  от числа  $M_3$  имеет вид

$$\frac{F}{F^*} = \frac{1}{M_3} = \left[ \frac{2 + (\gamma - 1) M_3^2}{\gamma + 1} \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (4)$$

Двумя последними уравнениями наглядно иллюстрируется связь между скоростью распространения разрыва (или скоростью поддува) и величиной сужения сопла при постоянных тепловыделении  $Q$ , сечении камеры  $F$  и параметрах газа в области  $1 - p_1, \rho_1, T_1$ .

<sup>27</sup> Заметим, что распространение пламени в трубах в зависимости от граничных условий сопровождается и волной сжатия в исходной смеси [5, 6, 2]. Граничными условиями камеры РД стабилизируется стационарный режим горения со сжатием постоянной амплитуды  $p_1$ , и перепадом  $\Delta p_1 - p_2$  без возникновения ударной волны.

Точки дефлаграционной ветви  $KL$  описывают состояния продуктов реакции, отвечающие режимам горения целого набора камер сгорания, каждая из которых отличается от другой лишь величиной критического сечения  $F^*$  в выходном сопле.

Чем ниже находится точка на кривой  $KL$ , тем больше развита дефлаграция и тем меньше требуется сужение для доведения скорости истечения продуктов реакции до звуковой в критическом сечении сопла. При полностью развитой дефлаграции ( $M_3 = 1$ ) сужение излишне и тогда осуществляется полутепловое сопло с предельно форсированным режимом горения.

Такое рассмотрение дефлаграционной ветви кривой Гюгоню, как геометрического места точек, каждая из которых однозначно соответствует определенной степени форсирования режима горения в камере РД, позволяет, не вдаваясь в конкретный механизм сжигания, производить приближенную сравнительную оценку основных параметров двигателя и степени форсирования режимов горения в камерах.

Если же рассматривать конкретно механизм сжигания, то ряд косвенных соображений о возможности нагрева горючей смеси за счет перемешивания ее с продуктами реакции (жидкостные РД), а также за счет адиабатического сжатия (прямоточные воздушно-реактивные двигатели с  $M > 3$ ), дают основания считать, что при горении в теплонапряженных камерах высокого давления преобладает механизм последовательного самовоспламенения. (Это не исключает, разумеется, одновременного существования там механизмов фронтального турбулентного и микродиффузионного горения.)

Высказанные соображения позволяют предположить, что имеется некоторая аналогия между горением в теплонапряженных камерах РД и в волне детонации. Эта аналогия заключается в следующем.

Во-первых, и в камере высокого давления, и в волне детонации предполагается преобладание одного и того же механизма сжигания – последовательного самовоспламенения сжатой, нагретой горючей смеси.

Во-вторых, усредненные состояния продуктов химической реакции обоих процессов описываются термогазодинамическими уравнениями одного и того же вида, а состояние продуктов детонационного сгорания близко по давлению (десятки атмосфер) и температуре ( $\sim 3000^\circ\text{K}$ ) к состоянию продуктов горения в области 3 теплонапряженной камеры РД.

В-третьих, термодинамически возможные стационарные режимы горения для обоих процессов определяются скоростью поступления горючей смеси в зону горения и возможностью сжигания смеси с этой скоростью.

Причем условные скорости сжигания горючей смеси в камере РД ( $u_0$ ) и в волне детонации ( $D$ ), приведенные к одинаковым исходным условиям ( $p_0, \rho_0$ ), удовлетворяют равенству  $D/u_0 = \psi$ , где  $\psi$  – коэффициент, зависящий от давления в камере РД и степени форсирования режима горения в ней. Для форсированных камер сгорания РД высокого давления величина оказывается близкой к единице.

Кроме того, как при детонации, так и при горении в теплонапряженных камерах экспериментально обнаружены [7–12] отклонения параметров газовых продуктов химической реакции  $p_3, \rho_3, T_3$  и  $u_3$  от средних значений. Общим рассматриваемым процессам свойственны высокочастотные колебания, свидетельствующие о неустойчивости зоны горения.

Учитывая чрезвычайную трудность экспериментального и теоретического исследования неустойчивости и механизма горения в теплонапряженных камерах, полезно

провести анализ [13] одного из этих процессов – детонации. Изучение одного процесса оказывается существенным для познания другого, исходя из аналогии обоих.

Анализ устойчивости горения в детонационной волне, представляемой как комплекс плоской ударной волны и зоны воспламенения, показывает, что наложение малого возмущения на зону горения приводит к росту этого возмущения. Такой вывод вытекает из следующего рассматривания.

Ввиду экспоненциальной зависимости скорости химической реакции от температуры предполагается, что по истечении периода индукции  $\tau$  газовая смесь реагирует мгновенно. Этому соответствует вид волны в координатах  $p, z$ , изображенный на рис. 1, б. Расстояние между передним ударным фронтом волны  $A$  и фронтом  $Ж$ , где мгновенно завершается химическая реакция, равно произведению периода индукции на скорость, газа в волне относительно ее фронта ( $D - w$ ).

На рис. 1, в приведен разрез такой волны, в целях упрощения рассматриваемой не в цилиндрической, а в двумерной системе координат  $y, z$ . Система координат движется вместе с волной в направлении оси  $z$  и связана с обоими фронтами  $AA$  и  $ЖЖ$ . Тогда справа во фронт  $AA$  входит со скоростью  $D$  несгоревший газ; влево выходят из разрыва  $ЖЖ$  продукты сгорания с местной скоростью звука (тепловой кризис).

Возмущения, появившиеся слева от разрыва  $ЖЖ$ , не могут распространиться в сторону газа, заключенного между  $ЖЖ$  и  $AA$ , так как местная скорость звука, с которой распространяются эти возмущения, равна скорости вытекания продуктов сгорания из  $ЖЖ$ . Ничто, однако, не мешает распространяться этим возмущениям вдоль оси  $y$ .

В ударно-сжатой области  $AA$ – $ЖЖ$  местная скорость звука выше, чем скорость течения непрореагировавшего газа ( $D - w$ ), и поэтому возмущения, возникшие справа от  $ЖЖ$ , распространяются в области  $AA$ – $ЖЖ$  вдоль обеих осей  $y, z$  как по потоку, так и против потока газа.

Вполне возможное в реальных условиях малое возмущение  $b$  в  $b$  – малое искривление фронта  $ЖЖ$ , возникшее, например, вследствие изменения задержки воспламенения  $\tau$ , по сказанному выше, может беспрепятственно распространяться в направлениях, перпендикулярных оси трубы  $z$ , как это указано вертикальными стрелками на рис. 1, в. При этом в зонах  $b$  несгоревший газ, сжатый первоначально до давления  $p_A$ , будет расширяться, т. е. возникший разрыв давления будет стремиться распасться в направлении вдоль оси  $y$ , сравняться по давлению с давлением окружающего сгоревшего газа  $p_{Ж}$ . Поэтому внутрь зон пойдут волны разрежения, фронты которых указаны пунктирными линиями. Такое расширение приведет к адиабатическому охлаждению несгоревшего газа в зонах  $b$  и связанному с этим удлинению периода задержки воспламенения  $\tau$ .

В районе справа от зоны  $b$  несгоревший и сжатый до давления  $p_A$  газ будет сжиматься еще больше, поскольку при распаде в направлении оси  $y$  возмущений  $b$  оказывается поджатым уже сгоревший газ в зоне  $b$ . Это поджатие продуктов сгорания нарушает правило Жуге, волна становится в районе  $b$  пересжатой, по несгоревшему газу к переднему фронту  $AA$  детонационной волны будет распространяться волна сжатия, которая и приведет к еще большему адиабатическому нагреванию несгоревшего газа и связанному с этим сокращению периода задержки воспламенения  $\tau$ . В пределе несгоревший газ в зонах  $b$  может охладиться до температуры  $T = T_A(p_A/p_{Ж})^{(\gamma-1)/\gamma}$  а справа от зоны  $b$  несгоревший газ соответственно нагреется.

Изменение температуры несгоревшего газа в зоне возмущения  $b-b-b$  приведет к возрастанию этого возмущения. Предел роста возмущения определяется предельным повышением и понижением температуры несгоревшей смеси в зоне возмущения и соответствующим изменением периода индукции  $\tau$ . Учитывая экспоненциальную зависимость периода задержки воспламенения от температуры, следует сделать вывод, что возмущение будет возрастать чрезвычайно сильно – возникнет неоднородность структуры детонационной волны.

Имеет смысл рассматривать лишь неоднородности, сравнимые по размеру с шириной  $\lambda$  комплекса  $AA-JJ$ , так как мелкомасштабными неоднородностями можно пренебречь по сравнению с  $\lambda$ , а неоднородности, значительно большие  $\lambda$ , очевидно, уже будут не неоднородностями, а криволинейной в целом детонационной волной. Для неоднородностей, сравнимых с  $\lambda$ , естественным масштабом времени протекания процессов в детонационной волне является период индукции воспламенения  $\tau$ .

Отсюда можно сформулировать условие неустойчивости зоны детонации по отношению к возмущениям.

Если возмущение во фронте горения увеличит задержку воспламенения на величину, примерно равную или превышающую период индукции  $\tau$ , то произвольное начальное искривление фронта будет возрастать, и плоский фронт потеряет устойчивость.

Если увеличение задержки воспламенения будет мало по сравнению с периодом индукции  $\tau$ , то фронт детонации устойчив. На основании такого рассуждения условие неустойчивости записывается как

$$\frac{d\tau}{dT} \Delta T \geq \tau, \quad (5)$$

где  $\Delta T$  – изменение температуры газа в области возмущения;  $d\tau/dT$  – изменение задержки воспламенения, соответствующее изменению температуры.

Зависимость задержки воспламенения от температуры  $T$  и энергии активации реакции  $E$  выражается как

$$\tau = ke^{E/RT}, \quad (6)$$

где  $R$  – газовая постоянная;  $k$  – предэкспонент. При предэкспоненте, не зависящем от температуры и давления, получается критерий неустойчивости плоской зоны воспламенения в детонационной волне

$$\frac{E}{RT_A} \left( 1 - \frac{T}{T_A} \right) \geq 1 \quad (7)$$

или, если заменить отношение температур отношением давлений,

$$\frac{E}{RT_A} \left[ 1 - \left( \frac{p_{ж}}{p_A} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \geq 1. \quad (8)$$

Вычисление критерия для многих известных детонирующих газовых смесей показывает, что практически во всех случаях должна иметь место неустойчивость.

Результатом такой неустойчивости являются высокочастотные колебания, признаки которых экспериментально наблюдались впервые в 1926 г. Кэмпбеллом, Вудхэдом [8] и затем многими другими учеными, исследовавшими детонацию различ-

ных газовых смесей в трубах. Фотографируя процесс распространения детонационной волны на пленку, движущуюся в направлении, перпендикулярном оси трубы, получают таким путем развертку этого процесса во времени. Фоторегистрации детонации некоторых газовых смесей имеют волнистую линию движения фронта и полосатую структуру свечения продуктов сгорания (рис. 3), что свидетельствует о распространении зоны наибольшего свечения по спиральному пути<sup>28</sup>. В связи с этим такой детонационный процесс был назван «детонационным спином» в отличие от наблюдаемой в остальных смесях и взрывчатых веществах «нормальной» детонации с прямой линией движения фронта на фоторазвертке и отсутствием полосатой структуры послесвечения (рис. 4). Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования [7, 14, 15, 16] показали, что при спиновой детонации имеет место излом переднего фронта детонационной волны, который занимает часть поперечного сечения трубы и является перешагнутой косой детонационной волной. Было обнаружено [17], что спиновая детонация всегда наблюдается во всех детонирующих смесях, находящихся вблизи предела их детонационной способности.

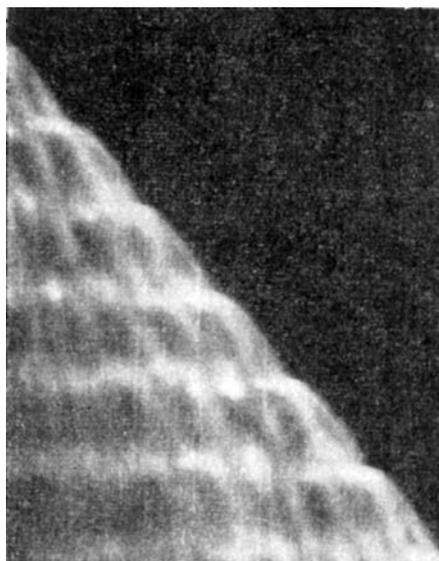
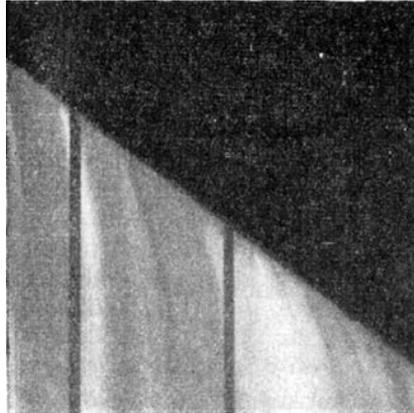


Рис. 3. Фоторегистрация спиновой детонации

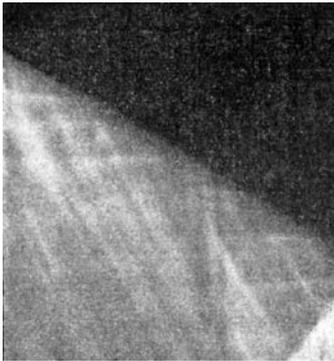
В последнее время [12] применением фотосредств большей разрешающей способности удалось установить, что сложную структуру имеют фоторегистрации не только спиновой детонации, но и так называемой нормальной детонационной волны, структура которой схематически изображена на рис. 1, б. Одна из таких фоторегистраций, полученная аппаратурой повышенной разрешающей способности, показана на рис. 5 и свидетельствует о периодических неоднородностях во фронте детонационной волны. Для изучения природы и механизма этих неоднородностей особенно эффективным оказался весьма простой метод, заключающийся в том, что

<sup>28</sup> На фоторазвертках детонаций рис. 3–5 по горизонтали расположена ось  $z$ , по вертикали – ось времени  $t$ .

детонационная волна пропускается по достаточно прочной, остающейся целой после взрыва, стеклянной трубе, покрытой изнутри тонким слоем сажи. На закопченной поверхности появляются следы, оставляемые неоднородностями во фронте детонации – косыми скачками уплотнения (рис. 6). На таких следовых отпечатках видны места столкновения косых скачков. По следам вычисляются шаг и количество скачков вблизи поверхности трубы.



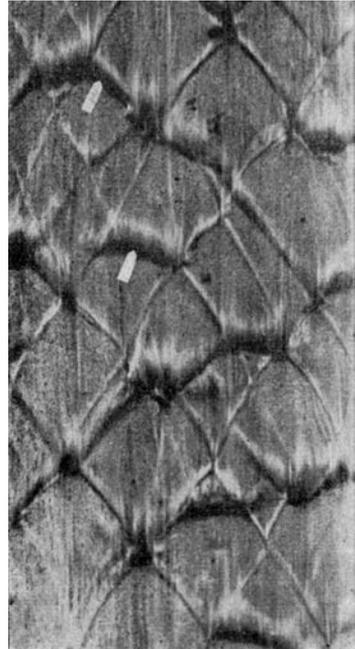
**Рис. 4.** Фоторегистрация так называемой «нормальной» детонации. Снимок получен аппаратурой с малой разрешающей способностью



Снимок получен аппаратурой с повышенной разрешающей способностью. Смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $p_0 = 760$  мм рт. ст.;  $d = 15$  мм; увеличение по сравнению с натурой вдоль оси  $z$ :  $G = 3$ ; масштаб по оси времени  $t$ : в 1 мм – 0,2 мксек

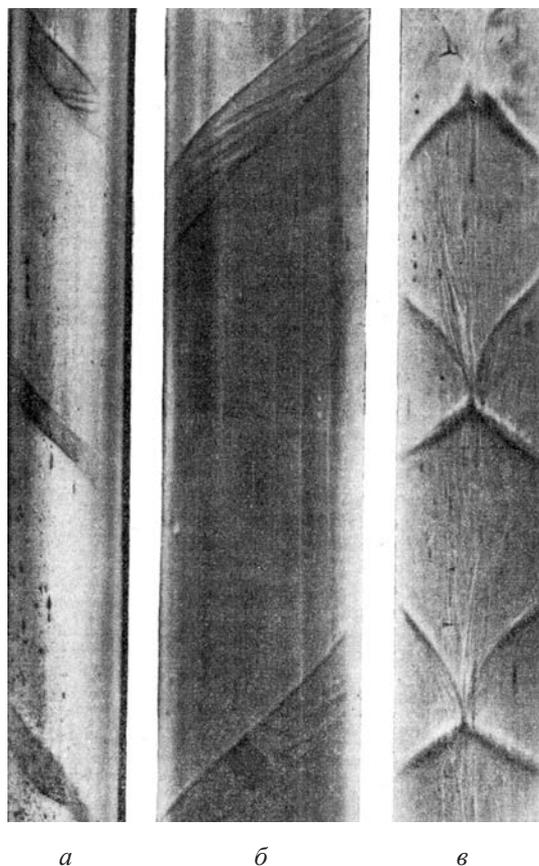
Смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $p_0 = 300$  мм рт. ст.;  $d = 16$  мм;  $G = 5$ ; направление распространения детонационной волны – снизу вверх; стрелками указаны следы периодических всплесков

Анализ экспериментальных данных такого «следового» метода и фоторазвертки повышен-



**Рис. 6.** Следовой отпечаток пульсирующей детонации

ной разрешающей способности позволил сделать заключение о существовании двух типов детонационных волн: спиновой и пульсирующей, следовые отпечатки которых приведены соответственно на рис. 7, *а, б* и 6, 7, *в*. К спиновой детонации (рис. 3, 7, *а, б*) относится детонационный процесс с одной косою детонационной волной, занимающей лишь часть площади фронта волны по сечению трубы. В системе координат, движущейся вместе с фронтом волны вращательно и поступательно, форма фронта остается неизменной.



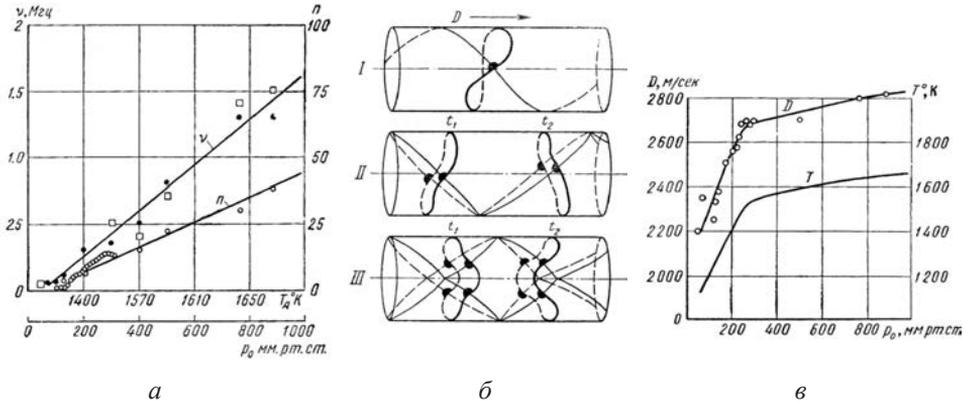
**Рис. 7.** Следовые отпечатки детонации смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ :  
*а, б* – спиновой;  $p_0 = 50$  мм рт. ст.;  $d = 16$  мм;  $G$  для  $a = 1,3$ ;  $b = 2,25$ ;  
*в* – пульсирующей с  $n = 2$ ;  $p_0 = 130$  мм рт. ст.;  $d = 11$  мм;  $G = 2,5$

Косая волна, как это ясно видно из рис. 7, *а, б*, обладает, в свою очередь, тонкой структурой, свидетельствующей о периодических неоднородностях в ней типа косых скачков, т. е. о неустойчивости плоской структуры воспламенения и о пульсациях в условиях этой пересжатой косою детонационной волны.

При пульсирующей детонации (рис. 5, 6, 7, *в*) в системе координат, движущейся поступательно вместе с фронтом волны, форма фронта периодически изменяется: выпуклости в нем сменяются на вогнутости и наоборот. Такое изменение формы

фронта при пульсирующей детонации является следствием периодических столкновений косых скачков уплотнения и связанных с этим пульсацией давления в местах столкновений.

Измельчение структуры детонационной волны с повышением начального давления смеси сопровождается увеличением скорости распространения детонации  $D$  (рис. 8, *a*). Такому изменению скорости  $D$  соответствует увеличение вычисленной теоретически средней температуры в волне  $TA$ , приводящее к уменьшению задержки воспламенения и, следовательно, ширины зоны воспламенения  $\lambda = \tau(D - w)$  (см. рис. 1, *б* и 8, *a*). По мере уменьшения отношения ширины зоны воспламенения  $\lambda$  к диаметру трубы  $d$ , вследствие повышения температуры  $TA$  из-за роста начального давления  $p_0$  горючей смеси, осуществляются разные режимы от спиновой до пульсирующей детонации со все большими значениями числа пульсаций (рис. 8, *б*) и их частоты  $\nu$ . На рис. 8, *в* приведен график такой зависимости частоты пульсаций во фронте детонации и числа пульсаций по окружности трубы  $n$  от начального давления водородно-кислородной стехиометрической смеси при постоянном диаметре трубы. Таким образом, экспериментально подтверждается, что неустойчивость комплекса с плоским фронтом воспламенения приводит к локализации химической реакции в отдельных участках переднего фронта  $AA$  детонационной волны: косых скачках уплотнения и местах столкновения этих косых скачков, где температура и плотность выше, чем в плоской волне. При этом в любом из сечений трубы, взятом внутри зоны  $A$ - $Ж$  схематизированного детонационного комплекса (см. рис. 1, *б*), содержится как несгоревший газ, так и продукты воспламенения.



**Рис. 8.** Зависимости параметров детонационной волны от начального давления реагирующей смеси (смесь  $2H_2 + O_2$ ,  $d = 16$  мм):

*a* – скорости детонации  $D$  и вычисленной по этой скорости средней температуры  $TA$  в волне; *б* – формы переднего фронта детонационных волн в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ : *I* – спиновая; *II* – пульсирующая с количеством пульсаций по контуру сечения трубы  $n = 1$ ; *III* – пульсирующая с  $n = 2$ ; *в* – частоты  $\nu$  и числа пульсаций  $n$ . Экспериментальные точки, заключенные в квадраты, получены методом фоторазвертки, другие – с применением следового метода

Независимо от этого можно, однако, за реальной детонационной волной провести контрольную плоскость  $Ж$ - $Ж$ , за которой имеет место химическое равновесие – труба заполнена либо одними продуктами сгорания и не содержит объемов

с непрореагировавшим газом, либо продуктами сгорания и непрореагировавшим веществом, находящимися в неизменном соотношении.

В реальной камере сгорания РД процесс горения также неоднороден, причем, как уже отмечалось, есть основания полагать, что преобладающим механизмом сжигания является последовательное самовоспламенение нагретых и перемешанных компонентов топлива. В таком случае время реакции (период задержки воспламенения) определится тем же выражением, что и для детонационной волны

$$\tau = ke^{E/RT}.$$

В камере РД (см. рис. 1, а) роль контрольной плоскости Ж–Ж играет граница зоны горения 2 с областью 3, а роль зоны АА–ЖЖ – область 2. Следовательно, исходные данные для получения критерия неустойчивости горения в камере РД аналогичны исходным данным для вывода критерия неустойчивости горения при детонации, и поэтому на теплонапряженную топку можно распространить все рассуждения и выводы о неустойчивости плоского фронта воспламенения, сделанные для детонации.

Критерий неустойчивости горения в камере РД запишется в виде

$$\frac{E}{RT_1} \left[ 1 - \left( \frac{p_1 - \Delta p}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \geq 1 \quad (9)$$

где  $\Delta p$  – потеря давления по длине камеры вследствие сгорания (рис. 2).

Для камер РД всегда  $u_1 \ll a_1$  и, следовательно,  $\Delta p$  мало по сравнению с  $p_1$ . Раскладывая выражение  $[(p_1 - \Delta p) / p_1]^{(\gamma-1)/\gamma}$  в ряд по степеням  $\Delta p/p_1$ , можно пренебречь членами, начиная со второго порядка, тогда критерий неустойчивости горения в камере РД примет вид

$$\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{RT_1} \frac{\Delta p}{p_1} \geq 1 \quad (10)$$

Исходя из уравнений прямой Михельсона (2), кривой Гюгонио (1) и еще раз пренебрегая квадратом величины  $\Delta p/p_1$  и произведением  $\Delta p / p_1 M_1^2$ , получим  $\Delta p / p_1 = \tilde{a}(\tilde{a} - 1) M_1^2 (Q / a_1^2)$ . Теперь критерий (10) можно записать как

$$(\gamma-1)^2 \frac{E M_1^2}{RT_1} \frac{Q}{a_1^2} \geq 1. \quad (10a)$$

При достаточно больших  $\gamma$ ,  $E$ ,  $\Delta p$ ,  $M_1$ ,  $Q$  и достаточно малых  $T_1$  и  $p_1$  левые части выражений (10) и (10а) могут достигь величины порядка единицы. Тогда устойчивость фронта горения будет нарушена, в камере возникнут пульсации фронта горения. Из-за пренебрежимо малого сноса возмущения в камере РД ( $w \ll a_2$ ) размер каждой пульсации в направлении, перпендикулярном оси  $z$  камеры, будет порядка двух ширин зоны горения 2, и поэтому на площади сечения камеры РД уложится

$$n' = \left( \frac{d}{2\lambda} \right)^2 = \left( \frac{d}{2\tau w} \right)^2 \quad (11)$$

пульсаций фронта пламени.

Время развития каждого возмущения равно

$$t_p \frac{\lambda}{a_2} = \frac{\tau w}{a_2}$$

Восстановление возмущенного фронта происходит со скоростью наполнения области 2 несгоревшим газом. Тогда время ликвидации возмущения равно периоду индукции воспламенения

$$t_b \approx \frac{\lambda}{w} = \frac{\tau w}{w} = \tau$$

Полный период пульсации складывается из времени развития возмущения и времени восстановления возмущенного фронта. Однако для пульсаций в камере, где  $w \ll a_2$ , можно пренебречь временем развития возмущения  $t_p = \tau w/a_2$  по сравнению с  $\tau$  и тогда период колебательного процесса в камере определяется лишь временем  $t_b \approx \tau$ . Из (11) видно, что при ширине  $\lambda$  области 2, равной половине диаметра камеры, число  $n' = 1$ . При этом будут иметь место колебания с частотой основного тона  $\nu_0 = 1/\tau$ .

Когда число  $n' = 2, 3, 4, \dots$ , т. е. ширина области 2 заметно меньше половины диаметра камеры, то имеют место колебания с частотой

$$\nu_n = \nu_0 n' = \frac{1}{\tau} \left( \frac{d}{2\lambda} \right)^2. \quad (12)$$

Если частота колебаний при определенной степени форсирования горения в камере РД попадает в резонанс с собственной частотой колебаний газа в камере, то возможно сильное увеличение их амплитуды.

Механизм резонанса заключается в том, что волны давления с интенсивностью порядка  $\Delta p$ , проходя через зону горения, ускоряют сгорание, сами подпитываются энергией сгорания и увеличивают за счет этого свою амплитуду. Приближенная оценка показывает, что давление в волне сжатия при резонансе может достигать удвоенного значения начального давления  $p_1$  в камере.

К тому же термогазодинамическим расчетом [1] устанавливается, что увеличение скорости сжигания по частицам вещества приводит к значительному росту давления в камере РД из-за возникновения ударных волн. Так, при увеличении скорости сжигания в два раза в камере возникает волна сжатия с давлением в четыре раза большим по сравнению с  $p_1$ .

Высокочастотные колебания при горении в теплонапряженных камерах и при детонации еще мало изучены экспериментально и теоретически, однако изложенная выше аналогичность обоих процессов позволяет нам высказать предположение о том, что пульсации в этих процессах могут иметь сходные природу и механизм.

Если же в камере сгорания преобладает механизм фронтального турбулентного горения, то критерий неустойчивости (9) неприменим. Но и в этом случае сохраняется термодинамическая аналогия горения в такой камере с горением в детонационной волне.

## Литература

1. Трошин Я. К. Нижняя ветвь кривой Гюгонио как совокупность точек, описывающих режимы горения в камерах реактивных двигателей. Изв. АН СССР, ОТН, Энергетика и автоматика, № 2, 1959.

2. Troschin Ja. K. The Generalized Hugoniot Adiabatic Curve. Seventh Symposium on Combustion, pp. 789–798, London, 1959.
3. Айвазов Б. В., Зельдович Я. Б. Образование пересжатой детонационной волны в сужающейся трубке. ЖЭТФ, т. 17, 889, 1947.
4. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов. Изд-во АН СССР, 1944.
5. Зельдович Я. Б. Замечания к статье А. С. Соколика «О механизме преддетонационного ускорения пламени». ЖЭТФ, т. 21, 1172, 1951.
6. Трошин Я. К. Газодинамический анализ нестационарных процессов распространения пламени в трубах. Изв. АН СССР, ОТН, № 1, 1956.
7. Щёлкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. Воениздат, 1949.
8. Campbell C., Woodhead D. W. The Ignition of Gases by an Explosion-Wave. Carbon Monoxide and Hydrogen Mixtures. J. Chem. Soc. vol. 129, 3010, 1926.
9. Крокко Л., Чжен Синь-и. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. ИЛ, М., 1958.
10. Smith R. a. Sprenger D. Combustion Instability in Solid Propellant Rockets. Fourth Symposium on Combustion 1953, pp. 893–906. Baltimore, 1953.
11. Ross C. C., Datner P. P. Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors – a survey, Selected Combustion Problems, London, 1954.
12. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах. ДАН СССР, т. 125, 110, 1959.
13. Щёлкин К. И. Два случая неустойчивого горения. ЖЭТФ, т. 36, № 2, 600, 1959.
14. Щёлкин К. И. К теории детонационного спина. ДАН СССР, т. 47, 501, 1945.
15. Зельдович Я. Б. К теории детонационного спина. ДАН СССР, т. 52, № 2, 1946.
16. Зельдович Я. В., Компанеев А. С. Теория детонации, М., 1955.
17. Трошин Я. К., Щёлкин К. И. О спине у пределов газовой детонации. Изв. АН СССР, ОТН, № 8, 1957.

Известия АН СССР, ОТН энергетика и автоматика. – 1959. – № 6. С. 79–89.

## **О реакционно-кинетической природе неоднородностей в ударном фронте и роли их в процессе распространения газовой детонации**

Б.Н. Волин, Я.К. Трошин, Г.И. Филатов, К.И. Щёлкин

Установлено существование периодических неоднородностей во фронте детонационной волны, распространяющейся в трубе постоянного сечения, конусе и сфере. Эти неоднородности характеризуются наличием косых ударных волн – изломов ударного фронта – и мест их столкновения.

Показано, что возникновение неоднородностей, их размер и количество определяются реакционно-кинетическими факторами. Подчеркнута первостепенная роль

неустойчивости фронта воспламенения в механизме детонационного сгорания, являющейся неиссякаемым источником возникновения изломов ударного фронта, столкновение которых приводит к образованию надежных очагов воспламенения, ведущих детонацию.

Выведены количественные критерии пределов распространения пульсирующей и спиновой детонаций.

**1. Неустойчивость плоской волны детонации – источник периодических неоднородностей в ее переднем фронте.** В современной гидродинамической теории детонации [1–3] стабильность плоской детонационной волны, представляемой как комплекс ударной волны  $S$  и зоны воспламенения  $J$  (рис. 1), принята в качестве исходного положения без доказательств. Недавно была решена [4] задача об устойчивости этого комплекса и выведен следующий критерий потери устойчивости плоской волной детонации:

$$\frac{E}{RT_1} \left[ 1 - \left( \frac{p_J}{p_1} \right)^{\gamma-1/\gamma} \right] \geq 1, \quad (1.1)$$

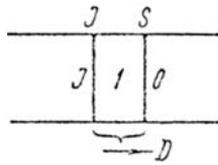
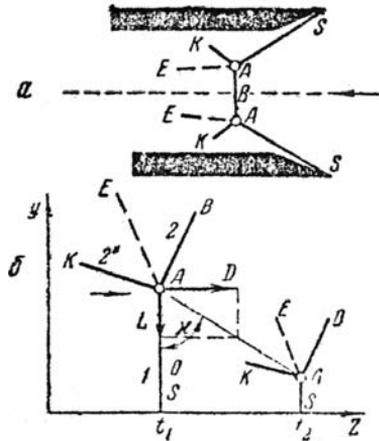


Рис. 1. Плоская детонация

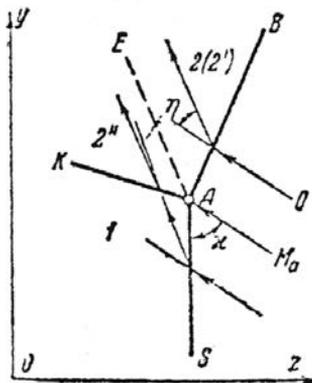
Здесь  $E$  – энергия активации самовоспламенения;  $T_1, p_1$  – температура и давление ударносжатого газа;  $p_J$  – давление продуктов реакции;  $\gamma$  – отношение теплоемкостей;  $R$  – газовая постоянная. Вычисления по этой формуле показывают, что неустойчивость плоской детонации должна практически иметь место для всех типичных горючих смесей. Чтобы обнаружить периодические неоднородности во фронте волны детонации, существование которых указывало бы на неустойчивость плоской зоны воспламенения  $J$ , был применен следовой метод изучения детонации [5] совместно с методом высокоскоростной фотографии посредством фоторегистратора ЖФР-1. Этот прибор, разработанный А.С. Дубовиком и А.И. Чурбаковым [6] на базе известного прибора СФР, созданного Г.Л. Шнирманом, А.С. Дубовиком, П.В. Кевлишвили [7], обладает весьма высокой разрешающей способностью и имеет ждущую развертку. В результате удалось экспериментально обнаружить периодические неоднородности во фронте детонации практически при всех условиях ее распространения в трубах [5, 8]. Опыты показали, что участки детонации, прилегающие к стенкам трубы, несут в себе периодические неоднородности: косые скачки уплотнения – изломы переднего ударного фронта  $S$ .

Косым скачком уплотнения или изломом ударной волны названо то, что по терминологии, употребляемой в газовой динамике, именуется: «третьей волной» или «маховской волной» в неправильной тройной ударной маховской конфигурации, наблюдаемой как стационарное образование при определенных условиях, когда сверхзвуковой поток обтекает два параллельных плоских клина (рис. 2, а). В на-

шем случае тройная маховская конфигурация движется вдоль оси  $z$  со скоростью детонации  $D$ , а по оси  $y$ , т. е. по переднему ударному фронту  $S$ , с тангенциальной скоростью  $L$  (рис. 2, б). Наблюдателю, связанному с изломом  $AB$  (рис. 3), будет казаться, что исходный газ набегает на излом под углом  $\alpha$  к плоскости, перпендикулярной оси трубы, т. е.  $SA$ , со скоростью  $u = D / \sin \alpha$  или с числом Маха  $M_0 = u / a_0 = D / a_0 \sin \alpha$ .



**Рис. 2.** Неправильные тройные ударные маховские конфигурации, возникающие:  
*a* – при сверхзвуковом обтекании двух параллельных плоских клиньев;  
*б* – при детонации;  $SA$  – падающая волна;  $AK$  – отраженная волна;  
 $AB$  – «третья волна», «маховская волна», «излом»



**Рис. 3.** Тройная ударная конфигурация и течение газа в окрестности тройной точки  $A$  в системе координат, связанных с этой точкой для пульсирующей детонации.

Смесь  $2H_2 + O_2$ ,  $D = 2800$  м/сек,  $\alpha = 56^\circ$ .

$0$  – исходное состояние смеси;  $1$  – состояние газа за волной  $SA$ ;

$2$  – за волной  $AB$  без энергосвободения;  $2'$  – то же, но с энергосвободением;

$2$  – состояние газа за волной  $AK$

Движение тройных точек  $A$  оставляет на внутренних стенках трубы, покрытых перед опытом тонким слоем сажи, следы в виде ромбовидных отпечатков. При этом диагональ  $\Delta z$  ромбовидного отпечатка, схематически показанного на рис. 4,  $a$ , совпадает с шагом волнистой линии фронта на фоторазвертке, полученной прибором ЖФР-1 и также схематически показанной на рис. 4,  $b$ . Есть основания полагать, что след на стенке трубы рисуется именно движущейся тройной конфигурацией, так как в окрестности точки  $A$  имеются области 1, 2, 2'' с разными давлениями, плотностями и скоростями газа, как это видно из расчета, тройной конфигурации, например, представленной на рис. 3. Результат такого расчета приводится в табл. 1, где  $wz$  и  $wy$  – скорости в направлении осей  $z$  и  $y$ ,  $w$  – результирующая скорость газа.

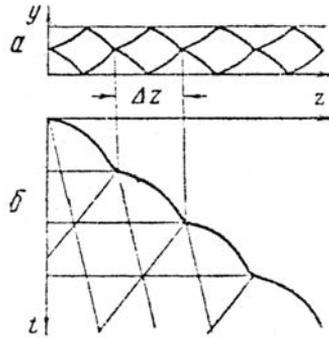


Рис. 4. Схемы:

$a$  – следовых отпечатков;  $b$  – фоторазвертки пульсирующей детонации в трубе

Траектория движения тройной точки  $A$ , известная из следового метода, позволяет экспериментально найти угол  $\alpha$ .

Табл. 1. Распределение давления плотности и скорости газа в лабораторной системе координат в окрестности тройной точки при пульсирующей детонации  $\pi$  смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  ( $D = 2800$  м/сек)

Область	$p/p_0$	$\rho/\rho_0$	$w$ , м/сек	$w_z$ , м/сек	$w_y$ , м/сек
1	34,4	5,13	2250	2250	0
2	48,7	5,36	2700	2460	1120
2''	48,7	6,57	2220	2180	435

Это очень важная величина, определяющая тангенциальную скорость движения излома  $L = D \operatorname{tg} \alpha$ , характеризующую его интенсивность. Чем больше угол  $\alpha$ , тем менее интенсивен излом. Из опыта известно [5, 8, 9], что в трубе диаметром 16 мм, заполненной стехиометрической смесью водорода с кислородом при атмосферном давлении, распространяется пульсирующая детонация с тонкой линией следа, расположенного под углом  $\alpha = 56^\circ$ , а при давлении смеси 45 мм рт. ст. уже имеет место спиновая детонация (один излом) с гораздо более широкой линией следа,

расположенного под углом  $\alpha = 45^\circ$ . Эти обстоятельства позволяют предположить, что вдали от предела при пульсирующей детонации в окрестности тройной точки горения нет, а при спиновой детонации более интенсивный излом поддерживается энергосвободением. Эти качественные соображения подкрепляются расчетом тройных конфигураций при помощи уравнения детонационной поляры [9]:

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{P}{\gamma M_0^2 - P} \sqrt{\frac{M_0^2(1 - q/P)}{P/(\mu^2 + 1) + 1}} - 1, \quad (1.2)$$

$$\mu^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, P = \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{p_2 - p_0}{p_0}, q = \frac{Q}{E_0} = \frac{Q(\gamma - 1)}{p_0 / \rho_0}$$

Здесь  $\eta$  – угол отклонения потока газа за скачком;  $P$  – степень относительного изменения давления в скачке;  $q$  – эффективная теплота горения единицы массы газа, выраженная в долях внутренней энергии исходного газа, которая определяется по известной из опыта средней скорости детонации  $D$  из условия Жуге для детонационной волны в целом:

$$\frac{D}{\sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}} = \frac{D}{a_0} \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2\gamma} q + 1} + \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2\gamma} q}. \quad (1.3)$$

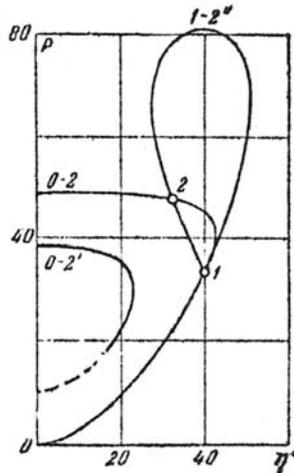


Рис. 5. Результаты численного расчета тройной конфигурации для пульсирующей детонации, показывающие что детонационная поляра 0–2' и ударная поляра 1–2'' не пересекаются

Из уравнения (1.2) в случае отсутствия энергосвободения  $q = 0$ , как частный случай, получается хорошо известное [10] уравнение поляры для косоугольного скачка.

На рис. 5 приведен результат вычисления по формуле (1.2) тройной конфигурации для пульсирующей детонации, который подтверждает предположение о том, что в этом случае в окрестности тройной точки  $A$  детонационного горения нет.

Если бы излом  $AB$  являлся детонационной волной, а волны  $AS$  и  $AK$  ударными, то детонационная поляра для скачка  $AB$ , т. е. поляра  $0-2'$ , должна была пересечься с ударной полярой для волны  $AK$ , т. е. с полярой  $1-2''$ , и дать в точке пересечения искомое значение  $P$ , одинаковое по обе стороны тангенциального разрыва  $AE$ . Для спиновой детонации эти поляры пересекаются и, таким образом, доказывается, что излом  $AB$  является кривой пересеченной детонационной волной. Кстати, легко показать, что предположение о том, что  $AK$  есть поперечная детонационная волна, неверно. Для этого достаточно сравнить фактическую скорость ударно сжатого газа  $l$ , вытекающего из волны  $AS$  в системе координат, связанных с изломом  $AB$ :

$$\left(\frac{w}{a_1}\right)_{AS} = \left(\frac{w_1}{\sqrt{\gamma p_1/\rho_1}}\right)_{AS} = (M_1)_{AS} = \sqrt{\frac{D^2}{\gamma p_0/\rho_0} \frac{1}{T_1/T_0} \left(\frac{1}{(p_1/\rho_0)^2} + \frac{1}{\text{tg}^2 \alpha}\right)}. \quad (1.4)$$

с требуемой условием Жуге скоростью газа  $l$ , втекающего в предполагаемую детонационную волну  $AK$ :

$$\left(\frac{w_1}{a_1}\right)_{AK} = (M_1)_{AK} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{q}{T_1/T_0} + 1} + \sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{q}{T_1/T_0}}. \quad (1.5)$$

Необходимое условие существования предполагаемой поперечной детонационной волны  $AK$  выражается так:

$$(M_1)_{AS} \geq (M_1)_{AK} \quad (1.6)$$

Однако это условие недостаточное. Надо еще удовлетворить условию существования тангенциального разрыва  $AE$ , равенству давлений и одинаковому направлению линий тока газа по обе стороны от  $AE$ . Расчет, результаты которого приведены в табл. 2, показывает, что необходимое условие (1.6) существования предполагаемой детонационной волны  $AK$  не выполняется, так как  $(M_1)_{AS} < (M_1)_{AK}$ .

**Табл. 2.** Числа Маха, имеющиеся в действительности, и числа Маха, требуемые по условию Жуге

Смесь	$D$ , м/сек	$p_0$ , мм рт. ст.	$\gamma$	$\alpha$	$(M_1)_{AS}$	$(M_1)_{AK}$	Вид детонации
$\text{CO} + 0,5\text{O}_2$	1700	760	1,4	45°	2,14	2,46	спиновая
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	2200	45	1,4	45°	2,06	2,34	спиновая
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	2800	760	1,4	56°	1,48	2,44	пульсирующая

Тем более не будет выполняться условие (1.6) для пульсирующей детонации, потому что  $q$  и  $T_1/T_0$  пропорциональны  $D^2/(\gamma p_0/\rho_0)$  и поэтому  $(M_1)_{AK}$  при переходе от спиновой детонации к пульсирующей почти не изменяется, а  $(M_1)_{AS}$  существенно уменьшается главным образом за счет увеличения угла  $\alpha$ .

Итак, количественный анализ с помощью уравнения детонационной поляры показывает, что при пульсирующей детонации, по крайней мере в окрестности тройной точки  $A$ , в изломе  $AB$  и в волне  $AK$  детонационного сгорания нет. Исходя

из такого анализа, было высказано предположение [9], что выделение химической энергии начинается при столкновении тройных конфигураций. Конфигурация из ударных фронтов, образующаяся в результате столкновения, например, двух (или более) пар косых фронтов  $AB$  и  $AK$ , была названа двойным отражением. Приводим значение температур и давлений в газе за плоской ударной волной (индекс 1), за изломом ударной волны (индекс 2), в области двойного отражения (индекс 3) при пульсирующей детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  ( $D = 2800$  м/сек):

$$T_1/T_0 = 6,7; T_2/T_0 = 9,1; T_3/T_0 = 10,8;$$

$$p_1/p_0 = 34,4; p_2/p_0 = 48,7; p_3/p_0 = 59,0.$$

Если температура и давление газа за изломом  $AB$  выше, чем за плоским участком волны  $AS$ , то, как это видно из приведенных данных, в области двойного отражения достигаются еще более высокие температуры и давления. Ясно, что химическая реакция самовоспламенения ранее всего инициируется в местах двойных отражений.

Для детального выяснения механизма детонационного сгорания очень важно установить, существуют ли периодические неоднородности вдали от стенок по всему фронту детонации.

На наличие неоднородностей по всему фронту детонации указывают опыты Б.В. Войцеховского, Б.Е. Котова, В.В. Митрофанова и М.Е. Топчияна [11], нашедших дальнейшее применение компенсационного метода [12, 19]. В их опытах детонация проходила в трубе мимо узкой щели, перпендикулярной оси трубы. Плоскость движения пленки, на которой была сфокусирована щель детонационной трубы располагалась под углом  $45^\circ$  к оси этой трубы. Детонация засвечивает через щель один за другим участки движущейся пленки. Таким способом получается как бы моментальная эллипсоидная фотография переднего фронта детонации, снятая с торца трубы под углом в  $45^\circ$ . На фотографиях Б.В. Войцеховского, Б.Е. Котова, В.В. Митрофанова и М.Е. Топчияна видно, что одни участки фронта детонации дают более яркое свечение, другие – менее яркое, т. е. имеет место неоднородность свечения. На наличие неоднородностей на всей поверхности фронта детонации указывают и другие косвенные данные, например, следовые отпечатки, оставляемые волной детонации, распространяющейся в кольцевом зазоре, образованном стенками трубы и коаксиальным стержнем, вставленным в трубу [9]. Оказывается, что ромбовидный отпечаток на стенке трубы располагается как раз напротив ромбовидного отпечатка на стержне, причем диагонали отпечатка  $\Delta z$  на стенке трубы и на стержне одинаковы. Это означает, что излом переднего фронта волны детонации имеет протяженность вдоль оси  $y$  (по радиусу трубы) и следы на стенке и на стержне вычерчены одним и тем же изломом. На неоднородности свечения во фронте детонации в случае расходящейся цилиндрической волны указывают опыты Р.И. Солоухина [11]. В его опытах детонация в смеси ацетилена с кислородом при давлении 80 мм рт. ст. распространялась от центра к периферии в цилиндрическом канале глубиной 1 мм, диаметром 24 мм. Дно канала фокусировалось на неподвижную пленку, объектив фотоаппарата оставлялся при опыте открытым. На фотографиях видно, что детонация, распространяясь от центра к периферии, оставляет на пленке неоднородности свечения перекрещивающуюся сетку от ярко и слабо светящихся участков переднего фронта волны.

Цель экспериментальной части данной работы состоит в более подробном исследовании периодических неоднородностей на поверхности фронта детонации, распространяющейся в цилиндрических трубах, расширяющихся конусах, а также и при сферической детонации, изучавшейся в работах Н. Мансона и Ф. Ферри [15] Я.Б. Зельдовича, С.М. Когарко и Н.И. Симонова [16], С.М. Коварна [17].

Перед изложением экспериментов рассмотрим, исходя из представлений о неустойчивости плоской волны детонации [4], реакционно-кинетическую природу неоднородностей во фронте волны и дадим для плоского случая количественную зависимость их размера от реакционно-кинетических и газодинамических факторов.

**2. Зависимость размера неоднородности во фронте детонации от реакционно-кинетических и газодинамических факторов.** Ударную волну во фронте газовой детонации можно рассматривать как сильную. Скорость сжатого газа за сильной волной в лабораторной системе координат и в системе координат, связанных с фронтом детонации, определяется соответственно, следующими общеизвестными соотношениями:

$$w = \frac{2D}{\gamma + 1}, \quad (D - w) = D \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (2.1)$$

где  $D$  – скорость переднего ударного фронта, равная скорости движения волны детонации.

Для скорости звука в ударно-сжатом газе имеем

$$a_1 = \frac{D \sqrt{2\gamma(\gamma - 1)}}{\gamma + 1}. \quad (2.2)$$

Из уравнений (2.1) и (2.2) видно, что скорость в ударно-сжатом газе превышает скорость движения этого газа относительно волны  $S$ :

$$\frac{a_1}{D - w} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 2}} > 1. \quad (2.3)$$

На протекание химической реакции в волне требуется некоторое конечное время  $\tau$ . Поэтому расстояние от плоскости ударного фронта  $S$  до плоскости  $J$ , в которой завершается химическая реакция самовоспламенения, т. е. ширина детонационной волны  $\lambda$  составляет

$$\lambda = \tau(D - w). \quad (2.4)$$

Неустойчивость фронта воспламенения  $J$  связана с возрастанием возмущений в области ударно-сжатого газа [4]. Возмущение, появившееся сначала вблизи фронта воспламенения  $J$ , с течением времени оказывает влияние и на передний ударный фронт  $S$ , если, конечно, оно достаточно велико и время его существования не слишком мало: газ, несущий неоднородность, не должен успеть выйти из зоны  $S$ – $J$  ко времени, когда возмущение достигнет переднего фронта  $S$ . Начальное возмущение в зоне  $J$  распространяется не только в направлении, перпендикулярном движению волны со скоростью  $a_1$ , но и к ударному фронту  $S$  со скоростью  $D$  поскольку справедливо неравенство (2.3). Очевидно, время  $t$ , за которое это возмущение достигнет фронта волны  $S$ , будет равно:

$$t = \frac{\lambda}{a_1 - (D - w)} \quad (2.5)$$

К этому времени размер возмущения по фронту  $J$  распространяется до диаметра, равного  $\Delta y$ :

$$\Delta y = t \cdot 2a_1 = \frac{2a_1\lambda}{a_1 - (D - w)}. \quad (2.6)$$

Если ширина фронта детонационной волны  $\lambda$  мала по сравнению с диаметром трубы  $d$ , то в плоскости фронта  $J$  может разместиться  $n$  возмущений:

$$n = \left( \frac{d}{\Delta y} \right)^2, \quad (2.7)$$

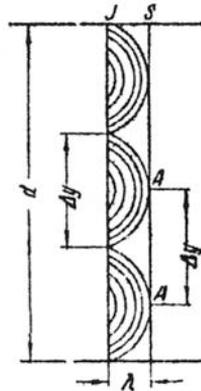
а в плоскости  $S$  соответственно столько же косых скачков уплотнения, т. е. изломов  $A$  ударной волны  $S$  (рис. 6). Отсюда среднее расстояние между изломами  $A$  или средний размер неоднородности в переднем ударном фронте  $S$ , равен среднему размеру неоднородности на фронте воспламенения  $J$ . Имея это в виду, исключая из уравнений (2.6), (2.4) и учитывая выражения (2.1), (2.2), свяжем размер неоднородности во фронте волны детонации  $\Delta y$  с периодом индукции самовоспламенения  $\tau$  и скоростью детонации  $D$  следующим образом:

$$\Delta y \sim \tau D \frac{2(\gamma - 1)/(\gamma + 1)}{1 - 1/\sqrt{2\gamma\gamma'(-1)}} = \tau D \beta, \quad (2.8)$$

где  $\beta$  – постоянная, равная при соответственно. Учитывая (2.7) и (2.8), получим зависимость среднего числа изломов  $n$  переднего ударного фронта волны детонации от геометрического ( $d$ ), газодинамического ( $D$ ) и кинетического ( $\tau$ ) факторов:

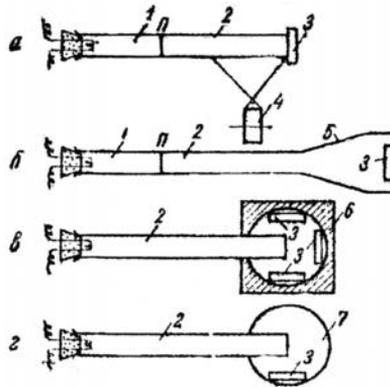
$$n \sim \left( \frac{d}{\tau D} \right)^2 \left[ \frac{1 - 1/\sqrt{2\gamma\gamma'(-1)}}{2(\gamma - 1)(\gamma + 1)} \right]^2 = \left( \frac{d}{\tau D} \right) \frac{1}{\beta^2}. \quad (2.9)$$

Из формулы (2.8) видно, что средний размер неоднородности  $\Delta y$  определяется периодом индукции самовоспламенения  $\tau$ , так как скорость детонации  $D$  даже с приближением к пределу распространения детонации меняется мало.



**Рис. 6.** Схема распространения возмущений от фронта воспламенения  $J$  и появления изломов в переднем ударном фронте  $S$  (к выводу зависимости среднего размера неоднородности во фронте детонаций от газодинамических и кинетических факторов)

**3. Экспериментальная часть.** *а) Измерения периодических неоднородностей во фронте детонации в трубе постоянного сечения.* Предварительные опыты показали, что неоднородности в виде косых скачков уплотнения и двойных отражений оставляют следы при ударе волны детонации о закопченную стеклянную пластину, помещенную в торце трубы. Это явление мы использовали для исследования структуры переднего фронта детонации. Установка, схема которой показана на рис. 7, а, представляла собой трубу с внутренним диаметром 30 мм, разделенную перегородкой *П* из медной фольги толщиной 0,05 мм на секцию «высокого давления» *1* и секцию низкого давления *2*. Длина первой секции ~1,5 м, длина второй ~2 м. Обе секции заполнялись смесью. Секция *1* до давления от 3 кг/см<sup>2</sup> до 600 мм рт. ст., а секция *2* – металлическая или прочная стеклянная труба – до давления от 3 кг/см<sup>2</sup> до 50 мм рт. ст. Перегородка *П* ставилась только тогда, когда давление в секции *2* было ниже 600 мм рт. ст. Давление в секции *1* при этом было всегда 600 мм рт. ст. В конце секции *2* устанавливалась стеклянная пластинка *3* толщиной 5 мм, покрытая перед опытом равномерным тонким слоем сажи. Смесью в секции *1* поджигалась слабым источником воспламенения – пережогом медной проволоочки от сети переменного тока в 220 В. Для ускорения перехода горения в детонацию [18] в секцию *1* вставлялась проволочная спираль длиной ~70 см с шагом ~10 мм их проволоки толщиной ~1,5 мм, плотно прилегающая к стенкам трубы. Детонация, возникшая в секции *1*, доходила до перегородки *П*, прорывала ее и инициировала в секции *2* детонацию, которая на пути в ~2 м к моменту ее столкновения с закопченной пластинкой *3* становилась вполне стационарной.



**Рис. 7.** Схема экспериментальной установки:

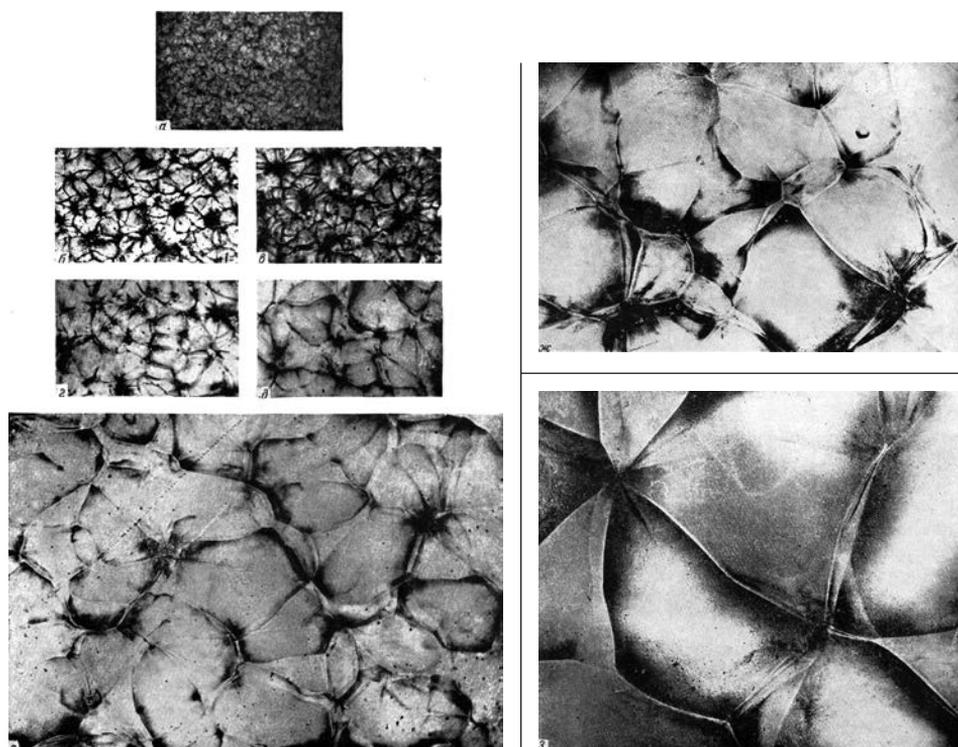
- 1* – секция «высокого» давления; *2* – секция «низкого давления»; *П* – перегородка;  
*3* – закопченная стеклянная пластинка; *4* – фоторегистратор; *5* – коническая секция;  
*6* – толстостенная металлическая бомба; *7* – тонкий прозрачный резиновый шар

На закопченных пластинках отчетливо обнаруживались отпечатки периодических неоднородностей, их можно было наблюдать визуально или измерять на фотографиях, полученных с пластин.

В опытах, кроме того, с помощью фоторегистратора *4* процесс распространения детонации фотографировался и измерялась скорость волны, падающей на торцевую пластинку *3*. Это делалось, когда секция *2* представляла собою прочную сте-

клянную трубу. Секция 2 перед опытом тоже покрывалась сажей, и полученный на ней следовой отпечаток можно было рассматривать вместе со следовым отпечатком на торцевой пластинке.

На рис. 8 приведены негативные фотографии с торцевых стеклянных пластинок для различных начальных давлений горючей смеси. Белые места на фотографиях соответствуют тем участкам пластинки, на которых сажа полностью сохранилась и уплотнилась настолько сильно, что в отраженном свете эти участки сильно блестят; они представляют собой неискаженные (не затронутые изломами) участки переднего ударного фронта  $S$ . Тонкие линии, ограничивающие белые места, соответствуют следам изломов переднего ударного фронта, зафиксированных в момент прихода их к закопченной пластинке 3. Темные участки на фотографиях выявляют те места, где сходится несколько тонких линий и можно думать, что эти участки соответствуют двойным отражениям, в которых раньше всего инициируется химическая реакция самовоспламенения, вызывающая местный разброс частиц сажи. На рис. 9 приводится график зависимости  $\Delta u$  от  $p_0$ , полученный при обработке фотографий, когда волна детонации распространялась в цилиндрической трубе диаметром 30 мм (верхняя кривая).



**Рис. 8.** Фотографии с отпечатков на закопченных стеклянных пластинках, оставленных волной детонации при различных начальных давлениях исходной смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ :  
 $a - p_0 = 3 \text{ кг/см}^2$ ;  $b - p_0 = 1 \text{ кг/см}^2$ ;  $в - p_0 = 1 \text{ кг/см}^2$  (сферическая детонация в резиновом шаре);  $г - p_0 = 500 \text{ мм рт. ст.}$ ;  $д - p_0 = 400 \text{ мм рт. ст.}$ ;  $е - p_0 = 300 \text{ мм рт. ст.}$ ;  $жс - p_0 = 200 \text{ мм рт. ст.}$ ;  $з - p_0 = 90 \text{ мм рт. ст.}$

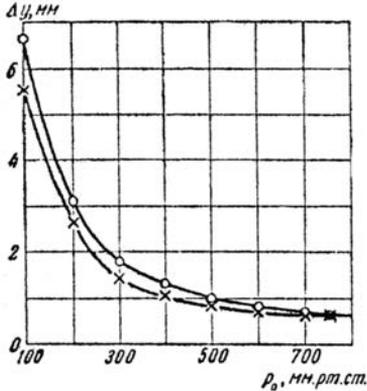


Рис. 9. Зависимость среднего размера неоднородности во фронте детонации от начального давления смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ : верхняя кривая для трубы диаметром 30 мм; нижняя кривая для трубы диаметром 70 мм

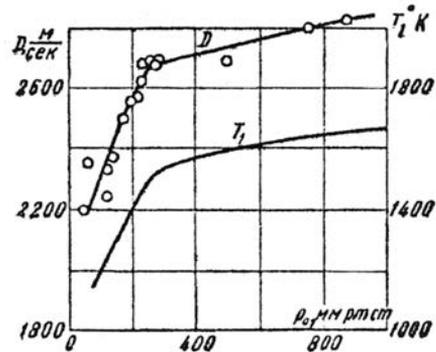


Рис. 10. Зависимость скорости детонации  $D$  и средней температуры  $T_1$  за передним ударным фронтом волны от начального давления смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  (диаметр трубы 16 мм)

Из графика, так же как и из фотографий, приведенных на рис. 8, видно, что с уменьшением начального давления  $p_0$  в исходной смеси размер неоднородности  $\Delta z$  увеличивается.

Особенно резкое возрастание этого размера происходит при уменьшении начального давления  $p_0$  ниже  $\sim 300$  мм рт. ст., когда, как это видно из рис. 10, наблюдается резкое падение скорости детонации и расчетной температуры ударно-сжатой смеси [19].

Анализ результатов, приведенных на рис. 9 и 10, подтверждает вывод, вытекающий из соотношения (2.8), что значительный рост размеров неоднородностей вблизи предела распространения детонации определяется сильным увеличением периода индукции самовоспламенения  $\tau$ , несмотря на некоторое уменьшение скорости детонации  $D$ , т. е. определяется реакционно-кинетическими, а не газодинамическими факторами.

б) Изучение периодических неоднородностей во фронте детонации в расширяющемся конусе и пространстве, не ограниченном стенками сосуда. Схемы постановки экспериментов, выполненных с той же смесью водорода с кислородом, изображены на рис. 7, б–г. В опытах с расширяющимся конусом (рис. 7, б) к секции 2 присоединялась секция 5. Она состояла из двух цилиндрических участков с внутренними диаметрами 30 мм (длиною 50 мм) и 70 мм (длиною 500 мм), соединенных расширяющимся конусом длиной 500 мм. Вся секция 5 была сварена из листовой меди. На ее торце располагалась одна или несколько закопченных пластинок 3.

Опыты с расширяющимся конусом показали, что если детонация стационарно распространяется в секции 2, то она не разрушается при переходе из трубы диаметром 30 мм в трубу диаметром 70 мм. При этом общее количество неоднородностей во всем фронте волны детонации растет по мере увеличения поверхности переднего ударного фронта волны  $S$ . Особенно наглядно это можно было наблюдать в опытах, в которых секция 5 была изготовлена из достаточно прочного стекла. По следовым отпечаткам на стенках расширяющегося стеклянного конуса можно было проследить за ростом числа неоднородностей по мере увеличения общей поверх-

ности фронта детонации. При вхождении одноголовой спиновой детонации в расширяющийся конус число неоднородностей увеличилось и детонация из спиновой переходила в пульсирующую.

Торцевые отпечатки неоднородностей во фронте пульсирующей детонации для трубы диаметром 70 мм ничем не отличаются от таковых, полученных для трубы диаметром 30 мм, поэтому их фотографии не приводятся. По фотографиям, как и прежде, подсчитывался средний размер неоднородностей  $\Delta u$  во фронте волны детонации для различных начальных давлений горючей смеси. Результаты обработки даны на рис. 9 (нижняя кривая). Здесь мы также видим, что с уменьшением начального давления исходной смеси средний размер неоднородности увеличивается. Из кривых на рис. 9 видно, что при данном давлении  $p_0$  исходной смеси средний размер неоднородности  $\Delta u$  во фронте детонации при переходе ее из узкой трубы в широкую несколько уменьшается, а количество неоднородностей на единицу поверхности волны увеличивается. Эта разница исчезает при давлениях, близких к атмосферному. Уменьшение среднего размера неоднородности  $\Delta u$  по выходе детонации из узкой трубы в широкую и сопутствующее незначительное увеличение скорости  $D$  еще раз подтверждают вывод, вытекающий из соотношения (2.8) о том, что  $\Delta u$  определяется только реакционно-кинетическими факторами. Увеличение установленной скорости детонации в широкой трубе при низких начальных давлениях  $p_0$  исходной смеси, происходящее из-за уменьшения потерь в волне, приводит, вследствие некоторого повышения температуры газа в переднем ударном фронте, к уменьшению  $\tau$  и соответствующему уменьшению  $\Delta u$ . При давлениях, близких к атмосферному, т. е. достаточно далеко от предела распространения детонации, ее скорость не изменяется при переходе из узкой трубы в широкую, поэтому и средний размер неоднородности остается неизменным.

Опыты с расширяющимся конусом показывают, что существование периодических неоднородностей во фронте детонации связано не с наличием стенки трубы, а с механизмом детонационного сгорания. Они заставляют предполагать, что при распространении детонационной волны в неограниченном пространстве число неоднородностей по мере увеличения поверхности волны должно неограниченно возрастать, поскольку перевод детонационной волны из узкой трубы в широкую может рассматриваться как частный случай сферической детонации. С этой целью были поставлены опыты, в которых детонация из секции 2 (диаметр трубы 30 мм) выходила в сферический объем прочной металлической бомбы (рис. 7, в), снабженной окнами для фотографирования и имеющей внутренний диаметр 30 см. На внутренних стенках сферы ставили в разных местах несколько пластинок 3, покрытых сажей. Объем бомбы, так же как и секция заполнялся стехиометрической смесью водорода с кислородом до атмосферного давления. Инициированная в секции 2 детонация при переходе в сферический объем не разрушалась, поскольку диаметр секции 2 удовлетворял критерию Я. Б. Зельдовича, С. М. Когарко и Н. Н. Симонова [16].

Опыты показали, что на пластинках, установленных в различных местах, фиксируются неоднородности, характер и средний размер которых ничем не отличаются от неоднородностей, зарегистрированных при атмосферном давлении в трубах диаметром 30 и 70 мм. Для большей убедительности были поставлены опыты, в которых детонация из секции 2 выходила в сферу (диаметром от 20 до 30 см), ограниченную тонкими прозрачными стенками резинового шара 7 (рис. 7, з). Шар, как и секция 2, заполнялся смесью водорода с кислородом стехиометрического состава. Оказалось, что и в этом случае на пластинках 3 фиксируются неоднородности

во фронте сферической детонации (рис. 8, в), характер и средний размер которых тоже ничем не отличаются от зарегистрированных при атмосферном давлении в трубах диаметром 30 и 70 мм и в прочной сферической бомбе. Измеренная с помощью фоторегистратора скорость сферической детонации не отличалась от скорости детонации, распространяющейся в секции 2. Эти опыты убедительно показывают, что сферическая детонация также является пульсирующей и неоднородности в ее фронте зарождаются самопроизвольно, они не связаны со стенками сосуда.

**4. Обсуждение результатов эксперимента.** *а) О механизме детонационного сгорания.* Опыты, описанные выше, позволяют расширить представления [9] о механизме распространения пульсирующей газовой детонации, лучше понять совокупность промежуточных состояний и процессов, которые претерпевает горючая газовая смесь при детонационном сгорании. Прежде всего опыты свидетельствуют о первостепенной роли неустойчивости фронта воспламенения  $J$  в механизме распространения детонационного сгорания. Именно эта неустойчивость в течение всего времени распространения детонации является неиссякаемым источником, вызывающим к жизни изломы переднего ударного фронта  $S$ , столкновение которых приводит к образованию двойных отражений. Газ в области двойного отражения, нагреваясь до более высокой температуры, чем в плоской или косой волне, самовоспламеняется через наиболее короткое время, образуя надежный источник поджигания смеси. Воспламенение вызывает ударное возмущение, нарушающее двойное отражение, после (чего для воспламенения газа, прошедшего ударный фронт  $S$ , требуется опять более длительное время  $\tau$ , приводящее к образованию неустойчивой зоны воспламенения  $J$ ). Неустойчивость вновь вызывает к жизни изломы переднего ударного фронта  $S$ , которые сталкиваются, снова образуя двойные отражения; цикл периодически повторяется.

При распространении стационарной детонации со средней скоростью  $D = \text{const}$  в трубе постоянного сечения среднее число изломов, которое может поддерживаться неустойчивостью и таким образом существовать, в любой момент времени, пока есть детонация, остается неизменным и определяется соотношением (2.9). При распространении в трубе постоянного сечения нестационарной, например, пересжатой детонации, возникающей от подрыва навески азидов свинца, среднее число изломов  $n$  на участке, близком к месту инициирования, не остается постоянным, а постепенно уменьшается по мере удаления от источника инициирования. Это – экспериментальный факт, и он тоже согласуется с выражением (2.9), поскольку постепенное уменьшение скорости детонации  $D$  (и, разумеется,  $T_1$ ) из-за ослабления «подпора» от энергии мощного инициатора приводит к увеличению  $\tau$  и, следовательно, к уменьшению  $n$ , до тех пор, пока не установится стационарная детонация. При распространении детонации в расширяющемся конусе или при сферической детонации общее количество изломов во фронте детонации растет из-за того, что с ростом площади поверхности фронта общее число неоднородностей (возмущений), возникающих (размещающихся) на нем, увеличивается,

*б) Критерий предела существования спиновой и пульсирующей детонаций.* Опыты, описанные выше, подтверждают правильность предположений, вытекающих из соотношений (2.8) и (2.9), о том, что средний размер неоднородности определяется реакционно-кинетическим фактором  $\tau$ , а среднее количество изломов  $n$  в переднем ударном фронте волны детонации, распространяющейся в трубе постоянного сечения, зависит от геометрического ( $d$ ), кинетического ( $\tau$ ) и газодинамического ( $D$ ) факторов.

Поскольку существование волны детонации неразрывно связано с наличием изломов в ее переднем ударном фронте, обеспечивающих поджигание газа в ней, то соотношение (2.9), записанное в виде

$$n = \left( \frac{d}{\tau D} \right)^2 \frac{1}{\beta^2} \geq 1, \quad (4.1)$$

равносильно условию существования волны детонации. Равенство левой части этого критерия единице есть условие существования спиновой детонации (один излом). Если левая часть критерия (4.1) больше единицы, то имеет место пульсирующая детонация.

Надо иметь в виду, что требуется применение аппаратуры с высокой разрешающей способностью, чтобы в случае весьма большого значения левой части критерия (4.1) распознать пульсирующую детонацию, которая ввиду очень малых размеров неоднородностей может восприниматься как «нормальная». В опытах со стехиометрической ацетилено-кислородной смесью при атмосферном давлении нам удалось зарегистрировать на торцевых отпечатках размер неоднородности  $\Delta u \sim 0,1$  мм, что соответствует  $\tau \sim 10^{-7}$  сек и  $n \sim 10^5$  изломам во всем фронте детонации, распространяющейся в трубе диаметром 30 мм. Значение  $\tau \sim 10^{-7}$  сек близко к предельному времени химической реакции, определяемому временем возбуждения колебательных уровней в молекуле [20]. При достижении предельного времени критерий неустойчивости (1.1), ввиду независимости времени реакции от температуры, теряет силу. Поэтому при очень коротких временах реакции пульсирующая (и спиновая) детонация может не наблюдаться [21].

Выражение (4.1) в принципе позволяет теоретически предвычислить число изломов  $n$  в переднем ударном фронте волны детонации и рассчитать пределы распространения детонации в трубе заданного диаметра  $d$ . Это возможно, во-первых, если для заданной горючей смеси по термохимическим данным можно точно, с учетом всех видов потерь, вычислить скорость детонации  $D$  и по этой скорости, равной скорости движения ударного переднего фронта волны, определить температуру  $T_1$  ударно-сжатого газа. Во-вторых, если известна температурная зависимость запаздывания воспламенения и можно по значению температуры  $T_1$  определить период индукции самовоспламенения  $\tau$ . Анализ критерия (4.1) показывает, что поскольку  $D$  и  $\tau$  не могут быть произвольно заданными величинами, то стационарное распространение спиновой детонации – один излом – в трубе сколько угодно большого диаметра, по-видимому, не осуществимо. Поэтому утверждение [22, 23] о наличии стационарной спиновой детонации у пределов ее распространения не должно относиться к слишком большим диаметрам труб и, разумеется, к распространению сферической детонации.

В заключение отметим, что ограниченность сведений о высокотемпературной кинетике химических реакций не позволяет во многих случаях определить период индукции самовоспламенения при высоких температурах. Поскольку было показано, что размер неоднородностей  $\Delta u$  во фронте волны детонации является функцией  $\tau$  и  $D$ , то представляло бы интерес использовать эту функциональную зависимость для обратного вычисления из уравнения (2,8) по измеренным из опыта величинам  $\Delta u$  и  $D$ .

Авторы выражают благодарность С. М. Когарко за полезные дискуссии.

**Литература**

1. Зельдович Я. Б. К теории распространения детонации в газообразных системах. ЖЭТФ, 1940, т. 10, 542.
2. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов. Изд-во АН СССР, 1944.
3. Doring W. Uber den Detonationsvorgang in Gasen. Ann. Physik, 1943, 43, 421.
4. Щёлкин К. И. Два случая неустойчивого горения. ЖЭТФ, 1959, т. 36, 600.
5. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах. ДАН, 1959, т. 125, № 1, 110.
6. Дубовик А. О., Чурбаков А. И. Высокоскоростной фоторегистратор непрерывного действия ЖФР. Оптико-механическая промышленность, 1959, № 1.
7. Шнирман Г. Л., Дубовик А. С., Кевлишвили П. В. Скоростная фоторегитрирующая установка. АН СССР. Филиал Всесоюзного института научной и технической информации, М., 1957.
8. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Структура газовой детонации в трубах. ЖТФ, 1960, т. 30, вып. 4, 450.
9. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Механизм детонационного сгорания. Ж. приклад. механики. и технич. физики, 1960, № 1.
10. Курант Г., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. ИИЛ, М., 1930.
11. Войцеховский Б. В., Котов Б. Е., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. Оптические исследования поперечных детонационных волн, Изв. Сибирского отд. АН СССР, 1958, № 9, 44.
12. Ракипова Х. А., Трошин Я. К., Щёлкин К. И. Измерение нормальных скоростей пламени ацетилено-кислородных смесей. ЖТФ, 1947, т. 17, вып. 12, 1397.
13. Щёлкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. Военное изд-во Мин-ва вооруж. сил СССР, М., 1949.
14. Солоухин Р. И. О расходящейся волне спиновой детонации. Изв. АН СССР. ОТН, Механика и машиностроение, 1959, № 6, 145.
15. Manson N. a. Ferrie F. Contribution to the Study of spherical detonation waves, Fourth Symposium on Combustion 486, Baltimore, 1953.
16. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации. ЖТФ, 1956, т. 26, вып. 8, 1744.
17. Когарко С. М. О возможности детонация газовых смесей в конусных трубах. Изв. АН СССР. ОТН, 1956, № 4, 419.
18. Щёлкин К. И. Возникновение детонации в газах в шероховатых трубах. ЖТФ, 1947, т. 27, вып. 5, 613.
19. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К., Щёлкин К. И. Об аналогии между горением в детонационной волне и в ракетном двигателе. Изв. АН СССР, ОТН, Энергетика и автоматика, 1959, № 6, 79.
20. Сербинов А. И. К вопросу об оценке реакционной способности взрывчатых веществ. ДАН, 1959, т. 129, № 3, 627. 21. Щёлкин К. И. Детонационные процессы. Вестн. АН СССР, 1960, № 2.
22. Ракипова Х. А., Трошин Я. К. и Щёлкин К. И. Спин у пределов детонации. ЖТФ, 1947, т. 17, вып. 12, 1409.
23. Трошин Я. К., Щёлкин К. И. О спине у пределов газовой детонации. Изв. АН СССР, ОТН, 1957, № 8, 142.

Журнал прикладной механики и технической физики. – 1960. – № 2. – С. 78–89.

## Детонационные процессы

К.И. Щёлкин

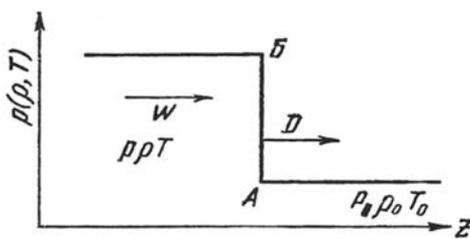
В конце прошлого столетия катастрофические взрывы в угольных шахтах побудили ученых ряда стран заняться детальным исследованием распространения пламени в газах.

Важнейшим научным результатом этих работ было открытие в 1881 г. четырьмя французскими химиками (Маляром и Ле Шателье и, независимо от них, Бертло и Вьейем) детонации газов – распространения горения с равномерной, вполне определенной для каждого горючего состава, сверхзвуковой скоростью порядка 2–3 км в секунду. С тех пор это интересное и сложное явление, неизвестное в естественных природных условиях и порожденное развитием техники, успешно изучается учеными разных стран.

Исследователи сразу же заинтересовались вопросом: какой физический процесс продвигает горение со столь большой скоростью? Теплопроводность и диффузия, обуславливающие распространение медленного пламени, не могли объяснить сверхзвуковых скоростей детонации. Маляр и Ле Шателье нашли верное направление, отведя сжатие газа главную роль в распространении детонационного сгорания.

Классическая теория детонации, основанная на теории ударных волн, принадлежит русскому физiku В.А. Михельсону, опубликовавшему ее в 1890 г. Однако о работе Михельсона за границей не знали, и через 9 лет теорию детонации самостоятельно создал английский ученый Чепмен.

Основные положения этой теории следующие. В детонационной волне, как и в ударной, газ сжимается резко. Между прочим, ударное сжатие, благодаря резкости, нагревает газ сильнее адиабатического. При неограниченном увеличении давления в ударной волне отношение плотности сжатого газа к начальной (сжатие) стремится к конечному значению, для идеального газа пропорциональному теплоемкости. При этом предельное относительное сжатие одноатомного газа равно четырем, двухатомного – шести.



**Рис. 1.** Схема детонационной волны:  
 $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $T_0$  – давление, плотность и температура исходного газа;  
 $p$ ,  $\rho$ ,  $T$  – продуктов сгорания;  $D$  – скорость фронта детонации;  
 $AB$  – скорость продуктов горения

Распределение давления (плотности, температуры) в детонационной волне показано на рис. 1. Для описания детонации надо найти 5 неизвестных величин: скорость фронта  $D$ , давление, плотность, температуру и скорость продуктов горения. Начальное состояние смеси (давление, плотность, температура), теплота сгорания, теплоемкость несгоревшего газа и продуктов горения считаются известными. Для определения неизвестных составляются три уравнения: сохранения массы, количества движения и энергии при переходе газа через фронт волны  $AB$ . В уравне-

нии сохранения энергии, в отличие от теории ударных волн, учитывается теплота сгорания. Четвертым служит уравнение состояния продуктов горения; для газов это обычно уравнение Клапейрона. Четырех уравнений, разумеется, недостаточно для определения пяти неизвестных. Поскольку пятое уравнение отсутствовало, ограничивались вычислением четырех величин, если пятая, например скорость детонации, оказывалась заданной.

На рис. 2 кривая  $\Gamma$  (кривая Гюгоню – по имени автора теории ударных волн) показывает зависимость давления продуктов сгорания от их удельного объема – величины, обратной плотности ( $v = 1/\rho$ ), кривая  $I$  характеризует аналогичную зависимость в ударной волне (для несгоревшего газа). Исходное состояние в обоих случаях – точка  $A$ . Скорость детонации определяется тангенсом (в степени  $1/2$ ) угла наклона к горизонтали прямой, проведенной из  $A$  к точке со значением давления в волне детонации. Как видно из рис. 2, законы сохранения массы, количества движения и энергии допускают существование непрерывного спектра скоростей детонации от минимального ее значения, определяемого касательной  $AB$ , до бесконечности, коль скоро из точки  $A$  можно провести между  $AB$  и вертикалью сколько угодно прямых, пересекающих кривую  $\Gamma$ .

Найти пятое уравнение означало отыскать способ выбора из сплошного спектра одного значения скорости. Многие интуитивно отдавали предпочтение скорости, определяемой касательной  $AB$ , но доказать правильность этого никто не мог.

Наконец, французский исследователь Жуге заметил очень важную особенность точки  $B$ . В состоянии  $B$  скорость фронта волны относительно продуктов сгорания точно равна скорости звука в них. Для всех остальных точек кривой  $\Gamma$ , лежащих выше  $B$ , скорость волны меньше скорости звука. Такое свойство точки  $B$  приводит к важному следствию: волны разрежения, появляющиеся за фронтом детонации, не достигают его; они движутся по продуктам горения со скоростью звука, а фронт с той же скоростью уходит вперед. Напротив, детонация с давлением более высоким, чем в точке  $B$ , ослабляется волнами разрежения, догоняющими ее фронт до тех пор, пока давление не понизится до его значения в точке  $B$ . Разрежение за фронтом существует в трубе всегда, даже если нет охлаждения продуктов сгорания. В детонационной волне газ смещается в ту же сторону, куда идет ее фронт, стало быть где-то сзади, откуда ушел газ, появляется разрежение. Его можно устранить, поджимая продукты сгорания каким-либо способом, например поршнем, тогда пересжатая детонация станет устойчивой. В рассматриваемом случае свободного распространения детонации устойчивым будет лишь состояние в точке  $B$ .

Таким образом, пятое уравнение, называемое условием отбора скорости или условием Жуге, оказалось очень простым: скорость волны относительно продуктов

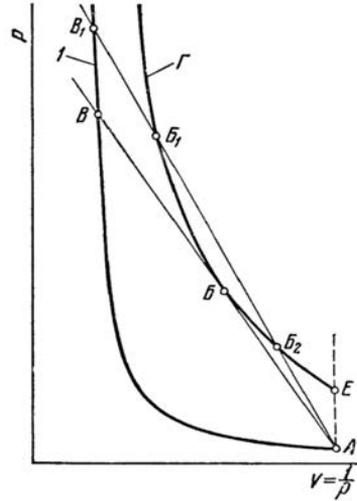


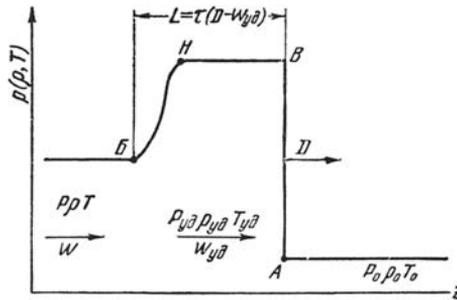
Рис. 2.  $p, V$ -диаграммы:  
 $I$  – для ударной волны;  
 $\Gamma$  – для продуктов детонации;  
 $A$  – исходная точка для обеих кривых

горения равна скорости звука в них. Теория получила завершение, все пять неизвестных стали определяться по исходным данным.

Но победа была все же неполной: оставалось неясным, почему не осуществляются состояния, лежащие на нижнем участке кривой Гюгонио, между точками *B* и *E*?

Решение этого вопроса, как часто бывает в науке, потребовало нового освещения всей проблемы.

Ранее полагали, что газ из состояния *A* (рис. 1 и 2) мгновенно переходит в состояние *B*. Однако, как справедливо заметил Я. Б. Зельдович<sup>29</sup>, сгорание начинается не мгновенно и занимает некоторое время  $\tau$ . Поэтому перед продуктами сгорания существует участок сжатой, нагретой, но еще непрореагировавшей смеси, передняя граница которого – фронт ударного сжатия – движется со скоростью детонации. Состояние сжатой смеси должно находиться одновременно на кривой *I* и на продолжении прямой *AB*, т. е. в точке пересечения *B* (рис. 2). Распределение давления в детонационной волне следует поэтому дополнить зоной повышенного давления *ВНБ*, как это изображено на рис. 3. Форма кривой *ВНБ* зависит от закона протекания химической реакции, определяющей энерговыделение. Для разных случаев протекания химической реакции Я. Б. Зельдович вычислил распределение давления, плотности и скорости газа



**Рис. 3.** Схема детонации как комплекса: ударная волна – зона реакции:

*L* – ширина зоны реакции;  $\tau$  – время реакции; вследствие сильной (экспоненциальной) зависимости скорости реакции от температуры энерговыделение происходит на малом участке *НБ* в зоне *ВНБ*. Он развил также методику, позволяющую рассчитывать скорость детонации и движения продуктов за ее фронтом при наличии потерь энергии, например на трение в зоне химической реакции.

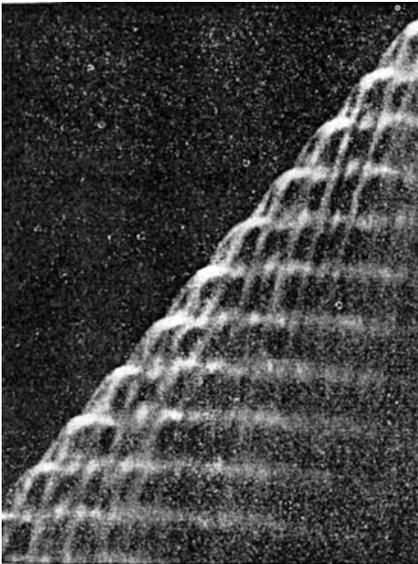
Уточнив строение детонационной волны, легко понять предложенное Я.Б. Зельдовичем объяснение невозможности состояний на отрезке *BE* (рис. 2). Для осуществления, например, состояния *B*<sub>2</sub> газ, попав из *A* в *B*<sub>1</sub>, должен, пройдя точку *B*<sub>1</sub>, двигаться далее по прямой в точку *B*<sub>2</sub>. Именно по прямой, потому что все участки волны движутся с одной и той же скоростью, определяемой наклоном прямой *AB*<sub>1</sub>. Но состояния, находящиеся на прямой между *B*<sub>1</sub> и *B*<sub>2</sub>, коль скоро они лежат выше кривой *Г*, требуют более высоких тепловыделений, чем в нашей смеси, описываемой кривой *Г*. Иначе говоря, на прямой между *B*<sub>1</sub> и *B*<sub>2</sub>, когда зажигание вызывается ударным сжатием, находится энергетический барьер, для преодоления которого в

<sup>29</sup> Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации. М., 1955.

газе нет запаса энергии. Поэтому состояния  $B_2$  и другие точки на участке между  $B$  и  $E$  недостижимы и не осуществляются. Эти состояния, соответствующие недосжатой детонации, могут быть достигнуты поджиганием смеси с заданной скоростью, например множеством слабых искровых разрядов. Одновременный разряд во всех искровых промежутках, имитирующий бесконечную скорость распространения горения, может быть охарактеризован состоянием в точке  $E$ , соответствующим сгоранию при постоянном объеме. Скорость продуктов реакции при этом равна нулю.

Итак, классическая теория была завершена. Развита для газов, она успешно применяется к детонации конденсированных взрывчатых веществ, кстати говоря, распространяющейся со скоростью до 8 и более километров в секунду и обладающей давлениями во фронте порядка 100–200 тыс. атмосфер. Надежность расчетов для взрывчатых веществ увеличилась после создания Л.Д. Ландау и К.П. Станюковичем теоретически обоснованного уравнения состояния продуктов взрыва, которое вытеснило многочисленные эмпирические формулы.

Теория детонации казалась исчерпывающе полной. Но существовал экспериментальный факт, не укладывавшийся в рамки схемы плоской детонации. Англичане Кемпбелл и Вудхед в 1926 г. открыли в смеси окиси углерода с кислородом спирную детонацию, в которой воспламенение сосредоточено в ядре, вращающемся одновременно с движением вперед вокруг оси трубы (спин) и, таким образом, описывающем спираль с шагом, равным примерно трем диаметрам трубы. За ядром, как хвост за головой кометы, тянется зона горения, заполняющая все сечение трубы на длине одного–трех ее калибров. Развертка движения спиновой детонации на перемещающуюся пленку обнаруживает волнистую линию фронта и характерную полосатую структуру послесвечения (рис. 4). Она резко отличается от фотографии нормальной (не спиновой) детонации, приведенной на рис. 5.



**Рис. 4.** Фотография спиновой детонации на движущуюся пленку. Волна распространяется справа налево

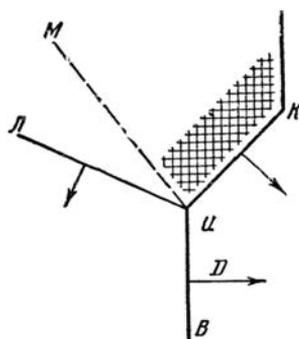


**Рис. 5.** Развертка движения нормальной детонации на перемещающуюся пленку

Вскоре спин был обнаружен и в других медленно реагирующих смесях. Х.А. Ракипова, Я.К. Трошин и К.И. Щелкин получили спиновую детонацию в типичной неспиновой смеси водорода с кислородом, приближаясь к пределам распространения детонации в ней различными способами – либо обогащением или обеднением смеси водородом, либо уменьшением диаметра трубы, либо понижением начального давления. Стало ясно, детонация приобретает спиновый характер в любой смеси, если до какого-то значения увеличивается отношение ширины зоны химической реакции  $L$  к диаметру трубы (рис. 3).

Автору этой статьи удалось показать<sup>30</sup>, что ядро спина представляет собой косую (изломанную) ударную волну, в которой смесь зажигается легче, чем в плоской волне, поскольку температура и давление в ней значительно выше. Косая волна появляется вследствие неустойчивости к возмущениям комплекса: ударная волна – следующая за ней плоская зона воспламенения (рис. 3). Когда размер косого скачка, пропорциональный ширине зоны реакции в плоской волне, сравнивается с радиусом (диаметром) трубы, появляется одноголовый спин; увеличение диаметра трубы или уменьшение ширины зоны реакции позволяет разместиться на сечении трубы двум или более косым скачкам, возникает двух- (или более) головый спин. Направляя спиновую детонацию в сильно шероховатую трубу, можно устранить спин. В местах отражения фронта волны  $AB$  (рис. 3) от шероховатостей возникают зоны повышенной температуры – местные очаги зажигания, воспламенение из зоны  $НБ$  переносится вплотную к плоскости  $AB$ , фронт детонации стабилизируется, спин исчезает. Между прочим, скорость детонации в сильно шероховатой трубе ниже, чем в гладкой, она вследствие зависимости от аппаратурных условий теряет в шероховатой трубе свойства физико-химической константы смеси.

На рис. 6 дана схема косой детонации. Ее строение объясняет характерную структуру послесвечения, в частности, ударная волна  $ИЛ$  служит источником появления почти горизонтальных полос (рис. 4).



**Рис. 6.** Схема косого детонационного скачка:

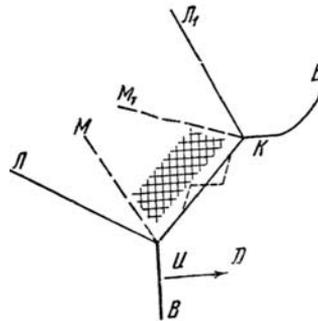
- $ВИ$  – ударная волна, движущаяся со скоростью детонации;
- $ИК$  – косой скачок, заштрихованная область – зона воспламенения;
- $ИЛ$  – слабая ударная волна;
- $ИМ$  – тангенциальный разрыв скорости

<sup>30</sup> Щёлкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. М., 1949.

Как бы не было привлекательно, особенно для автора, такое объяснение спиновой детонации имело слабое место. Косая детонация распространяется относительно невозмущенного газа со значительно большей скоростью (~1,4 раза), чем плоская. Стало быть, состояние в ней изображается на рис. 2 точкой, лежащей выше точки *Б*. Почему же косая волна не затухает? Ведь, согласно Жуге, такая волна неизбежно уменьшается по интенсивности, пока состояние в ней не опустится до точки *Б*.

С этой трудностью справился Я.Б. Зельдович. Он показал, что в косой детонации, занимающей лишь часть сечения трубы, продукты горения сжимаются окружающим их несгоревшим газом, находящимся в остальной, большей части сечения. Косая детонация оказывается поэтому устойчивой пересжатой волной, за ее фронтом нет разрежения, способного ее ослабить, нет по крайней мере до тех пор, пока горение за косым участком не затягивается и остается в пределах области высокого давления *ВН* (рис. 3).

Описание спиновой детонации, как детонации, ведомой косым скачком уплотнения, получило достаточное обоснование. Но в деталях строения косога скачка пока еще нет полной ясности. В частности, как предполагают Ю.Н. Денисов и Я.К. Трошин, угол *К* (рис. 6), возможно, имеет вид, изображенный на рис. 7.



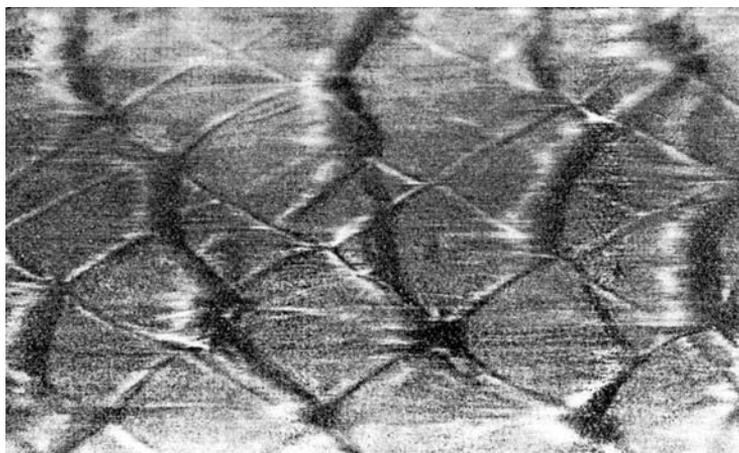
**Рис. 7.** Симметричный косой детонационный скачок:  $KL_1$  – ударная волна,  $KM_1$  – тангенциальный разрыв; остальные обозначения – те же, что и на рис. 6

Возникает общий вопрос: применима ли классическая теория плоской детонации к спиновой детонационной волне? Формально можно, составляя уравнения сохранения, писать их для начального и конечного состояний, не рассматривая зону, в которой воспламенение, начавшись в косом скачке, распространится по всему сечению трубы. При этом не учитывают ударную волну  $ИЛ$  и появляющееся из-за нее поперечное колебание газа, а также пренебрегают турбулентностью в тангенциальных разрывах  $ИМ$  (рис. 6 и 7). Данным способом можно приближенно вычислить скорость спиновой детонации (она удовлетворительно совпадает с опытом), определить состояние и скорость продуктов горения, но почти ничего нельзя сказать о зоне реакции. Расчет зоны реакции спиновой детонации, как трехмерного процесса, непомерно труден. Задача сильно упрощается, если превратить ее в двумерную, развернув движение по спирали на плоскость, как это показано на рис. 6. Для заданного энерговыделения угол между волнами  $ВИ$  и  $ИК$  (рис. 6 и 7) имеет

определенное значение. Зная из классической теории скорость фронта  $VI$ , можно по углу между  $VI$  и  $ИК$  найти скорость границы  $ИК$ , а затем определить соответствующую точку типа  $B$  на кривой  $\Gamma$  (рис. 2) и отыскать все остальные неизвестные во всех областях на рис. 6.

Обратимся к структуре фронта нормальной детонации. Столкновение двух нормальных детонационных волн, как заметили Ю.Н. Денисов и Я.К. Трошин<sup>31</sup>, оставляет на закопченной поверхности трубы извилистый след. Неровным оказывается и отпечаток от соударения нормальной детонации с плоской ударной волной; только две ударные волны дают при отражении друг от друга идеальную прямую линию. Нормальная детонация оставляет сетчатый отпечаток на закопченной стенке (рис. 8), указывающий на движение по поверхности детонационного фронта многих возмущений, которые отражаются друг от друга и в местах встречи образуют усиления волны и выбросы (пульсации) зоны горения. Эти возмущения, представляющие собой мелкие косые волны, искривляя поверхность детонационного фронта, делают неровным след от столкновения двух детонаций или от столкновения детонации с плоской ударной волной. Размер ячеек растет с приближением к пределу детонации. Словом, все происходит как и при спине, лишь с той разницей, что на сечении трубы размещается много косых скачков – диаметр трубы велик по сравнению с шириной зоны реакции. Эти скачки, не имея преимущественного направления движения, сталкиваются, в местах встречи смесь зажигается еще легче, чем в косых скачках, поверхность фронта приобретает вид щетки, он пульсирует.

В связи с этими опытами автор настоящей статьи возвратился к задаче о неустойчивости плоской детонационной волны<sup>32</sup>.



**Рис. 8.** След «нормальной» детонации на закопченной поверхности трубы.  
Волна распространяется справа налево

<sup>31</sup> Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. // Доклады Академии наук СССР. – 1959. – Т. 125. – С. 110.

<sup>32</sup> Щёлкин К. И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1959. – Т. 36. – С. 600.

Приближенный количественный анализ привел к критерию потери устойчивости плоской детонации:

$$\frac{E}{RT} \left[ 1 - \left( \frac{p_B}{p_B} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \geq 1, \quad (1)$$

где  $E$  – энергия активации реакции сгорания;  $T$  – температура в области  $BH$ ;  $p_B$  и  $p_B$  – давления в соответствующих точках кривой  $\Gamma$  (рис. 2);  $\gamma$  – отношение теплоемкостей.

Следующее рассуждение поможет уяснить качественно причину неустойчивости. Пусть время реакции горения какого-либо объема газа, занимающего часть сечения трубы, окажется больше  $\tau$  (рис. 3). Тогда этот объем, попав в зону левее  $B$ , где давление ниже, расширится в стороны, охладится, время его горения возрастет еще больше. Напротив, элемент, начавший реагировать ранее других, будет сжиматься и реагировать еще быстрее, поскольку он попадет в условия пересжатой детонации. Произвольное возмущение зоны  $BH$  (рис. 3) возрастает – это и есть неустойчивость.

Приближенные вычисления (точные очень трудоемки) по формуле (1) указывают на неустойчивость плоской детонации в типичных горючих смесях. Следовательно, пульсирующая структура фронта «нормальной» детонации должна быть очень распространенной.

Возвратимся к одноголовому спину и рассмотрим участок  $ИК$  косога скачка (рис. 6 и 7). Это – плоская пересжатая детонация, которая, если критерий (1) больше единицы, тоже должна терять устойчивость. Тогда на ней обязаны появиться возмущения (мелкие косые скачки), как это показано на рис. 7 пунктиром. Действительно, Ю.Н. Денисов и Я.К. Трошин обнаружили тонкую структуру ядра одноголового спина, указывающую на движение по нему мелких возмущений. Неустойчивость плоской волны увеличивает, если позволено так выразиться, живучесть детонации, создавая зоны с более высокой, чем в плоской волне, температурой – надежные очаги воспламенения. Неустойчивость одной формы детонации вызывает к жизни новые, более устойчивые ее виды.

Где предел? Не возникнут ли, например, на маленьком косом скачке (рис. 7) свои, еще меньшие, косые волны? Предел, конечно, есть. Прежде всего, с увеличением интенсивности волны (ее температуры в зоне  $B$ , рис. 2 и 3) значение критерия (1) уменьшается и может наступить устойчивость. Но есть и не тривиальный предел. Очень короткие времена реакций определяются длительностью возбуждения колебаний молекулы топлива. Зависимость времени реакции от температуры перестает быть экспоненциальной – время стремится к конечному пределу – и все выводы о неустойчивости теряют силу. Отсюда размер косых скачков не может быть слишком малым. Во взрывчатых веществах со сложной структурой молекулы и углеводородах, содержащих большое число атомов, минимальное время реакции, вероятно, составляет доли микросекунды. Очень интересно во многих отношениях исследование структуры детонации и устойчивости ее фронта в таких веществах.

Скептик может спросить: к чему все эти тонкости? Какое практическое значение имеют детали структуры детонации, особенно газовой, не применяющейся ни в одном техническом процессе?

Вместо ответа приведем некоторые результаты применения теории детонации к, казалось бы, далекому от нее явлению – к сгоранию в ракетной камере, имеющему глубокую аналогию с детонацией<sup>33</sup>.

Не вдаваясь в подробности, предположим, что в зоне 3 ракетной камеры (рис. 9) газ, как и в плоской детонации (рис. 3), последовательно воспламеняется (что не всегда справедливо). Тогда, применяя формулу (1), можно получить критерий появления высокочастотных пульсаций горения в камере:

$$(\gamma - 1)^2 \frac{E}{RT} \frac{M^2 Q}{c^2} \geq 1, \quad (2)$$

где  $M$  – число Маха в зоне 2;  $c$  – скорость звука в ней;  $Q$  – теплота сгорания на единицу массы. Критерий (2) получается из (1) с помощью уравнений детонации, если пренебречь квадратами и произведениями  $\Delta p / p$  и  $M$ , а  $Q / c^2$  считать большим по сравнению с единицей.

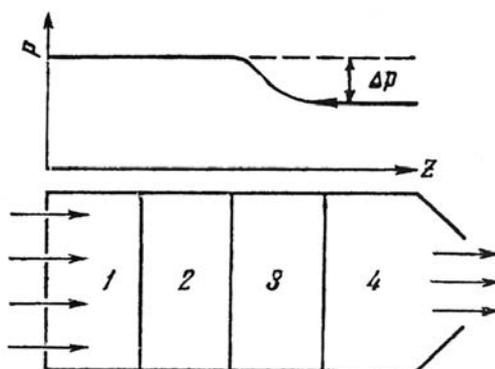


Рис. 9. Упрощенная схема ракетной камеры сгорания:

1–2 – зоны смешения топлива с окислителем и подогрева смеси; 3 – зона реакции;  
4 – продукты сгорания

Удивительно, как бывают неожиданны приложения науки! Пример с ракетной камерой, не переоценивая его практического значения, лишний раз подтверждает эту старую мысль.

К сожалению, размер статьи не позволяет углубиться в аналогию между детонацией и горением в камере, как не допускает обратиться к переходу медленного горения в детонацию, пределам ее распространения, детонации в шероховатых трубах, распространению взрыва в пылевоздушных смесях и т. п. Необычайно широка и многогранна эта увлекательная, содержащая переплетение множества разнородных процессов, область науки о горении и взрывах.

Вестник АН СССР. – 1960. – № 2. – С. 12–20.

<sup>33</sup> Денисов Ю. Н., Трошин Я. К., Щёлкин К. И. // Известия АН СССР, Отделение технических наук. Энергетика и автоматика. – 1959. – № 6. – С. 79.

## О доказательстве неосуществимости сильных дефлаграций и слабых детонаций

К.И. ЩЕЛКИН

1. Общее распространение получило доказательство невозможности сильных дефлаграций, физический смысл которого виден из рис. 1, где изображена адиабата Гюгонио  $H$ , построенная по уравнению  $\alpha$

$$\pi = \frac{q + \alpha - \sigma}{\alpha\sigma - 1} \quad (1)$$

и прямая Михельсона  $1-2-3$ , удовлетворяющая соотношению

$$\pi = (1 + \operatorname{tg} \theta) - \operatorname{tg} \theta \cdot \sigma \quad (2)$$

Тангенс угла наклона

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1 - \pi_2}{\sigma_2 - 1} \quad (3)$$

определяет скорость распространения дефлаграции, зависящую от физико-химических и аэродинамических характеристик газовой смеси.

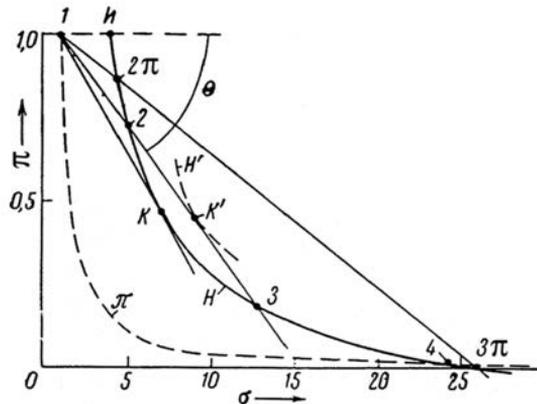


Рис. 1

В уравнениях (1)–(3)  $\pi$  и  $\sigma$  – давление и удельный объем газа, нормированные так, что в начальной точке  $\pi_1 = 1$ ,  $\sigma_1 = 1$ ;  $\alpha = (\gamma + 1) / \gamma - 1$ ,  $\gamma$  – отношение теплоемкостей;  $q = 2\gamma Q / c_1^2$  где  $Q / c_1^2$  – отношение теплового эффекта сгорания на единицу массы к квадрату скорости звука в начальном состоянии  $1$ .

На адиабате Гюгонио дефлаграция Жуге обозначена точкой  $K$ . Выше точки  $K$  на кривой  $H$  находятся состояния продуктов горения слабых дефлаграций, ниже – сильных. Для осуществления сильной дефлаграции состояние газа должно быть переведено по прямой из начальной точки  $1$  через  $2$  в  $3$ . Но все точки на отрезке прямой Михельсона между  $2$  и  $3$  соответствуют более высоким тепловыделениям

при горении, чем на кривой  $H$ . Область между 2 и 3 представляет собою энергетический барьер, для преодоления которого в газе нет запаса тепла. В этом и заключается суть общераспространенного доказательства невозможности сильных дефлаграций.

В модели Зельдовича–Неймана детонация представляется в виде дефлаграции, распространяющейся за ударной волной с равной ей скоростью (в лабораторной системе координат). Исходным состоянием для дефлаграции служит ударно-сжатый газ. Сильная детонация, следовательно, отождествляется со слабой дефлаграцией, а слабая детонация – с сильной дефлаграцией. Неосуществимость слабых детонаций доказывается точно так же, как и невозможность сильных дефлаграций.

2. Приведенное выше доказательство, вошедшее в наиболее фундаментальные руководства [1, 2], справедливое во многих практических случаях в принципе, неверно. Оно основано на неочевидном, особенно для детонационных процессов, предположении о положительности скорости химической реакции вдоль прямой Михельсона  $1-2-3$  (в пространстве – от несгоревшего газа к сгоревшему).

Вообразим диссоциацию продуктов горения, происходящую с некоторой задержкой. Тогда предположение о положительности скорости реакции, а с ним и все доказательство, теряет силу. Пусть, например, в первой стадии реакции выделится тепло, соответствующее смещенной вверх адиабате Гюгонио  $H'$ , затем, спустя некоторое время, часть теплоты реакции затратится на диссоциацию и стационарный случай – кривая  $H$  – будет определяться некоторой частью от максимального теплового эффекта. В этих условиях, с точки зрения приведенного выше доказательства, становится возможным преодоление энергетического барьера  $2-3$  и осуществление сильной дефлаграции и слабой детонации. Но в действительности и в этом случае сильная дефлаграция, как и слабая детонация в модели Зельдовича–Неймана, неосуществимы. Это обязано более общей термодинамической причине, чем наличию энергетического барьера между точками 2 и 3.

3. На рис. 2 приведена энтропия как функция удельного объема по ходу адиабаты Гюгонио (линия  $H$ ) и вдоль прямых Михельсона, проходящих через точки  $2-3$  (кривая  $M_2$ ) и  $K$  (кривая  $M_K$ ). Рис. 2 повторяет в плоскости  $S-\sigma$  рис. 1, соответственные точки имеют одинаковое обозначение. Но кроме дефлаграции (участок  $I2K2_13$ ) на рис. 2 изображена и детонационная часть кривой Гюгонио (левее  $\sigma = 1$ ) с острым минимумом энтропии  $J$ . Начальная точка  $\sigma_1 = 0$  и  $S = 0$  на график не попала, она находится далеко внизу.

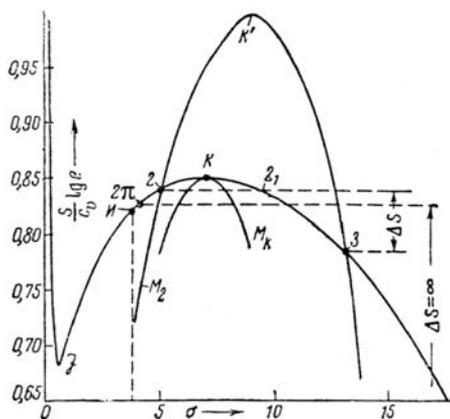


Рис. 2

Как видно из рис. 2, энтропия на прямой  $1-2-3$  в точке 3, принадлежащей сильной дефлаграции, ниже, чем в точке 2, находящейся на участке слабых дефлаграций. Следовательно, переход от слабых дефлаграций к сильным сопровождается понижением энтропии, в данном случае на величину  $\Delta S$ .

Но, коль скоро тепловой эффект реакции в точках 2 и 3 одинаков и процесс идет в трубе постоянного сечения, такой

переход невозможен: он противоречит второму началу термодинамики. Справедливость этого утверждения для дефлаграции, распространяющейся с любой из возможных скоростей, можно доказать, обратившись к предельным случаям. С приближением точки 3 к месту пересечения адиабаты Гюгонио с осью абсцисс достигается первый предельный случай. На рис. 1 ему отвечает прямая Михельсона  $l-2\pi-3\pi$ . В точке пересечения  $3\pi$  давление обращается в нуль, а энтропия сильной дефлаграции в  $-\infty$ . Происходит это, когда

$$\sigma_{3\pi} = q + \varkappa \quad (4)$$

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{1}{q + \varkappa - 1} \quad (5)$$

Удельный объем в точке пересечения прямой Михельсона с участком слабых дефлаграций связан с удельным объемом в точке пересечения той же прямой с участком сильных дефлаграций соотношением

$$\sigma^2 = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1 + \operatorname{tg}\theta}{\operatorname{tg}\theta} - \sigma^3. \quad (6)$$

Из (6), (5) и (4) находим

$$\sigma_{2\pi} = \frac{1}{\varkappa} q + 1, \quad (7)$$

откуда определяем энтропию на участке слабых дефлаграций в точке  $2\pi$

$$\frac{S_{2\pi}}{c_v} \lg e = \lg \pi_{2\pi} \sigma_{2\pi}^\gamma = \lg \left( \frac{1}{\varkappa} q + 1 \right)^{\gamma+1} \frac{\gamma-1}{2} q - 1 \quad (8)$$

Она равна конечной величине. Следовательно, разница в энтропиях в первом предельном случае достигает бесконечности. Удельные объемы, превышающие  $q = \varkappa$ , рассматривать не имеет смысла, поскольку при них давление становится отрицательным. В другом предельном случае, когда скорость дефлаграции растет и приближается к скорости дефлаграции Жуге, точка 2 смещается к точке  $K$  (рис. 2), туда же стягиваются точки  $2_1$  и 3. Разница в энтропиях уменьшается и в точке  $K$  обращается в нуль. Из предельных случаев очевидно, что энтропия слабой дефлаграции всегда больше энтропии сильной дефлаграции, распространяющейся с той же скоростью (лежащей на одной прямой Михельсона). Промежуточные случаи, заключенные между предельными, не имеют аналитического решения. Поэтому количественное значение разницы в энтропиях приходится определять численным решением задачи. Графики на рис. 1 и 2 построены для  $\gamma = 1,4$  и  $q = 20$ . Подобные же результаты дают вычисления и для других значений  $\gamma$  и  $q$ .

Невозможность сильных дефлаграций имеет точно такое же физическое основание, что и неосуществимость ударных волн разрежения. Но невозможность ударных волн разрежения имеет абсолютный характер: энтропия ударно-расширенного газа всегда ниже энтропии начального состояния  $l$ . При дефлаграции уменьшение энтропии имеет место лишь по отношению к слабой дефлаграции, движущейся с

той же скоростью, что и сильная. По отношению же к начальному состоянию  $I$  на рис. 1 сильные дефлаграции имеют более высокую энтропию, за исключением состояний, лежащих правее точки 4, представляющей пересечение адиабаты Гюгонио с изэнтропой Пуассона  $\pi_1$  проходящей через точку  $I$ . Поэтому сильные дефлаграции невозможны, если газ не может миновать точку 2, т. е. если он сначала попадает в состояние на участке слабых дефлаграций, соответствующее реальному физическому процессу. При химических реакциях сгорания это всегда так. Но можно вообразить (не беремся судить об их возможности), экзотермические реакции типа конденсации, обладающие сильной температурной зависимостью: такие, которые не происходят в условиях точки 2, но мгновенно протекают при состояниях, описываемых точкой 3. Состояние газа при этом, минуя точку 2, прямо – скачком – переходит в 3. При условии  $\sigma_3 < \sigma_4$  ничто не препятствует осуществлению сильной дефлаграции такого вида: ни законы сохранения, ни второе начало термодинамики.

При сильной дефлаграции скорость газа переходит от дозвуковой к сверхзвуковой – явление, на первый взгляд, невозможное. Действительно, для изэнтропических процессов переход за скорость звука без отбора тепла или массы, совершения работы или расширения потока невозможен. Но дефлаграция – процесс не изэнтропический, поэтому переход от дозвуковой скорости к сверхзвуковой становится возможным.

4. Неосуществимость слабых детонаций имеет место лишь пока справедлив механизм воспламенения газа ударной волной. Строго говоря, в этом случае детонации, как таковой, нет. Существует дефлаграция, для которой исходным является газ, сжатый бегущей перед нею ударной волной. Энтропия на адиабате Гюгонио при механизме Зельдовича – Неймана в точке Жуге имеет максимум, в то время как на детонационной ветви в точке Жуге  $J$ , как это видно на рис. 2, она имеет минимум.

В литературе обсуждается механизм распространения детонации в конденсированных взрывчатых веществах с помощью диффузии электронов [3]. Мыслимо распространение ее с помощью света. Если в каких-либо случаях выяснится справедливость диффузионного распространения детонации, то это будет слабая детонация. Скорость будет определяться не правилом отбора Жуге, а соотношением, имеющим, по соображениям размерности, вид

$$D = \sqrt{\frac{lv}{\tau}} \quad (9)$$

где  $l$  – длина свободного пробега электронов или квантов;  $v$  – их скорость;  $\tau$  – время химической реакции разложения ВВ под действием электронов или квантов.

### Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М., 1954.
2. Курант Г., Фридрихс К., Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., 1950.
3. Cook M.A., Pask D.H., Gey W.A. Seventh Symposium (International) on Combustion, London. 1959, p. 820.

Доклады АН СССР. – 1961. – № 2. – С. 420–423.

## Об одномерной неустойчивости детонации

К. И. ЩЕЛКИН

Р.М. Зайдель и Я.Б. Зельдович (1) показали, что в тех случаях, когда детонация в модели Зельдовича–Неймана устойчива к искривлениям фронта воспламенения (например, в узких трубках), она может быть неустойчивой к одномерным возмущениям. Пусть период задержки воспламенения в плоской детонации Чепмена–Жуге по случайной причине сократится. Это эквивалентно увеличению скорости распространения пламени по газу, сжатому ударной волной, предшествующей зоне горения. Увеличение скорости пламени приводит к появлению ударных волн, распространяющихся в обе стороны от зоны горения: по сжатому газу и продуктам горения. (В общем случае ударные волны разделены волной разрежения, которой можно пренебречь, если возмущение мало.) Ударная волна, идущая по сжатому газу, повышает его температуру и сокращает период задержки воспламенения, поэтому начальное возмущение возрастает. Аналогичное рассуждение можно провести и для случая увеличения периода задержки воспламенения, соответствующего уменьшению скорости пламени и вызывающего волну разрежения в несгоревшем газе. Эта волна понижает температуру газа и увеличивает задержку воспламенения.

В работе (1) эта качественная схема, количественно обработанная, приводит к критерию неустойчивости, совпадающему с критерием неустойчивости детонации по отношению к искривлениям зоны горения, выведенным Р.М. Зайделем (2):

$$\frac{E}{RT} > \frac{(h+3)(h+1+\sqrt{h+1})}{2(h+2)} \quad (1)$$

Здесь  $E$  – энергия активации реакции воспламенения;  $R$  – газовая постоянная;  $T$  – температура сжатого, но несгоревшего газа,  $h = (\gamma+1)(\gamma-1)$ ;  $\gamma$  – отношение теплоемкостей.

Ниже задача об одномерной неустойчивости детонации рассматривается заново и выводится критерий неустойчивости, не совпадающий с (1).

В детонации Чепмена–Жуге зона воспламенения покоится по отношению к ударному фронту. Поэтому скорость распространения пламени равна и противоположна по знаку скорости течения несгоревшего газа в системе координат, связанной с фронтом,

$$u = -u_{\tau} \quad (2)$$

Расстояние от ударного фронта до зоны воспламенения равно

$$\lambda = u\tau,$$

где  $\tau$  – задержка воспламенения.

В невозмущенной волне за произвольный промежуток времени  $t$  сгорает объем газа, отнесенный к единице поверхности фронта, равный  $V = ut$ .

Если время задержки воспламенения по случайной причине за промежуток  $t$  сократится на  $\delta\tau$ , фронт пламени приблизится к ударному фронту на расстояние

$$\Delta\lambda = u\delta\tau,$$

и объем газа, сгоревший за этот же промежуток времени  $t$ , станет равным  $V' = ut + u\delta t$ .

Отношение объемов газа, сгоревших за одно и то же время, равно отношению скоростей распространения пламени

$$\frac{V'}{V} = \frac{u'}{u} = 1 + \frac{\delta\tau}{t}.$$

Поскольку промежуток времени  $t$  – произвольный, будем считать его равным  $\tau$ . Тогда можно записать, учитывая знаки:

$$\Delta u = \frac{u' - u}{u} = \frac{\delta\tau}{\tau}. \quad (3)$$

Применяя соотношение (3), надо иметь в виду, что  $\Delta u$  – средний по интервалу времени  $\tau$  безразмерный прирост скорости пламени. Если в следующем интервале времени, равном  $\tau$ , период задержки сократится еще на  $\delta\tau$ , то фронт пламени придвинется к ударному фронту еще на  $u \delta\tau$ . Иначе говоря, чтобы сохранилась новая скорость пламени  $u'$ , период задержки воспламенения должен непрерывно сокращаться. Если же он, сократившись один раз на величину  $\delta\tau$ , останется равным  $\tau - \delta\tau$ , зона горения установится на новом расстоянии  $\lambda - u\delta\tau$  от ударного фронта. Пламя относительно ударного фронта будет покоиться.

Безразмерный перепад давления в ударной волне, идущей по несгоревшему газу, обзаванный малому приросту скорости пламени, определяется, согласно (3), выражением

$$\Delta p = \frac{p' - p}{p} = \frac{c}{c + c_{\Gamma}} q M \Delta u. \quad (4)$$

Здесь  $p'$  – давление в ударной волне;  $p$  – давление в газе, по которому идет ударная волна;  $c$  и  $c_{\Gamma}$  – скорость звука в несгоревшем и сгоревшем газах соответственно;  $q$  – отношение теплового эффекта горения к внутренней энергии несгоревшего газа;  $M$  – отношение скорости пламени к скорости звука в несгоревшем газе.

Дальнейшая судьба начального возмущения ( $\delta\tau$  по времени и  $u \delta\tau$  по длине) зависит от того, каким окажется обратное влияние ударной волны (4) на период задержки воспламенения и соответственно на скорость пламени, определенную выражением (3). Если ударная волна за время, не большее  $\tau$ , сократит период задержки на величину, превышающую  $\delta\tau$ , начальное возмущение возрастет. Если же ударная волна сократит задержку воспламенения менее чем на  $\delta\tau$ , то начальное возмущение уменьшится. Стало быть, для выяснения условий роста начального возмущения надо найти зависимость изменения периода задержки воспламенения (безразмерного изменения скорости пламени) от безразмерного перепада давления в ударной волне.

Время химической реакции зависит от температуры как

$$\tau = A \exp \frac{E}{RT}. \quad (5)$$

Поэтому

$$\tau + \delta\tau = A \exp \frac{E}{R(T + \delta T)}$$

или

$$\frac{\delta\tau}{\tau} = -\frac{E\delta T}{RT^2} \quad (6)$$

Полагая сжатие в ударной волне адиабатическим, получаем

$$-\frac{\delta\tau}{\tau} = \Delta u = \frac{E}{RT} \left[ 1 - \left( \frac{p'}{p} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \quad (7)$$

Разлагая (7) в ряд и ограничиваясь первым приближением, находим

$$\Delta u = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{RT} \frac{\delta p}{p} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{RT} \Delta p. \quad (8)$$

Воспользовавшись условием неустойчивости [3], стр. 229, формула 31.2]

$$\left. \frac{d\Delta p}{d\Delta u} \right|_4 > \left. \frac{d\Delta p}{d\Delta u} \right|_8,$$

приходим к критерию возникновения одномерной неустойчивости детонации в виде

$$\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{RT} \frac{1}{1+c_\Gamma/c} qM > 1. \quad (9)$$

Критерий (9), в отличие от (1), содержит, в частности, тепловой эффект реакции. Это естественно, поскольку при заданных кинетических свойствах смеси период задержки воспламенения изменяется тем сильнее, чем интенсивнее ударная волна, вызываемая заданным изменением скорости пламени.

### Литература

1. Зайдель Р.М., Зельдович Я.Б., Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 6, 1964.
2. Зайдель Р.М., ДАН, 1960, 136, № 5, 1142 ().
3. К.И. Щёлкин, Трошин Я.К. Газодинамика горения, Изд. АН СССР, 1963, стр. 221.

Доклады АН СССР. – 1965. – Т. 160, № 5. – С. 1144–1146.

## Усиление слабых ударных волн ячеистым пламенем

К.И. Щёлкин

В.П. Карпов показал, что слабые ударные волны (акустические колебания) усиливаются в сосуде постоянного объема, если они взаимодействуют с пламенем, имеющим ячеистую структуру. Ячеистое пламя при этом дробится и приобретает «иглообразную» структуру. В пламени, не имеющем ячеистого вида, такого рода

эффекты не наблюдаются. В заключении статьи В. П. Карпов ставит вопрос о причинах раздробления ячеистого пламени при взаимодействии его с акустическими волнами.

В этой заметке делается попытка дать ответ на этот вопрос.

Ячеистое пламя неустойчиво к слабым ударным волнам, подобно турбулентному пламени, рассмотренному в [2]. Вообразим на плоской поверхности нормально-го пламени выпуклость, например одну ячейку. Пусть слабая ударная волна, фронт которой параллелен фронту пламени, подходит к последнему со стороны сгоревшего газа. При входе в холодный газ она будет по нему двигаться медленнее, чем по выпуклости, поскольку скорость звука в газе, заполняющем выпуклость, больше, чем в холодном газе. Если на фронте пламени имеется вогнутость, заполненная холодным газом, то ударная волна вокруг вогнутости будет двигаться быстрее, чем по ней. Она будет обтекать холодный участок, схлопываться за ним и давать кумулятивный выброс. Аналогичные явления наблюдаются и при переходе ударной волны из холодного газа в горячий.

Если выпуклостей и впадин много (ячеистое пламя), то ударная волна диспергируется. При этом возникает помимо обтекания холодных участков еще ряд процессов, характерной особенностью которых оказывается появление поперечных (а при обтекании и продольных) составляющих скорости потока газа в ударной волне. Иными словами, во фронте ударной волны газ турбулизируется. Масштаб турбулентности будет порядка масштаба ячеек пламени и меньше. Турбулентность увеличивает скорость пламени, вследствие этого в нем рождается новая ударная волна.

Для крупномасштабной турбулентности в [2] получена очень грубая (за невозможностью получить более точную и в то же время простую) зависимость скорости местной скорости пламени от интенсивности падающей ударной волны:

$$\Delta u = \frac{1}{c_x + c_r} \frac{w_r}{M} = \frac{1}{\gamma} \frac{c_r}{c_x + c_r} \frac{1}{M} \Delta p, \quad (1)$$

где

$$\Delta u = \frac{u^* - u}{u}; \quad \Delta p = \frac{p^* - p}{p}; \quad M = \frac{u}{c_x}; \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}.$$

Здесь  $u$  и  $u^*$  – скорость пламени до и после воздействия на него ударной волны;  $p^*$  – давление во фронте ударной волны;  $p$  – давление смеси;  $c_x$  и  $c_r$  – скорость звука в холодном и горячем газах соответственно;  $u$  – скорость газа в ударной волне.

С другой стороны, с точностью до величин второго порядка малости (здесь уже совершенно строго) можно получить зависимость безразмерного перепада давления  $\Delta p$  в ударной волне, возникающей в смеси, когда безразмерная скорость пламени увеличивается на :

$$\Delta p = \frac{c_x}{c_x + c_r} M q \Delta u. \quad (2)$$

Здесь  $q$  – отношение теплового эффекта на единицу массы к начальной внутренней энергии (без учета теплоты горения) исходного газа  $q = Q / c_v T_x$ .

Критерий усиления ударных волн пламенем вытекает из (1) и (2) по соотношению

$$\left. \frac{d\Delta p}{d\Delta u} \right|_2 > \left. \frac{d\Delta p}{d\Delta u} \right|_1. \quad (3)$$

Физический смысл выражения (3) заключается в том, что ударная волна усиливается, если пламя рождает новую ударную волну, более интенсивную, чем та, которая падает на пламя и производит ускорение горения.

Из (1), (2) и (3) легко получается критерий усиления слабой ударной волны ячеистым пламенем

$$\frac{1}{\gamma} \frac{c_x c_\Gamma}{(c_x + c_\Gamma)^2} q > 1. \quad (4)$$

В работе [2] аналогичный критерий усиления слабых ударных волн турбулентным пламенем содержит множитель, учитывающий затухание ударной волны при движении ее по газу вне турбулентного пламени. Здесь затухание учитывать, вероятно, не надо.

Для грубых оценок можно принять

$$\left( \frac{c_\Gamma}{c_x} \right) \simeq 1 + q.$$

Тогда (4) переходит в

$$\frac{1}{\gamma} \frac{(1+q)^{1/2}}{[1+(1+q)^{1/2}]^2} q > 1 \quad (5)$$

или, когда  $q$  заметно больше единицы, в

$$\frac{1}{\gamma} \frac{q}{(2+q^{1/2})} q > 1. \quad (6)$$

Критерий (4), вероятно, ужесточен. При выводе его предполагалось, что падающая волна гибнет на пламени, а вместо нее и в результате ее гибели рождается более сильная ударная волна. Для турбулентного пламени с более или менее широкой зоной горения это предположение, возможно, и близко к действительности. В ячеистом пламени падающая волна, скорее всего, частично сохраняется и сливается с рождающейся волной. Поэтому в правой части (4) должна стоять величина, меньшая единицы. С другой стороны, критерий (4) не учитывает затухание ударной волны, что должно несколько увеличить правую часть. Несмотря на относительную неопределенность критерия (4), все же в согласии с ним можно ожидать появления стабильности ячеистого пламени по отношению к звуковым волнам при составах смесей, более близких к пределу, чем те, с которыми работал В.П. Карпов.

Ячеистая структура пламени, наблюдавшаяся В.П. Карповым, связана с диффузионной неустойчивостью пламени, предсказанной Я.Б. Зельдовичем и открытой в эксперименте В.И. Кокочавили на примере водорода с бромом [3]. Однако усиление слабых ударных волн в равной степени должно наблюдаться и на неоднородно-

стях фронта нормального пламени, появление которых связано с неустойчивостью, предсказанной Л.Д. Ландау [4]. Эта неустойчивость в опытах В.П. Карпова не была достигнута. Но все сделанные выше выводы, как и критерий (4), применимы и в этом случае.

В заключение следует сказать, что критерий (4) можно рассматривать только для слабых ударных волн. Для сравнительно сильных волн необходимо учитывать нелинейные эффекты, которые можно увидеть, решая задачу численно [5].

### Литература

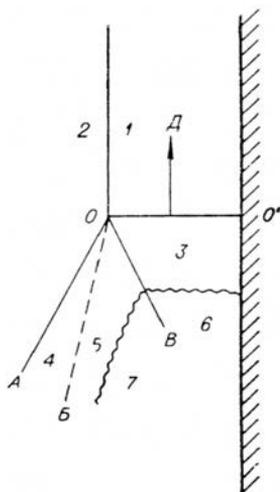
1. Карпов В.П. ФГВ, 1965, 3, 68.
2. Щёлкин К.И. Изв. АН СССР, ОТН, 1959, 5, 86.
3. Зельдович Я.Б. Теория горения и детонации газов. М.: Изд-во АН СССР, 1944, стр. 33.
4. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1944, 14, 240.
3. Щёлкин К.И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963, стр. 230.

Физика горения и взрыва. – 1966. – № 2. – С. 33–35.

## К влиянию сжимаемой границы на распространение газовой детонации

К.И. Щёлкин

Детонация в слое газа, ограниченном с одной стороны сжимаемой границей (газом), рассмотрена теоретически и экспериментально в работе [1]. Идеализированная схема явления представлена на рисунке. От фронта детонации в точке  $O$



отходит ударная волна  $OA$ , идущая по нейтральному газу 2;  $OB$  – контактный разрыв, отделяющий сжатый в ударной волне  $OA$  нейтральный газ от расширяющегося сжатого горючего газа 5, линией  $OB$  изображена волна расширения, идущая по сжатому в ударной волне газу 3. В зонах 6 и 7 находятся продукты сгорания. В модели ЗНД (Зельдовича–Неймана–Деринга) между зонами 3 и 6 находится плоскость Чепмена–Жуге. Течение, представленное на рисунке, может быть точно рассчитано по начальным данным, если воспользоваться теорией распада произвольного разрыва [2]. Разрывом здесь является граница между сжатым газом 3 и несжатым нейтральным газом 2. Эта граница после распада разрыва превращается в контактный разрыв  $OB$ , от которого идут фронты  $OA$  и  $OB$ .

В цитированной работе [1] исследовался декремент скорости детонации. Показано, что он обратно пропорционален ширине канала (горючий газ  $l$ ) и прямо пропорционален длине зоны химической реакции.

Эти результаты хорошо согласуются с общими представлениями теории предела детонации [3], согласно которой (в одномерном расчете для гладкой трубы)

$$\frac{D_T}{D} \approx \frac{tD}{r},$$

где  $D_T$  – скорость детонации без потерь;  $D$  – скорость с потерями;  $t$  – время реакции;  $r$  – радиус трубы. Несмотря на иной вид потерь в рассматриваемом случае, общий характер зависимостей сохраняется. Декремент зависит также от отношения плотности нейтрального газа  $2$  (см. рисунок) к плотности горючей смеси  $1$ . Для смесей водорода с кислородом после понижения скорости на 8–10% наступает затухание детонации – ударная волна уходит вперед от фронта горения. Перед затуханием детонации появляются спиновые явления. В работе [1] указывается на тесную связь между затуханием детонации и химическими процессами в детонационной зоне.

В настоящей статье на основе модели явления, предложенной в [1], рассматриваются условия существования детонации в слое  $l$  (см. рисунок).

Предел распространения детонации в этом случае можно определить по методу, предложенному Харитоном [4, 5], согласно которому предел наступает, когда время разлета продуктов детонации становится меньше времени химической реакции во фронте детонации.

В нашем случае, относящемся к модели ЗНД, можно воспользоваться следующими упрощениями. Вообще говоря, условия в зоне  $5$  (см. рисунок) зависят от свойств газов  $2$  и  $1$ . Однако ввиду аррениусовской зависимости скорости реакции от температуры можно принять, что реакция обрывается, во всяком случае начинает длиться так долго, что перестает влиять на распространение детонации, как только к данному элементу газа подходит волна разрежения  $OB$ . Это упрощение тем законнее, чем меньше динамическая жесткость газа  $2$ . Во-вторых, по теории предела детонации [3] можно принять, что этот предел наступает не тогда, когда полностью прекратится тепловыделение за фронтом ударной волны, а когда скорости волны уменьшится на величину порядка  $(RT/E)D$  (тепловыделение до плоскости Чепмена–Жуге уменьшается на величину  $2(RT/E)Q$ ). Этот вывод теории и это предположение подтверждаются опытами [1]. Величина  $RT/E$  имеет порядок 5–10%, как и наблюдалось на опыте.

Сравнивая время адиабатического взрыва (для простоты принят нулевой порядок реакции) с временем движения волны разрежения поперек слоя на расстоянии порядка  $2(RT/E)d$ , приходим к критерию возможности существования детонации в виде

$$\frac{cT}{CQ} \frac{RT}{E} e^{E/RT} = \frac{2RT}{E} \frac{d}{a}, \quad (1)$$

где  $c$  – теплоемкость;  $T$  – температура;  $Q$  – теплота сгорания на единицу массы;  $C$  – предэкспонент;  $E$  – энергия активации;  $d$  – ширина слоя;  $a$  – скорость звука в нем;  $R$  – газовая постоянная (все величины относятся к зоне  $3$ ).

Слева в (1) показано время адиабатического воспламенения, справа – время распространения волны разрежения на такую глубину слоя  $3$ , при которой для дето-

нации теряется такая часть теплового эффекта реакции, что скорость детонации понижается на величину порядка  $(RT/E)D$ .

Перепиывая критическое условие (1) в форме

$$\frac{caT}{2CQd} e^{E/RT} = 1, \quad (2)$$

видим, что если левая часть больше единицы, то детонация не распространяется, если меньше – она не затухает.

Температура сжатого газа, входящая в (2), зависит от числа Маха детонации, а последняя величина – от теплового эффекта реакции сгорания. Тепловой эффект неявно входит в показатель экспоненты, и левая часть быстро уменьшается с увеличением теплового эффекта, хотя в явном виде он стоит в знаменателе выражения (2). Тепловой эффект и соответственно скорость детонации и скорость ударной волны, а значит и температура в ней, увеличиваются почти для всех газов с повышением давления (уменьшается диссоциация продуктов взрыва). Поэтому критическая толщина слоя уменьшается с повышением начального давления даже в тех системах, в которых скорость реакции не зависит от начального давления. Левая часть (2) сильно зависит от состава смеси. При прочих равных условиях она минимальна при составе, дающем максимальную температуру сгорания. Этому составу отвечает и минимальная толщина слоя, при которой возможно распространение детонации.

Однако существует серьезное основание сомневаться в пригодности критерия (2), поскольку детонация в модели ЗНД неустойчива [2], и в действительности плоская детонация, особенно у пределов распространения, не имеет места. У пределов наблюдаются спиновые явления. Зарегистрированы они и в работе [1].

Задача о пределе распространения спиновой детонации рассматривалась в [2]. Было показано, что средний размер неоднородностей во фронте пульсирующей или спиновой детонации равен

$$\Delta y \simeq \beta \tau D, \quad (3)$$

где

$$\beta = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{2}{1 - \sqrt{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}}}, \quad (4)$$

а  $\gamma$  – отношение теплоемкостей. Величина  $\tau$  в [3] – время химической реакции для газа, сжатого в ударной волне, движущейся со скоростью детонации  $D$ . Это время точно равно времени реакции в условиях модели ЗНД.

Рассмотрим сначала критическое условие для трубы. Для распространения детонации необходимо, чтобы на радиусе трубы разместилось не менее одной неоднородности. Следовательно, условие предела примет вид

$$\tau = r \frac{1}{\beta D} \quad (5)$$

Детонация при выполнении условия (5) будет распространяться в виде однолобового спина. Подставив время адиабатического взрыва для модели ЗНД, получим условия существования детонации

$$\frac{cRT^2}{CQE} \frac{\beta D}{r} e^{E/RT} = 1. \quad (6)$$

Это выражение, вероятно, справедливо с точностью до постоянной величины, не сильно отличающейся от единицы. Следует напомнить, что для условия (6) полностью применимы рассуждения о влиянии на критический размер скорости детонации, теплового эффекта и начального давления.

Очень существенно, что предел распространения детонации получен без учета потерь, но в неявном виде они здесь учитываются. Предполагается, что, если в трубе невозможно существование спиновой газодинамической конфигурации, в которой газ воспламеняется значительно быстрее, чем в плоской волне, детонация затухнет. Иначе говоря, благодаря аррениусовской зависимости времени реакции от температуры в плоской волне воспламенение будет длиться всегда так долго, что потери обязательно подавят детонацию. Пока это предположение ни разу не вошло в противоречие с опытом: перед затуханием детонации всегда наблюдается спин. Разрушение спина эквивалентно разрушению детонации. Никаких исключений из этого правила не наблюдалось.

Условие (6) без поправок, конечно, нельзя применять к детонации в слое. Дело в том, что газодинамическая конфигурация, представляющая собой ядро спина (структура ее в данном случае нас не интересует), движется по поверхности ударного фронта  $O'O$  (см. рисунок) примерно с такой же скоростью, с какой детонация распространяется вперед. Распространяясь в слое в сторону инертного газа 2, она будет покидать горючий газ. Если за некоторое короткое время в слое не возникнет новая конфигурация, то детонация затухнет. Конфигурации зарождаются, согласно теории, в зоне горения (линия между газами 3 и 6). Следовательно, пренебрегая временем зарождения, необходимо, чтобы время движения возмущения от фронта горения к ударному фронту  $O'O$  было меньше среднего времени выхода в инертный газ конфигурации, движущейся вдоль фронта  $O'O$ . Только в этом случае на этом фронте всегда будет существовать хотя бы одна конфигурация и детонация в слое не затухнет.

Только что сформулированное условие записывается в виде

$$\frac{d}{2D} > \frac{\tau(D-w)}{a} \quad \text{или} \quad \tau < \frac{d}{2} \frac{a}{D(D-w)} \quad (7)$$

где  $w$  – скорость газа 3 в лабораторной системе координат. Но условие (7) слишком слабое. В действительности детонация будет, вероятно, затухать до исчезновения конфигурации из горючего слоя. Из соображений общей теории, на основании которой выведен критерий (1), можно думать, что и в этом случае затухание наступит, когда часть слоя уже толщиной в среднем

$$\frac{2RT}{E} d \quad (8)$$

а не  $d$ , останется без газодинамических конфигураций. Следовательно, чтобы детонация не затухала, новая конфигурация должна появляться через время, необ-

ходимое старой конфигурации для прохождения расстояния (8). Условие предела распространения детонации в слое записывается поэтому в виде

$$\frac{2RT}{2D} \frac{2RT}{E} > \frac{\tau(D-w)}{a}$$

или

$$\tau < \frac{d}{D} \frac{a}{(D-w)} \frac{RT}{E} \quad (9)$$

Условие (9) по смыслу не должно противоречить условию (5) для трубы. Предельное время реакции (9) должно быть меньше времени (5), поскольку в слое существует дополнительный сильный источник потерь – убегание спиновых конфигураций из слоя и связанное с этим неполное сгорание горючего газа.

Предельное время реакции, определяемое из (9), и в самом деле меньше времени реакции сжатого горючего газа 5 (см. рисунок).

Критерий (9) можно выразить в более наглядном виде:

$$\frac{D(D-W)}{da} \frac{cT}{CQ} e^{E/RT} = 1. \quad (10)$$

Детонация в слое возможна, если левая часть (10) меньше единицы. Для вычислений по (9) полезно иметь в виду соотношение

$$\frac{a}{D(D-w)} = \frac{1}{a_1 M} \sqrt{\frac{2\gamma M^2 + (1-\gamma)}{M^2(\gamma-1) + 2}}, \quad (11)$$

где  $a_1$  – скорость звука в газе 1.

Критерии (2), (6) и (10), если в них подставить кинетические параметры, полученные из обычных кинетических опытов, дают неправдоподобно малые значения предельной толщины слоя и диаметра трубы, в которых еще возможно распространение детонации. Поэтому для вычисления абсолютных величин следовало бы пользоваться кинетическими данными, полученными в мощных ударных волнах или в детонации, где время реакции ограничивается релаксационными явлениями. Но, вероятно, проще экспериментально определить предельную толщину слоя и предельный диаметр, чем найти исходные данные, необходимые для их вычисления. Поэтому критерии (2) и (10) для слоя и (6) для трубы могут быть полезны только для оценки качественного влияния различных параметров на критические условия распространения детонации.

Если слой с двух сторон ограничен сжимаемой границей (вместо твердой стенки на рисунке находится тоже газ 2), то в критериях (9) и (10) вместо ширины слоя следует подставлять половину этой величины.

Возмущения в рассмотренном выше случае, зарождааясь на границе между тазами 3 и 6, подходят к ударному фронту  $O'O$  и становятся на нем тройными конфигурациями. Затем они уходят, двигаясь по плоскости  $O'O$  в газ 2. Такая картина связана с тем, что воспламенение газа 3 – более быстрый процесс, чем воспламенение газа 5, обладающего более низкой температурой. Существенно также и то, что средняя плотность конфигураций по мере движения их к газу 2 не изменяется. Подобная схе-

ма зарождения, движения и гибели спиновых конфигураций, вероятно, хорошо описывает тонкую структуру пульсирующей и спиновой детонации [2]. В этом случае, разумеется, вместо фронта  $O'O$  в модели ЗНД надо рассматривать пересжатый фронт в спиновом (пульсирующем) ядре, на котором возникает тонкая структура. Ввиду несимметричности «косой» пересжатой ударной волны конфигурации, тонкая структура (мелкие конфигурации на спине) здесь возникает с большей вероятностью вблизи пересечения ударных волн и движется к «открытому» краю косоугольного фронта.

В заключение отметим, что если рассматривать не слой, а, например, цилиндрический заряд (такая задача возникает при определении критического диаметра детонации жидких взрывчатых веществ), то конфигураций, рождающихся вблизи оси заряда может оказаться недостаточно для поддержания детонации. В цилиндрическом заряде плотность конфигураций по мере движения по ударному фронту от оси заряда к его периферии быстро падает. В этом случае надо рассматривать воспламенение вещества вблизи периферии заряда, в так называемой примыкающей ударной волне [6] (на рисунке в газе 5).

### Литература

1. Dabora E.K., Nicholls J.A., Morrison R.B. Tenth Symposium (International) on Combustion, 1965, 817.
2. Щёлкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963,
3. Зельдович Я.Б., Компанеев А.С. Теория детонации. М., ГИТТЛ, 1955.
4. Харитон Ю.Б. Сб. «Вопросы теории взрывчатых веществ». Изд-во АН СССР, 1947.
5. Харитон Ю.Б., Розинг В.О. Докл. АН СССР, 1940, 26, 360.
6. Дремин А.Н. Докл. АН СССР, 1962, 147, 4.

Физика горения и взрыва. – 1968. – № 1. – С. 39–44.

## К механизму распространения гетерогенной детонации

С.А. ЛЕСНЯК, М.А. НАЗАРОВ, Я.К. ТРОШИН, К.И. ЩЁЛКИН

В данной работе содержатся результаты исследования структуры гетерогенной детонации, распространяющейся в трубе квадратного сечения ( $20 \times 20$  мм<sup>2</sup>), на одну или две стенки которой наносилось жидкое горючее (вакуумное масло ВМ-4) в виде пленки, а окислителем являлся газообразный кислород в объеме при атмосферном давлении.

Опыты проводились в трубе длиной около двух метров; инициирование осуществлялось подрывом проволоочки диаметром 0,5 мм от разряда конденсатора емкостью 200 мкФ, заряжаемого до напряжения порядка 3 кВ. Наблюдение процесса проводилось при помощи теневой установки ИАБ-451 методом ножа и щели; в ка-

честве регистрирующего прибора использовалась высокоскоростная ждущая фотокамера ЖЛВ-2 (с частотой кадров порядка 330 000 кадров в секунду при размере кадра  $15 \times 15 \text{ мм}^2$ ). В предварительных опытах исследовалось влияние толщины слоя горючего и его расположения (на одной или на двух стенках) на характер распространения гетерогенной детонации. При этом были установлены следующие закономерности.

1) Если горючее наносилось на одну стенку трубы, то способом инициирования, указанном выше, не удавалось вызвать гетерогенной детонации при любых толщинах пленки горючего. (При этом же условии, но в трубе  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  при толщине слоя свыше 0,1 мм детонация распространялась со скоростью  $D = 980 \text{ м/сек.}$ )

2) Если масло наносилось на две стенки трубы, но толщина слоя была менее 0,05–0,1 мм, то оказалось также невозможным инициировать детонацию.

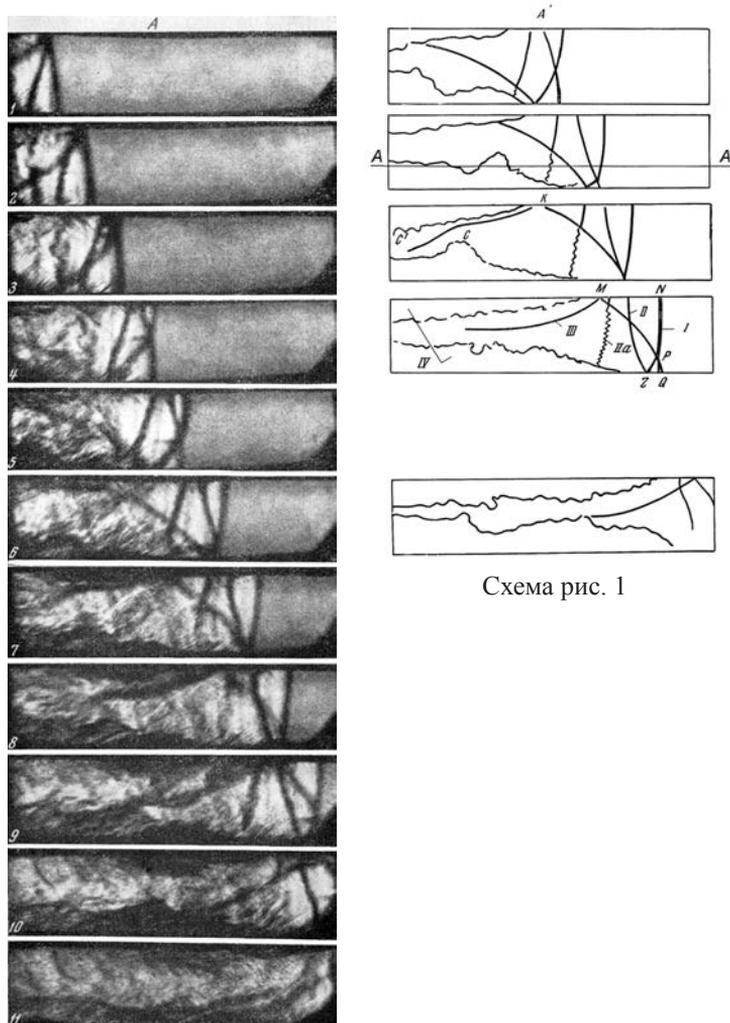


Рис. 1

3) В случае, если толщина слоя масла на обеих стенках трубы превышала 0,1 мм, то гетерогенная детонация распространялась со средней скоростью  $D = 1380$  м/сек, в пределах изменения толщины слоя на нижней стенке от 0,1 до 0,8 мм (на верхнюю стенку не удавалось нанести равномерно слоя свыше 0,1 мм: при нанесении более толстых слоев образовывались капли).

Теневые покадровые фотографии гетерогенной детонации представлены на рис. 1 и 2, там же даны и схематические изображения структур (обозначения разрывов, указанных римскими цифрами, приведены в тексте). Толщина слоя масла на верхней стенке трубы в опытах на рис. 1 и 2,  $A$  составляет около 0,1 мм; на нижней – 0,2–0,3 мм. В опыте, представленном на рис. 2Б, толщины слоев на обеих стенках приблизительно одинаковы и составляют около 0,2 мм (на верхней стенке, ближе к правому углу фотографии, видна образовавшаяся капля).

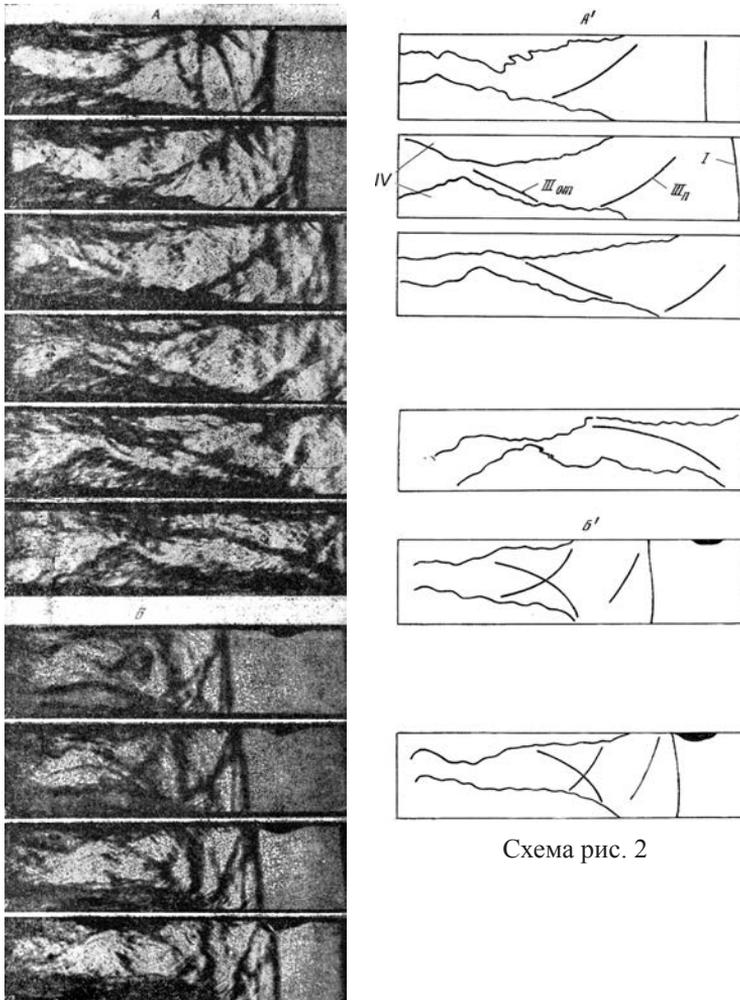


Схема рис. 2

Рис. 2

Как видно из фотографий, волна гетерогенной детонации состоит из переднего ударного фронта  $I$  и зоны горения  $IV$  – темной области (см. рис. 1,  $A$ ), начинающейся на расстоянии порядка 2–2,5 см от переднего ударного фронта и утолщающейся по мере удаления от него; между ними содержится ряд разрывов оптической плотности, отвечающих волнам сжатия и тангенциальным разрывам [1, 2].

Различие в толщинах слоев жидкого горючего на стенках трубы, в опытах, представленных на рис. 1 и 2,  $A$ , приводит к асимметрии зон горения  $IV$  – зона горения на верхней стенке тоньше, чем на нижней. Асимметрия обусловлена тем, что уменьшение толщины пленки жидкости, начиная от 0,2 мм, приводит к уменьшению коэффициента турбулентной диффузии [3], определяющей массоподачу (образование горючей смеси и поступление ее в объем) за фронтом ударной волны. Вследствие этого процесс тепловыделения у верхней стенки менее интенсивен, чем у нижней.

От зоны горения  $IV$  к переднему ударному фронту  $I$  движутся волны сжатия  $III$  (рис. 1,  $A'$ ), которые в сечении, проведенном вдоль оси трубы нормально поверхности нижней стенки, имеют дугообразный вид. Как будет показано, эти волны играют решающую роль в процессе интенсификации горения в структуре гетерогенной детонации. Назовем их  $\alpha$ -волнами (от слова  $\alpha\rho\xi\omicron\xi$  – дуга). В структурах, представленных на рис. 1 и 2,  $A$ ,  $\alpha$ -волны отходят от «своих» зон горения поочередно то с нижней, то с верхней, а в опыте на рис. 2,  $B$ -волны отходят одновременно от обеих стенок и, пересекаясь, образуют вблизи оси  $X$ -образную структуру.

На рис. 2,  $A$  зафиксирован процесс формирования волны в зоне горения (расположенной на нижней стенке); схематическое изображение этого процесса приведено рядом с фотографиями. На кадрах<sup>34</sup> 1–4 видно, что  $\alpha$ -волна, идущая от верхней стенки трубы  $III_{\Pi}$  (рис. 1,  $A$ ), достигает зоны горения на нижней стенке и деформирует ее: ранее сравнительно плоский наклонный фронт зоны горения (кадры 1 и 2) прогибается (кадры 3 и 4). На кадре 3 видно, что от зоны горения, вблизи ее вершины, отходит волна сжатия  $III_{\text{от}}$ . Сравнивая изображения зон горения на кадрах 4, 5 и кадре 6, видим, что на последнем фронт ее становится выпуклым и «разломаченным»; отходящий от зоны горения фронт волны  $III_{\text{от}}$  принимает форму цилиндрической поверхности. Дальнейшее развитие этой волны повторяет эволюцию падающей волны  $III_{\Pi}$  теперь уже у верхней стенки трубы.

Очень важно то, что скорость движения  $\alpha$ -волны, отходящей от зоны горения, оказывается большей, чем скорость падающей  $\alpha$ -волны. Так, если скорость движения волны, падающей на зону горения, подсчитанная на кадрах 5–7 (рис. 1), составляет 850–700 м/сек, то скорость движения фронта отходящей волны на кадрах 8–10 составляет 1000–900 м/сек.

По скорости распространения  $\alpha$ -волны оказалось возможным оценить ее интенсивность, например, в момент подхода к переднему ударному фронту  $I$  (рис. 1, кадр 6); при расчете предполагалось, что передний фронт плоский и движется со скоростью, равной средней скорости распространения детонации, а  $\alpha$ -волна является косою ударной волной: разность давлений за ударным фронтом  $\alpha$ -волны  $P_{\alpha}$  и давлением за передним ударным фронтом  $P_2$  составляет  $P_{\alpha} - P_2 = 10 \div 15$  атм, так что давление за фронтом  $\alpha$ -волны достигает приблизительно  $P_{\alpha} = 32 - 27$  атм. Приблизи-

<sup>34</sup> Промежуток времени между кадрами 6 мксек.

тельная картина мгновенного распределения давлений в этот момент в сечении АА имеет вид, представленный на рис. 3.

С другой стороны, фронт  $\alpha$ -волны достигает переднего ударного фронта  $I$ , например участок  $MP$  на рис. 1, кадр 8, и обуславливает сложную структуру последнего, состоящую из деталей, присущих нерегулярному (маховскому) отражению. Детали эти наиболее наглядно видны на рис. 1:  $PN$  – падающая ударная волна;  $PM$  – отраженная ударная волна (ею как раз и является  $\alpha$ -волна, ранее отошедшая от зоны горения);  $PQ$  – ножка;  $PZ$  – тангенциальный разрыв; кроме того, выше по потоку виден тангенциальный разрыв  $II$ , сохранившийся от предыдущего цикла – движения точки  $P$  между верхней и нижней стенками. (То, что разрывы  $II$  и  $P$  являются тангенциальными разрывами, доказывает факт перемещения их относительно стенок трубы со скоростью потока ударно-сжатого газа, соответствующей средней скорости распространения детонации.)

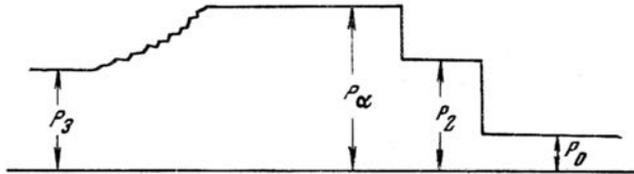


Рис. 3

Что касается промежутка времени между последующими отходами  $\alpha$ -волн от зоны горения – периода колебания  $\alpha$ -волн, то в структуре, представленной на рис. 1, он составляет приблизительно 55 мксек. Кстати, за этот промежуток времени как раз и происходит циклическое перемещение точки  $P$  между стенками трубы в структуре переднего ударного фронта.

Характер взаимодействия  $\alpha$ -волн с передним ударным фронтом на других структурах менее нагляден, вследствие большого числа тангенциальных разрывов, примыкающих к переднему ударному фронту; за весь промежуток движения фронтов в поле зрения регистрирующего прибора невозможно найти повторяющихся положений его. Период колебания  $\alpha$ -волн в структуре на рис. 2,  $A$  приблизительно равен 55 мксек, а на рис. 2,  $B$  – порядка 40–50 мксек.

Известно [4], что при детонации гомогенных газовых смесей связь между зоной воспламенения и передним ударным фронтом гораздо более сложна и значительно более важна, чем это предполагалось в одномерной модели детонации. Более высокие давления и температуры в изломах переднего ударного фронта, появляющихся из-за неустойчивости зоны воспламенения, приводят к существенному сокращению периода индукции воспламенения газа в них, благодаря чему детонация делается более стабильной («живучей»), чем это могло иметь место при плоской одномерной модели. Тем более, в гетерогенной детонации, где процессу горения предшествует стадия образования горючей смеси, связь между зоной горения и передним ударным фронтом должна быть специфичной. Безусловно, решающая роль в осуществлении этой связи между передним ударным фронтом и далеко отстоящей зоной горения принадлежит  $\alpha$ -волнам.

Существование  $\alpha$ -волн повышает среднее давление в области между передним ударным фронтом и «плоскостью» Чепмена–Жуге.

$\alpha$ -Волны, периодически проходя через зону горения, интенсифицируют процессы горения по механизму взаимодействия ударных волн с зоной турбулентного горения [4], что приводит к их периодическому усилению.

В кинематической схеме гетерогенной детонации  $\alpha$ -волны, догоняя передний ударный фронт, компенсируют потери в нем, как бы играя роль периодически подталкивающего поршня.

### **Литература**

1. Комов В. Ф., Трошин Я. К. ДАН, 162, № 1 (1965).
2. Daboga E. K., Rangland K. W., Nuholls J. A. *Astronautica Acta*, N. S., 12, 1 (1966).
3. Лесняк С. А., Назаров М. А. и др., ДАН, 183, № 3 (1968).
4. Щёлкин К. И., Трошин Я. К. *Газодинамика горения*, Изд. АН СССР, 1963.

Доклады Академии наук СССР. – 1968. – Том 182, № 5. – С. 1122–1125.

## **ТЕОРИЯ ГОРЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ<sup>\*)</sup>**

---

<sup>\*)</sup> Обзор был подготовлен автором для настоящего сборника незадолго перед его безвременной кончиной, последовавшей 8 ноября 1968 г. Корректуры обзора любезно проверил, по просьбе редакции, Ю.С. Рязанцев.

В кн. Механика в СССР за 50 лет. Том 2. Механика жидкости и газа. М., Изд-во «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1970. С. 343–422.

## **§ 1. Тепловой взрыв**

- 1.1. Нестационарная теория Н.Н. Семенова
- 1.2. Стационарная теория теплового взрыва
- 1.3. «Адиабатический» тепловой взрыв

## **§ 2. Медленное горение**

- 2.1. Нормальное горение газов
- 2.2. Турбулентное горение газов

## **§ 3. Неустойчивость нормального горения**

## **§ 4. Термодинамическая теория детонации**

- 4.1. Законы сохранения
- 4.2. Обоснование правила отбора

## **§ 5. Неустойчивость плоской газовой детонации**

- 5.1. Неустойчивость к искривлениям зоны горения
- 5.2. Одномерная неустойчивость детонации

## **§ 6. Спиновая и пульсирующая детонации**

## **§ 7. Детонация в шероховатых трубах**

## **§ 8. Распад произвольного теплового разрыва**

## **§ 9. Обобщенная адиабата Гюгонио. Двойные нестационарные разрывы**

## **§ 10. Высокочастотные вибрации. Ускоряющиеся пламена**

- 10.1. Высокочастотные вибрации
- 10.2. Ускоряющиеся пламена
- 10.3. Переход медленного горения в детонацию

Научная школа Советского Союза, занимающаяся исследованием горения и детонации газов, твердых топлив и конденсированных взрывчатых веществ, заняла, начиная с двадцатых годов нашего века, ведущее положение в мировой науке. Особенно большую роль сыграла в прогрессе физики и химии горения и взрыва школа Н.Н. Семенова, связавшая в двадцатых и тридцатых годах процессы горения и взрыва с кинетикой химических реакций.

Наука о горении испытала новый сильный взлет в сороковых и пятидесятых годах, когда она сомкнулась с аэро- и газодинамикой. Взаимодействие горения с течением газа и ударными волнами, особенно с течением газа, вызываемым самим горением, привело к пониманию многих явлений, характерных для горения в технических устройствах и существенных для техники взрывобезопасности.

В настоящее время благодаря усилиям многочисленной и очень квалифицированной группы исследователей в Советском Союзе накоплен огромный запас экспериментальных данных во всех областях науки о горении и детонации газовых и конденсированных систем. Этот запас информации уже сейчас позволяет решать сложные технические задачи, возникающие в связи с развитием новейшей техники (реактивной, ракетной), энергетики, взрывного дела, техники взрывобезопасности.

Обобщение накопленного экспериментального материала привело в Советском Союзе к созданию последовательной системы взглядов на процессы горения и взрыва. Однако не по всем вопросам теории достигнуто единодушие и не все отрасли науки о горении достигли состояния, позволяющего построить количественную математическую теорию. Такая теория, особенно применительно к горению смесевых твердых топлив, воспламенению при детонации твердых взрывчатых веществ, чувствительности этих веществ к удару и пр., находится в стадии разработки.

В этом обзоре приводятся лишь основные результаты исследований по теории горения и детонации, которые приобрели более или менее строгую количественную формулировку. Многие из них проверены на эксперименте, остальные, по мнению автора, хорошо обоснованы логически. Из теоретических исследований в обзор, из-за недостатка места, не вошли исследования воспламенения газа искрой, факелом, теория высокочастотных пульсаций в реальном жидкостном ракетном двигателе, теория высокочастотных пульсаций при горении твердых топлив и др. Не попали в него некоторые незавершенные исследования.

## **§ 1. Тепловой взрыв**

### **1.1. Нестационарная теория Н.Н. Семенова**

Задача о тепловом взрыве была впервые решена Н.Н. Семеновым (1928) простейшим способом и представляет собой классический пример физического подхода к очень сложному явлению природы.

Горючий газ, температура которого ниже некоторого критического значения, способен находиться в нагретом состоянии, не взрываясь, сколь угодно долго. Но достаточно увеличить его температуру очень немного, лишь так, чтобы она

превысила критическое значение, газ очень быстро воспламеняется. До работы Н.Н. Семенова полагали, что критическая температура (температура воспламенения) является неким внутренним свойством горючей смеси, не зависящим от аппаратурных условий. Теорию воспламенения (а также распространения пламени) строили, полагая зависимость скорости химической реакции от температуры разрывной: ниже температуры воспламенения реакция вовсе не идет, выше – протекает очень быстро. Такого рода представления существовали, несмотря на то, что уже давно был известен закон Аррениуса, выражающий непрерывную зависимость скорости химической реакции от температуры.

Н.Н. Семенову первому удалось определить критические условия, пользуясь непрерывной зависимостью скорости реакции от температуры. Температура воспламенения в новой теории оказалась величиной, зависящей от аппаратурных условий. Критические условия возникновения взрыва приобрели очень четкий и ясный физический смысл.

Рассмотрим газ (или жидкость), способный к химической реакции и заключенный в объем  $V$ , поверхность которого  $S$ . В системе идет химическая реакция, зависящая от температуры, согласно закону Аррениуса:

$$w = Ce^{-\frac{E}{RT}}.$$

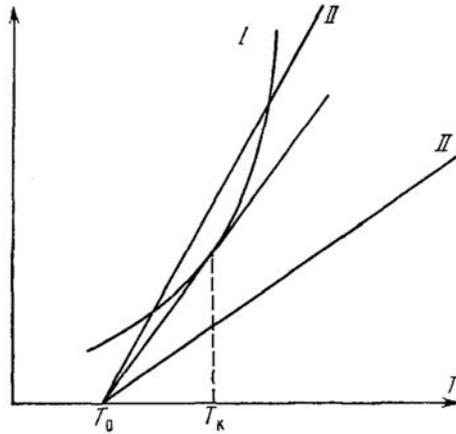
Здесь  $w$  – количество прореагировавшего вещества, выраженное, например, в г-молях в единицу времени на единицу массы,  $E$  – энергия активации,  $T$  – температура,  $R$  – газовая постоянная,  $C$  – постоянная (предэкспонент). Исходная теория строилась для реакции нулевого порядка, поскольку воспламенение происходит при очень малой глубине выгорания и порядок реакции мало влияет на критические условия. Обобщение теории на реакции более высоких порядков не составляет труда.

Одновременно с выделением тепла происходит теплоотвод через стенки сосуда. В результате для изменения температуры во времени справедливо уравнение (нестационарная задача)

$$\frac{dT}{dt} = \frac{CQe^{-\frac{E}{RT}}}{\rho c} - \frac{\alpha(T - T_0) S}{\rho c V}, \quad (1.1)$$

где  $Q$  – тепловой эффект реакции на единицу объема,  $\rho$  – плотность вещества,  $c$  – его теплоемкость на единицу массы,  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $T_0$  – температура наружной поверхности стенок сосуда.

В начальный момент второй член правой части (1.1) равен нулю ( $T = T_0$ ), первый член положителен, положительна и производная  $dT/dt$ . С повышением температуры второй член растет быстрее первого, производная достигает нуля, в сосуде устанавливается постоянная температура, возникает стационарный процесс, продолжающийся до тех пор, пока скорость его не начинает уменьшаться вследствие выгорания вещества. Во втором случае, когда первый член всегда остается больше второго, производная  $dT/dt$  всегда положительна, реакция непрерывно ускоряется, происходит тепловой взрыв.



**Рис. 1.** К нестационарной теории теплового взрыва (*I* – кривая теплоприхода вследствие химической реакции; *II* – кривая теплоотвода через стенки реакционного сосуда)

Если изобразить оба члена графически как функцию температуры (рис. 1), то первый член (теплоприход) представляет собой кривую с первой и второй производными, имеющими положительное значение, второй член (теплоотвод) – прямую. Прямая может пересекать кривую в двух точках. Нижняя точка пересечения соответствует устойчивому стационарному процессу. Вторая точка пересечения соответствует неустойчивому стационарному процессу: небольшое повышение температуры приводит к переходу стационарного процесса в самоускоряющийся. Если прямая не пересекает кривую, происходит прогрессивное разогревание вещества и возникает тепловой взрыв.

Критическим условием самовоспламенения служит условие касания прямой и кривой, оно отделяет стационарные режимы от теплового взрыва. В точке касания (при критической температуре  $T_k$ ) производные от обоих членов правой части (1.1) равны. В ней равны и оба члена правой части (1.1):

$$\frac{CQ}{\rho c} \frac{E}{RT_k^2} e^{-\frac{E}{RT_k}} = \frac{\alpha S}{\rho c V}, \quad (1.2)$$

$$\frac{CQ}{\rho c} e^{-\frac{E}{RT_k}} = \frac{\alpha(T_k - T_0)}{\rho c} \frac{S}{V}. \quad (1.3)$$

Критический разогрев ( $\delta T = T_k - T_0$ ) можно найти, разделив (1.3) на (1.2):

$$\delta T = T_k - T_0 = \frac{RT_k^2}{E} \approx \frac{RT_0^2}{E} \quad (1.4)$$

В (1.4) учтено, что разогрев мал по сравнению с начальной температурой. Воспользовавшись (1.4), запишем экспоненту в (1.2) и (1.3) в виде

$$e^{-\frac{E}{RT_k}} = e^{-\frac{E}{RT_0 \left(1 + \frac{RT_0}{E}\right)}} = e e^{-\frac{E}{RT_0}}. \quad (1.5)$$

Подставляя (1.5) и (1.4) в (1.3) (или (1.2)), найдем критерий теплового воспламенения, впервые полученный Н.Н. Семеновым:

$$\frac{CQeV}{\alpha} \frac{E}{SRT_0^2} e^{-\frac{E}{RT_0}} \geq 1. \quad (1.6)$$

Критерий (1.6), если отношение  $E/(RT_0)$  достаточно велико, растет по мере увеличения начальной температуры  $T_0$ . Соответственно наиболее сильным фактором, увеличивающим возможность теплового взрыва, служит повышение начальной температуры.

Для определения величины  $E/(RT)$ , начиная с которой критерий (1.6) увеличивается с повышением начальной температуры  $T_0$ , вводят обозначение  $x = E/(RT)$  и исследуют функцию температуры, входящую в (1.6). Оказывается, что функция температуры  $f(x)$  убывает с ростом  $x$  (растет с увеличением температуры  $T$ ), если  $x > 2$ . В самом деле,

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{d}{dx}(x^2 e^{-x}) = x e^{-x}(2-x) < 0 \text{ при } x > 2.$$

Условие  $E/(RT) > 2$  всегда соблюдается в химических реакциях горения и взрыва, для которых характерна экспоненциальная зависимость скорости реакции (тепловыделения) от температуры. Показатель экспоненты, определяемый энергией активации, обычно достаточно велик. Например, при энергии активации в 30 ккал/моль условие  $E/(RT) > 2$  сохраняется вплоть до начальной температуры в 7500° К. Запас этот, очевидно, очень велик.

В теории Н.Н. Семенова не рассматривался детальный механизм теплоотдачи. В изложенном виде теория без каких-либо оговорок применима к одному из предельных случаев, в котором температура распределена по сосуду равномерно, градиент температуры сосредоточен на стенке и теплоотдача определяется коэффициентом теплопроводности стенки и ее толщиной. Критические условия (1.6) зависят от свойств материала и толщины стенки сосуда. Другой предельный случай, в котором теплоотдача определяется теплопроводностью реагирующего вещества, рассмотрен Д.А. Франк-Каменецким (1939) и будет описан ниже.

Тепловая теория взрыва Н.Н. Семенова неоднократно сопоставлялась с экспериментом. Одна из последних и наиболее точных ее проверок сделана Ф.И. Дубовицким, В.В. Барзыкиным и А.Г. Мержановым (1960) на примере теплового взрыва динитроксиэтилнитрамина (дина). Равномерное распределение температуры по массе реагирующего вещества достигалось сильным перемешиванием. Осуществлялась чисто конвективная теплопередача по веществу. В работе использовались экспериментальные данные по термическому разложению дины, полученные Ф.И. Дубовицким, Ю.И. Рубцовым, В.В. Барзыкиным и Г.Б. Манелисом (1960), согласно которым разложение протекает по реакции первого порядка со следующими константами:

$$\frac{d\eta}{dt} = 3,8 \times 10^{18} e^{-\frac{45000}{RT}} (1-\eta) \frac{1}{\text{сек}} \quad (1.7)$$

( $\eta$  – глубина разложения).

При разложении жидких взрывчатых веществ, если оно протекает достаточно медленно, газообразные продукты реакции удаляются из реагирующего вещества

и скорость тепловыделения на единицу объема, как это показали А.Г. Мержанов и Ф.И. Дубовицкий (1959), зависит от глубины разложения:

$$q = \frac{Q}{1 - \mu\eta} \frac{d\eta}{dt}, \quad (1.8)$$

где  $\mu = 1 - V_{\text{ост}}/V_0$  – глубина изменений объема при полном разложении (для дины она равна 0,95).

Тепловыделение при разложении дины, если положить  $\mu = 1$  и подставить (1.7) в (1.8), происходит по закону нулевого порядка:

$$q = 3,8 \times 10^{18} Q e^{-\frac{45\,000}{RT}} \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{сек}).$$

В критической точке, когда температура  $T = T_K = T_0 + RT_0^2/E$ , экспонента, подобно (1.5), разлагается и закон тепловыделения приобретает вид

$$q = 3,8 \times 10^{18} Q e e^{-\frac{45\,000}{RT}}.$$

Определив экспериментально коэффициент теплоотдачи в условиях, близких к условиям опытов, по термическому разложению дины (он совпал с вычисленным по формуле  $\alpha = \lambda/d$ , где  $\lambda$  – теплопроводность стекла,  $d$  – толщина стенки), Ф.И. Дубовицкий, В.В. Барзыкин и А.Г. Мержанов нашли по формуле Семенова (1.6) критическую температуру, при которой возникает взрыв в сосудах различного диаметра, и сравнили ее с измеренной на опыте. Кроме того, они вычислили и сравнили с экспериментом критический разогрев  $RT_0^2/E$  (см. (1.4)). Результаты приведены в таблице 1, из которой видно, что экспериментальные данные хорошо совпадают с вычисленными по теории Семенова.

**Табл. 1.** Сопоставление тепловой теории взрыва Н. Н. Семенова с экспериментом

Диаметр сосуда (заряда), см	Коэффициент теплоотдачи, кал/см <sup>2</sup> град·сек	Отношение длины к диаметру	Масса, г	TK		RT <sub>0</sub> <sup>2</sup> /E	
				расчет	опыт	расчет	опыт
6,2	0,0115	1	259	152	152	7,95	9
4,9	0,012	2	264	154	153	8,05	8
3,75	0,0105	2	110	156	158	8,1	8
3,65	0,0115	2	105	157	159	8,15	10
3,2	0,0135	2	72	160	162	8,25	9

## 1.2. Стационарная теория теплового взрыва

Руководствуясь общими представлениями тепловой теории взрыва Н.Н. Семенова, Д.А. ФранкКаменецкий (1939) рассмотрел второй предельный случай, в котором теплоотдача определяется теплопроводностью (кондукцией) реагирующего вещества. В общем виде эта задача впервые была поставлена Т.А. Конторовой и О.М. Тодесом (1933).

В случае кондуктивного теплоотвода распределение температуры по сосуду неравномерно: у стенок она минимальна, в центре сосуда максимальна. При химиче-

ской реакции, протекающей в стационарных условиях, распределение температуры сохраняется постоянным. Условия, при которых невозможно стационарное распределение температуры, эквивалентны условиям теплового взрыва. Задача и состоит в определении этих условий.

Теория Франк-Каменецкого построена с учетом трех допущений: 1) предвзрывной разогрев считается, как и в теории Семенова, малым по сравнению с температурой стенок сосуда; 2) скорость реакции зависит от температуры, тоже как в теории Семенова, по закону Аррениуса  $\exp[-E/(RT)]$ , а всеми остальными зависимостями (выгорание, зависимость предэкспонента от температуры и т. п.) пренебрегают; 3) теплопроводность стенки считается бесконечно большой – она не лимитирует теплоотдачу. Первое и второе условия справедливы при достаточно большом значении экспоненты  $E/(RT)$ , что практически всегда имеет место в реакциях горения и взрыва.

Задачу теплового воспламенения с кондуктивным теплоотводом Д.А. Франк-Каменецкий решил для сферического и цилиндрического сосудов, а также для сосуда с плоскопараллельными стенками. В последнем случае задача решается точно, хотя ее практическое значение меньше значения двух первых задач.

Уравнение теплопроводности для сферически симметричной стационарной задачи с распределенными источниками тепла имеет вид

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dT}{dr} = -\frac{wQ}{\lambda} \quad (1.9)$$

( $r$  – текущий радиус,  $\lambda$  – теплопроводность реагирующего вещества; остальные обозначения объяснены выше).

Полагая, что воспламенение происходит при небольшом повышении температуры по сравнению с температурой стенки ( $\delta T = T - T_0 < T_0$ ) – первое условие теории, представим скорость реакции в виде

$$w = Ce^{-\frac{E}{RT}} = Ce^{-\frac{E}{R(T_0 + \delta T)}} = Ce^{-\frac{E}{RT_0} e^\theta}. \quad (1.10)$$

Вводя, кроме безразмерной переменной  $\theta = E\delta T/(RT_0^2)$ , вторую безразмерную переменную  $\xi = r/\rho$ , где  $\rho$  – радиус сосуда, приведем уравнение (1.9) к виду

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} + \frac{2}{\xi} \frac{d\theta}{d\xi} = -\beta e^\theta. \quad (1.11)$$

Здесь

$$\beta = \frac{CQ}{\lambda} \rho^2 \frac{E}{RT_0^2} e^{\frac{E}{RT_0}} \quad (1.12)$$

– безразмерный параметр. Далее задача состоит в отыскании того значения параметра  $\beta$  (критического значения), при котором уже невозможно решение уравнения (1.11), описывающего стационарный случай, с граничными условиями

$$\frac{d\theta}{d\xi} = 0 \text{ при } \xi = 0,$$

$$\theta = 0 \text{ при } \xi = 1.$$

Зная критическое значение  $\beta$ , отделяющее стационарные решения от нестационарных, находят, подставляя его в (1.12), критерий возникновения теплового взрыва.

Для приближенного определения критического значения параметра  $\beta$  Д.А. Франк-Каменецкий воспользовался интересным приемом. Сначала, введя новые переменные

$$x = \xi \sqrt{\beta} e^{\theta_{\text{Ц}}}, \quad y = \theta_{\text{Ц}} - \theta, \quad (1.13)$$

где  $\theta_{\text{Ц}}$  – значение  $\theta$  в центре сосуда, он преобразовал (1.11) к виду, не содержащему параметров:

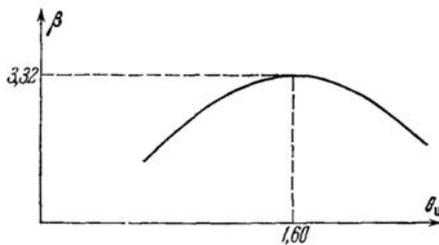
$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{dy}{dx} = e^{-y}. \quad (1.14)$$

Затем он численно проинтегрировал (1.14) при начальных условиях  $x = 0$  при  $y = y' = 0$  и нашел связь между  $y$  и  $x$ . Далее, задавая различные значения  $\theta_{\text{Ц}}$  у стенки сосуда (там  $\theta = 0$ ,  $y = \theta_{\text{Ц}}$  и  $\xi = 1$ ), он по величине  $x$ , соответствующей заданному  $y$  находил параметр  $\beta$ , для которого согласно (1.13) имеем

$$\beta = x^2 e^{\theta_{\text{Ц}}}.$$

Вычисления для разных  $\theta_{\text{Ц}}$  показали, что для сферического сосуда при  $\theta_{\text{Ц}} = 1,60$  величина  $\beta$  переходит через максимум, в котором она равна 3,32 (рис. 2). Следовательно, стационарное распределение температуры в реагирующей смеси, помещенной в сферический сосуд, возможно лишь при  $\beta$ , не превышающем 3,32. При более высоких значениях параметра  $\beta$  стационарных решений уравнения (1.11) не существует. Условие теплового взрыва в сферическом сосуде при кондуктивной теплоотдаче, следовательно, записывается, согласно (1.12), в виде

$$\frac{CQ}{\lambda} \rho^2 \frac{E}{RT_0^2} e^{\frac{E}{RT_0}} = 3,32. \quad (1.15)$$



**Рис. 2.** К стационарной теории теплового взрыва (для сферического сосуда параметр  $\beta$  достигает максимума при  $\theta_{\text{Ц}} = 1,60$ ).

Максимальный предвзрывной разогрев в сферическом сосуде определяется значением  $\theta$ , при котором  $\beta$  переходит через максимум:

$$\begin{aligned} \theta_{\text{Ц}} &= \frac{E}{RT_0^2} \delta T = 1,60, \quad \text{или} \\ \delta T &= T_{\text{Ц}} - T_0 = 1,60 \frac{E}{RT_0^2}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Для цилиндрического сосуда бесконечной длины задача решается точно так же, как и для сферического. Максимальная величина параметра  $\beta$  в этом случае равна 2 при значении  $\theta_{\text{ц}}$  на оси сосуда 1,37. Соответственно условие теплового взрыва в цилиндрическом сосуда бесконечной длины имеет вид

$$\frac{CQ}{\lambda} \rho^2 \frac{E}{RT_0^2} e^{\frac{E}{RT_0}} = 2. \quad (1.17)$$

Максимальный разогрев на оси сосуда составляет

$$\delta T = T_{\text{ц}} - T_0 = 1,37 \frac{RT_0^2}{E}. \quad (1.18)$$

Для плоскопараллельного сосуда задача решается аналитически (уравнение теплопроводности интегрируется в квадратурах). Вычисление параметра  $\beta$  приводит к критическому значению 0,88. Соответственно критерий теплового взрыва имеет вид

$$\frac{CQ}{\lambda} \rho^2 \frac{E}{RT_0^2} e^{\frac{E}{RT_0}} = 0,88. \quad (1.19)$$

а максимальный разогрев

$$\delta T = T_{\text{ц}} - T_0 = 1,2 \frac{RT_0^2}{E}. \quad (1.20)$$

Впоследствии аналитически была решена задача и для цилиндрического сосуда. Критерий взрыва точно совпал с (1.17).

Д.А. Франк-Каменецкий сравнивает критерии теплового воспламенения (1.15), (1.17) и (1.19) с критерием Семенова (1.6):

$$CQ \frac{E}{RT_0^2} e^{-\frac{E}{RT_0}} = \frac{\alpha S}{eV}.$$

К такому же виду приводятся критерии Франка-Каменецкого, если в них ввести эффективную теплоотдачу, равную для сферического сосуда

$$\alpha_{\text{ЭФ}} = 6,0 \frac{\lambda}{d}, \quad (1.21)$$

для цилиндрического сосуда

$$\alpha_{\text{ЭФ}} = 5,4 \frac{\lambda}{d}, \quad (1.22)$$

и для плоскопараллельного

$$\alpha_{\text{ЭФ}} = 4,8 \frac{\lambda}{d}, \quad (1.23)$$

Вид критерия для кондуктивной теплоотдачи совпадает, с точностью до численных множителей, с видом критерия для чисто конвективной теплоотдачи. Это позволяет стационарную теорию Франк-Каменецкого применять к нестационарным задачам, для которых получен критерий Семенова.

Теория теплового взрыва с кондуктивной теплоотдачей сравнивалась с экспериментом в нескольких случаях. Воспользовавшись данными Райса и Аллена (1935) по кинетике распада азометана, Д.А. Франк-Каменецкий вычислил температуру воспламенения для этой реакции при различных давлениях. Исходными для расчета были следующие данные: тепловой эффект реакции  $Q = 43\,000$  кал/моль, энергия активации  $E = 51\,200$  кал/моль, теплоемкость при постоянном объеме  $c_v = 25,7$  кал/(град·моль), коэффициент теплопроводности паров азометана  $\lambda = 10^{-4}$  кал/(град·сек·см).

Распад азометана происходит по реакции первого порядка, скорость реакции (см. (1.10)), следовательно, пропорциональна концентрации азометана  $a$ :

$$w = C'e^{-\frac{E}{RT_a}} = 1,5 \times 10^{15} e^{-\frac{51\,200}{KE}} a.$$

Концентрация в молях на  $1\text{ см}^3$  равна  $a = p/(RT)$ . Выражая давление в мм. рт. ст., а  $R$  – в см·атм/(град·моль), получим формулу для скорости реакции, содержащую давление:

$$w = 1,5 \times 10^{15} e^{-\frac{51\,200}{KE}} \times 1,61 \times 10^{-5} \frac{P}{T}.$$

В критическое условие (1.15), таким образом, вводится давление азометана. Чем выше давление, тем должна быть ниже температура воспламенения. При расчете температуры воспламенения пренебрегали выгоранием азометана в течение периода индукции. Вычисленные и измеренные температуры воспламенения при различных давлениях в сферическом сосуде радиуса 3,6 см приведены в таблице 2.

**Табл. 2.** Температура воспламенения при различных давлениях в сферическом сосуде радиуса 3,6 см

Давление, мм рт. ст.	Температура T, °К	
	расчет	эксперимент
191	619	614
102	629	620
67	635	626,3
55	638	630,7
38	644	636,4
31	647	643,4
28	649	644,9
22,5	653	651,2
18	656	659

Расчеты, как видно из таблицы 2, хорошо совпадают с опытом. Совпадение между вычисленными и измеренными температурами воспламенения при различных давлениях получилось и для реакции распада метилнитрата ( $2\text{CH}_3\text{ONO}_2 = \text{CH}_3\text{OH} + \text{CH}_2\text{O} + 2\text{NO}_2$ ), идущей тоже по первому порядку. Расчеты для реакции окисления сероводорода ( $2\text{H}_2\text{S} + 3\text{O}_2 = 2\text{H}_2\text{O} + 2\text{SO}_2$ ), протекающей по второму порядку, также совпали с экспериментальными данными.

Распад закиси азота ( $2\text{N}_2\text{O} = 2\text{N}_2 + \text{O}_2$ ) происходит с небольшим тепловым эффектом ( $Q = 19\,500$  кал/моль), и в этой реакции не наблюдали теплового воспламе-

нения. Согласно теории (критерий (1.15) или (1.17)) при малом тепловом эффекте реакции тепловой взрыв должен происходить при более высоких температурах, чем в реакциях с большим тепловым эффектом. Д.А. Франк-Каменецкий, пользуясь литературными данными, предвычислил для определенных условий опыта температуры воспламенения в реакции распада закиси азота при нескольких давлениях. Я.Б. Зельдович и В.И. Яковлев (1938) экспериментально проверили предсказания Франк-Каменецкого, оказавшиеся, как это видно из таблицы 3, очень точными.

Экспериментальная проверка тепловой теории взрыва производилась и на примере других реакций. В большинстве случаев наблюдалось хорошее совпадение с опытом. Расхождение между теорией и опытом объяснялось или неточными кинетическими данными, или тем, что в опытах теплоотвод не был чисто кондуктивным.

Теперь следует остановиться еще на одном направлении в исследовании теории теплового воспламенения, начало которому положил О.М. Тодес (1933).

**Табл. 3.** Температура воспламенения при распаде закиси азота

Давление, мм рт. ст.	Температура $T_0$ , °K	
	расчет	эксперимент
170	1255	1285
330	1175	1195
590	1110	1100

### 1.3. «Адиабатический» тепловой взрыв

Если характерное время реакции (например, время увеличения ее в  $e$  раз) значительно меньше характерного времени теплоотдачи (для кондуктивной теплоотдачи – это  $t = d^2/\kappa$ , где  $d$  – характерный размер сосуда,  $\kappa$  – температуропроводность), то теплоотводом допустимо пренебречь по сравнению с теплоприходом. Такой случай может осуществиться при большой начальной скорости реакции, например, при высокой температуре, далеко в глубине области воспламенения вещества. Рассматривать реакцию нулевого порядка, как это делалось выше ((1.1) и (1.10)), в этом случае не имеет особого интереса. Для такой реакции всегда будет наблюдаться тепловой взрыв, поскольку ее скорость не зависит от концентрации исходного вещества. Скорость реакции будет непрерывно увеличиваться, пока не прореагирует все вещество. Иной результат может получиться для реакции первого и второго порядка. Скорость этих реакций, возрастающая с увеличением температуры, уменьшается по мере выгорания вещества. Здесь могут наблюдаться различные случаи. Если зависимость от температуры слабая, то по мере выгорания скорость реакции может уменьшаться и теплового взрыва не произойдет. Возникновение теплового взрыва в подобного рода условиях исследовал О.М. Тодес (1933).

Уравнение скорости химической реакции, протекающей по второму порядку, и уравнение теплоприхода имеют для адиабатического взрыва вид

$$\frac{dn}{dt} = C'' e^{\frac{E}{RT}} (a - n)^2, \quad (1.24)$$

$$c \frac{dT}{dt} = Q \frac{dn}{dt}, \quad (1.25)$$

при начальных условиях  $n(0) = 0$ ,  $T(0) = T_0$ . Здесь  $n$  – число молей вновь образующегося вещества в единице объема,  $a$  – начальная концентрация исходного вещества,  $c$  – теплоемкость,  $Q$  – тепловой эффект реакции на моль.

Интегрирование (1.25) дает

$$T = T_0 + \frac{Qn}{c}. \quad (1.26)$$

Подставляя (1.26) в (1.24), получим

$$\frac{dn}{dt} = C''(a-n)^2 e^{-\frac{E}{RT_0 + R\frac{Qn}{c}}}. \quad (1.27)$$

В (1.27) первый множитель  $(a-n)^2$  по мере протекания реакции уменьшается, второй множитель (экспонента) растет. В зависимости от преобладания того или другого множителя скорость реакции будет или спадать со временем или возрастать. Во втором случае будет иметь место адиабатический взрыв.

Для решения уравнения (1.27) ввиду сравнительной сложности выкладок переходят к безразмерным обозначениям

$$z = \frac{Qn}{cT_0}, \quad \tau = Bt \left( \text{где } B = C'' \frac{cT_0}{Q} \right), \quad \alpha = \frac{E}{RT_0}, \quad \xi = \frac{Qa}{cT_0}. \quad (1.28)$$

Тогда (1.27) принимает вид

$$\frac{dz}{d\tau} = (\xi - z)^2 e^{-\frac{\alpha}{1+z}}. \quad (1.29)$$

Интегрируя (1.29), получим

$$\tau = \int_0^1 \frac{dz}{(\xi - z)^2} e^{\frac{\alpha}{1+z}}. \quad (1.30)$$

Этот интеграл приводится к интегральному логарифму:

$$\tau = \frac{\alpha}{(1+\xi)^2} e^{\frac{1+\xi}{\alpha}} \left\{ \left[ \frac{e^{\nu_2}}{\nu_2} - \text{Ei}(\nu_2) \right] - \left[ \frac{e^{\nu_1}}{\nu_1} - \text{Ei}(\nu_1) \right] \right\} \quad (1.31)$$

где

$$\nu_1 = \frac{\alpha\xi}{1+\xi}, \quad \nu_2 = \frac{\alpha(\xi-z)}{(1+\xi)(1+z)}, \quad \text{Ei}(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx.$$

По формуле (1.31) вычисляют, задавая различные значения переменной  $z$ , изменяющейся от 0 до  $\xi$ , безразмерное время, соответствующее задаваемым величинам безразмерной глубины превращения  $z$ . Пользуясь формулой (1.29), тоже по задаваемой величине  $z$ , вычисляют скорость реакции, которая соответствует времени  $\tau$ , найденному по тому же значению  $z$ . Задача определения скорости реакции для раз-

личных моментов времени и характера изменения скорости реакции в зависимости от времени решается, таким образом, полно.

Для исследования кривой «скорость реакции – время» продифференцируем (1.29) по безразмерному времени. Полагая  $dz/d\tau = W$ , получим

$$\frac{dW}{d\tau} = \frac{dW}{ds} \frac{dz}{d\tau} = W \frac{dW}{dz} = W \frac{(\xi - z)}{(1+z)^2} e^{-\frac{\alpha}{1+z}} [\alpha\xi - (\alpha + 4)z - 2z^2 - 2] \quad (1.32)$$

Помня, что для  $z$  справедливо неравенство

$$0 \leq z \leq \xi,$$

найдем условие существования максимума на кривой «скорость реакции – время»: он существует, если  $\xi\alpha > 2$ .

Когда  $\alpha\xi < 2$ , скорость реакции плавно уменьшается со временем. Воспламенение, как указал О.М. Тодес, приобретает взрывной характер, если на кривой появляются два перегиба, указывающих на резкое возрастание скорости реакции в какой-то момент процесса.

Исследование производной выражения (1.32) по  $\tau$  (второй производной (1.9) по времени) приводит к следующему критерию возникновения взрыва:

$$\xi \geq \frac{2\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \alpha}}{\alpha(\alpha - 1)}, \quad (1.33)$$

переходящему для случая, когда  $\alpha$  велико по сравнению с единицей, в

$$\alpha\xi > 3, \quad (1.34)$$

или

$$\frac{\alpha Q}{cT_0} \frac{E}{RT_0} > 3.$$

Адиабатический мономолекулярный взрыв, для которого

$$\frac{dn}{dt} = C'(a - n)e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (1.35)$$

происходит (на кривой «скорость реакции – время» появляются перегибы) согласно вычислениям О. М. Тодеса при условии

$$\xi\alpha > 1,7. \quad (1.36)$$

Максимум на кривой «скорость реакции – время» появляются для такой реакции, когда

$$\xi\alpha > 1. \quad (1.37)$$

Критерии (1.34) и (1.36) выполняются практически всегда. Это видно после подстановки в них значений  $\xi$  и  $\alpha$ . Взрыв может вырождаться в реакцию, скорость которой более или менее плавно уменьшается со временем, лишь в некоторых очень специфических случаях. Например, в смеси с весьма малым или слишком большим содержанием горючей компоненты, когда она очень быстро приводится к исключительно высокой начальной температуре. Экспериментально вырождение адиабатического взрыва, например, при понижении начальной температуры до

некоторой критической или при небольшом изменении состава горючей смеси в реакцию, протекающую плавно, без точек перегиба на кривой «скорость – время», или непрерывно уменьшающуюся во времени, пока не наблюдалось. Положение осложняется еще и тем, что при плавном уменьшении скорости реакции она протекает сравнительно медленно и процесс может оказаться неадиабатическим, станет недопустимым пренебрежение теплоотводом. Тем не менее теоретическое исследование адиабатического взрыва имеет существенное значение для углубления представлений о тепловом взрыве.

Рассмотренные выше три случая теплового взрыва не исчерпывают, разумеется, все возможные случаи. В описанных теориях рассматривалась относительно простая химическая кинетика, не учитывающая выгорание и каталитические эффекты. Температура стенок сосуда, в котором происходит самовоспламенение, считалась постоянной. В дальнейшем теория теплового взрыва, в которой принимались во внимание эффекты, не учитываемые в изложенных выше теориях, разрабатывалась в Советском Союзе на основе исходных идей Н.Н. Семенова, а также Д.А. Франк-Каменецкого и О.М. Тодеса, Ф.И. Дубовицким, А.Г. Мержановым, О.М. Тодесом и их сотрудниками. Кинетика разложения конденсированных взрывчатых веществ исследовалась А.И. Сербиновым (1959).

Химическая реакция в определенных условиях протекает по цепному механизму. Активные центры, ведущие цепную реакцию, рождаются обычно в объеме реагирующего вещества. Гибнут они как на поверхности реакционного сосуда, так и в объеме, например, вступив в реакцию. Если скорость рождения активных центров превышает скорость их гибели, возникает цепной взрыв. Теория цепного взрыва разработана Н.Н. Семеновым (1930), описание ее выходит за рамки настоящего обзора.

## § 2. Медленное горение

### 2.1. Нормальное горение газов

Нормальным, или фундаментальным, горением называют, следуя В.А. Михельсону (Уч. зап. Моск. ун-та, отд. физ.-мат., 1890, № 10), плоское пламя, распространяющееся в спокойном газе или ламинарном потоке при помощи теплопроводности, нагревающей негоревший газ, и диффузии, поставляющей в него химически активные частицы из горящего слоя. Скорость распространения нормального горения в заранее приготовленной однородной горючей смеси (эту скорость называют также нормальной скоростью пламени) определяется как величиной коэффициентов температуропроводности и диффузии, так и скоростью химической реакции.

Соображения размерности позволяют четко представить явления, лежащие в основе распространения горения с нормальной скоростью.

Время  $\tau$  химической реакции из анализа размерности равно времени  $t$ , необходимому для одного столкновения между молекулами, умноженному на среднее число  $n$  соударений, приходящееся на один акт химической реакции:  $\tau = tn$ . Число  $n$ , как это очевидно, обратно пропорционально вероятности химической реакции. Принимая время между соударениями равным отношению длины свободного пробега  $l$  к средней скорости молекул  $c$  (эта величина близка к скорости звука), найдем для времени химической реакции

$$\tau \sim \frac{l}{c} n. \quad (2.1)$$

Ширина зоны химической реакции по порядку величины равна произведению времени химической реакции на скорость пламени:

$$\lambda = \tau u_{\text{H}} = l \frac{n}{c} u_{\text{H}}. \quad (2.2)$$

Вместе с тем ширина зоны химической реакции составляет, тоже из анализа размерности, некую долю общей ширины прогретой области перед фронтом пламени, распространяющимся со скоростью  $u_{\text{H}}$ :

$$\lambda = \beta \frac{\kappa}{u_{\text{H}}}. \quad (2.3)$$

Здесь  $\kappa/u_{\text{H}}$  – ширина прогретой области ( $\kappa$  – коэффициент температуропроводности), а  $\beta < 1$ .

Соотношение (2.3) получают также из решения уравнения теплопроводности для стационарного случая.

Фронт горения совмещают с плоскостью  $y - z$  так, чтобы несгоревший газ втекал во фронт со скоростью  $v = |u_{\text{H}}|$ . Уравнение теплопроводности для этого случая имеет вид

$$-v \frac{dT}{dx} = \kappa \frac{d^2T}{dx^2}.$$

Его решение при граничных условиях

$$T = T_1 \text{ при } x = 0, T = T_0 \text{ при } x = +\infty$$

( $T_1$  – температура горения,  $T_0$  – начальная температура несгорающего газа) с учетом того, что  $v = |u_{\text{H}}|$ , имеет вид

$$T = (T_1 - T_0) e^{-\frac{u_{\text{H}} x}{\kappa}} + T_0.$$

Отсюда видно, что температура перед фронтом горения понижается в  $e$  раз на расстоянии  $\lambda = \kappa/u_{\text{H}}$ . Эту величину принимают за зону прогрева газа. Зона горения составляет некую долю  $\beta$  от зоны прогрева и, следовательно, определяется формулой (2.3).

Сопоставляя (2.2) и (2.3) и вспоминая, что коэффициент температуропроводности  $\kappa = \frac{1}{3}lc$ , получим для нормальной скорости пламени соотношение

$$u_{\text{H}} = c \sqrt{\frac{\beta}{3n}} = \frac{\varphi}{\sqrt{n}} c, \quad (2.4)$$

где  $\varphi < 1$ .

Нормальная скорость пламени, как это видно из (2.4), пропорциональна скорости звука, но значительно меньше ее, поскольку число столкновений  $n$ , необходимое для одного акта химической реакции, обычно составляет величину порядка  $10^4$ – $10^5$ .

При помощи (2.4) и (2.2) находят ширину зоны химической реакции – ширину фронта пламени:

$$\lambda = \varphi \sqrt{nl} \quad (2.5)$$

Она пропорциональна длине свободного пробега, но во много раз больше ее.

Теория распространения нормального горения, теперь уже общепринятая, принадлежит Я. Б. Зельдовичу и Д. А. Франк-Каменецкому (1938).

Уравнение теплопроводности для одномерной нестационарной задачи распространения реакции горения записывается в виде

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \eta \frac{\partial T}{\partial x} + F \quad (2.6)$$

Здесь  $c_p$  – теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $|u|$  – скорость пламени,  $\eta$  – коэффициент теплопроводности,  $F$  – количество тепла, выделяющееся вследствие химической реакции в единицу времени в единице объема газа.

При горении изменяются концентрации исходных веществ и продуктов горения. Исходные вещества диффундируют в зону пламени, продукты сгорания – из зоны горения в исходный газ. Скорость химической реакции и, следовательно, скорость тепловыделения зависят от концентрации исходных продуктов и продуктов горения. Поэтому совместно с уравнением (2.6), строго говоря, должны решаться и уравнения диффузии (хотя бы без учета термодиффузии) для каждого из веществ, участвующих в химическом превращении:

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + u \frac{\partial a_i}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} D_i \frac{\partial a_i}{\partial x} + M_i, \quad (2.7)$$

где  $a_i$  – концентрация  $i$ -й компоненты,  $M_i$  – количество  $i$ -го газа, выделяющееся (поглощающееся) вследствие химической реакции в единице объема за единицу времени.

Нетрудно видеть, что если для каждой компоненты

$$\frac{\eta}{c_p \rho} = D_i, \quad (2.8)$$

то уравнения (2.6) и (2.7) тождественны. При этом поле температур совпадает с полем концентраций:

$$\frac{T - T_0}{T_1 - T_0} = \frac{a - a_0}{a_1 - a_0} = \frac{b - b_0}{b_1 - b_0} \quad (2.9)$$

( $a_0$  и  $b_0$  – концентрации исходных веществ,  $T_0$  – начальная температура,  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $T_1$  – конечные концентрации и температура,  $a$ ,  $b$ ,  $T$  – текущие значения тех же величин).

В этом легко убедиться, вводя в уравнения (2.6) и (2.7) новые переменные

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_1 - T_0} \quad \text{и} \quad \alpha = \frac{a - a_0}{a_1 - a_0}.$$

Тогда дифференциальные уравнения и граничные условия в задачах о теплопроводности и диффузии полностью совпадают и задача сводится к решению одного уравнения теплопроводности (2.6). Условием законности такого упрощения, как говорилось, является равенство коэффициента температуропроводности смеси во всем интервале температур коэффициентам диффузии каждой из компонент, участвующих в реакции (2.8). Эта задача называется задачей о *тепловом* распространении пламени.

Рассматривая лишь недостающую компоненту, определяющую тепловыделение, и умножая обе стороны (2.9) на  $c\rho$ , условие подобия (2.9) можно переписать в виде

$$c\rho(T - T_0) = c\rho \frac{T_1 - T_0}{a_0} (a_0 - a).$$

Но  $c\rho (T_1 - T_0)/a_0 = Q$  есть тепловой эффект реакции, приходящийся на единицу концентрации недостающего вещества. Поэтому  $c\rho (T_1 - T_0) + Qa = Qa_0$ . Первый член левой части этого равенства – количество тепла, выделившееся в результате реакции в некоей промежуточной ее стадии (при температуре  $T$ ); второй член – количество неизрасходованной химической энергии. Следовательно, подобие поля температуры полю концентрации эквивалентно условию сохранения в зоне горения суммы физического тепла и химической энергии. Свойства смеси в зоне горения изменяются, как при адиабатическом протекании реакции. Однако эта особенность исчезает, как только нарушается подобие поля температуры полю концентраций (коэффициент температуропроводности перестает быть равным коэффициенту диффузии). При этом возникают новые явления, например диффузионная неустойчивость фронта нормального горения.

Уравнение (2.6) нелинейно, поскольку член  $F$  (теплоприход) обычно зависит от температуры экспоненциально. Более того, уравнение (2.6) формально не имеет стационарного решения, поскольку (тоже формально) скорость химической реакции нигде в пространстве не обращается в нуль.

Авторы теории теплового распространения пламени, в отличие от своих предшественников в этой области науки, пошли на физически ясные упрощения, не потеряв при этом главных черт химического процесса. Вместо обычной линеаризации уравнения (2.6) они, рассматривая стационарную задачу  $\partial T/\partial t = 0$ , обратили внимание на то, что зона реакции в пламени очень узка. Реакция благодаря экспоненциальной зависимости от температуры проходит при температуре, близкой к температуре горения. Поэтому масса газа в зоне реакции мала по сравнению с массой газа, прогреваемой теплопроводностью. Это соображение позволило пренебречь членом  $c_p \rho u \partial T/\partial t$  в зоне реакции, и уравнение (2.6) чрезвычайно упростилось:

$$\frac{d}{dx} \eta \frac{dT}{dx} + F = 0. \quad (2.10)$$

Уравнение (2.10) с помощью подстановки  $y = dT/dx$  легко интегрируется в квадратурах, если предположить, что теплопроводность не зависит от температуры:

$$-\frac{dT}{dx} = \sqrt{\frac{2}{\eta} \int F dT}.$$

Учитывая граничное условие (поток тепла при температуре горения равен нулю)

$$\frac{dT}{dx} = 0 \text{ при } T = T_1,$$

определим пределы интегрирования в выражении под корнем:

$$-\frac{dT}{dx} = \sqrt{\frac{2}{\eta} \int_{T_1}^{T_1} F dT}.$$

Но, поскольку реакция идет только вблизи температуры горения, вклад в тепловыделение реакции при температурах, заметно меньших температуры горения, невелик и интегрирование можно вести от начальной температуры  $T_0$ :

$$-\frac{dT}{dx} = \sqrt{\frac{2}{\eta} \int_{T_0}^{T_1} F dT}. \quad (2.11)$$

Полный поток тепла из зоны горения составляет  $-\eta dT/dx$  и в то же время  $u\rho Q$  (здесь  $Q$  – тепловой эффект реакции сгорания на единицу массы смеси). Поэтому запишем (2.11) в виде

$$u\rho Q = \sqrt{\frac{2}{\eta} \int_{T_0}^{T_1} F dT}.$$

откуда найдем нормальную скорость пламени

$$u = \frac{1}{\rho Q} \sqrt{2\eta \int_{T_0}^{T_1} F dT}. \quad (2.12)$$

Я.Б. Зельдович и Д.А. Франк-Каменецкий рассмотрели различные случаи протекания химической реакции в пламени. Если реакция имеет нулевой порядок, т. е. ее скорость не зависит от концентрации реагирующего вещества  $a$ , то  $da/dt = -C \exp[-E/(RT)]$ ; здесь  $E$  – энергия активации,  $C$  – предэкспонент и формула для скорости пламени в результате приближенного интегрирования в (2.12) приобретает вид

$$u = \sqrt{\frac{2\eta C}{Q\rho_0 a_0} \frac{RT_1^2}{E} e^{-\frac{E}{RT_1}}}. \quad (2.13)$$

При выводе формулы (2.13) вводится новая переменная  $\theta = T_1 - T \square T_0$  и предполагается, что реакция начинается от температуры воспламенения  $T_b$ , близкой к  $T_1$ . Тогда

$$\int_0^{T_1} e^{-\frac{E}{RT}} dt = \int_0^{T_1} e^{-\frac{E}{R(T_1-\theta)}} dt = e^{-\frac{E}{RT_1} \theta} \int_0^{\theta} e^{-\frac{E}{RT_1^2} \theta} d\theta = \frac{RT_1^2}{E} e^{-\frac{E}{RT_1} \theta} \left( 1 - e^{-\frac{E}{RT_1^2} \theta} \right).$$

Полагая, что  $\theta_b = T_1 - T_b$  имеет тот же порядок, что и  $RT_1^2/E$  (или несколько более высокий), пренебрежем членом  $\exp[-E\theta_b/(RT_1^2)]$ . В результате

$$\int_0^{T_1} e^{-\frac{E}{RT}} dt = \frac{RT_1^2}{E} e^{-\frac{E}{RT_1}}.$$

Подставляя это выражение в (2.12) и учитывая константу скорости реакции  $C$ , получим (2.13). Для реакции первого порядка

$$\frac{da}{dt} = C'e^{-\frac{E}{RT_a}}$$

и формула для скорости пламени имеет вид

$$u = \sqrt{\frac{2\eta C' a_0}{Q\rho_0(T_1 - T_0)^2} \left(\frac{RT_1^2}{E}\right)^2 e^{-\frac{E}{RT_1}}}. \quad (2.14)$$

Для реакции второго порядка

$$\frac{da}{dt} = C'' e^{-\frac{E}{RT_1}}$$

и

$$u = \sqrt{\frac{4\eta C'' a_0}{Q\rho_0(T_1 - T_0)^2} \left(\frac{RT_1^2}{E}\right)^3 e^{-\frac{E}{RT_1}}}. \quad (2.15)$$

При выводе формул (2.14) и (2.15) под интеграл в (2.12) подставляются соответствующие выражения для скорости реакции. Интегрирование (2.12) производится с учетом того, что поле концентраций подобно полю температуры (2.9). Это позволяет в выражениях для скорости реакции перейти от концентраций к температурам.

Во всех случаях (2.13) – (2.15) тепловой эффект реакции находится под корнем в знаменателе. Но из этого вовсе не следует, что скорость пламени уменьшается с увеличением теплового эффекта. Максимальная температура в зоне горения  $T_1$  увеличивается с ростом теплового эффекта. Тепловой эффект в скрытом виде находится в показателе экспоненциальной функции, стоящей в числителе. В результате всегда с увеличением теплового эффекта реакции нормальная скорость пламени увеличивается.

Максимальная температура пламени достигается при заданной начальной температуре и давлении, когда состав смеси близок к стехиометрическому (при коэффициенте избытка воздуха, близком к 0,8–0,9). Этому составу соответствует и максимальная нормальная скорость пламени. Обогащение и обеднение смеси горючей компонентой понижает температуру пламени и в соответствии с теорией нормального горения сильно уменьшает нормальную скорость пламени.

Нормальная скорость пламени, как это видно из (2.13) – (2.15), при заданной концентрации горючей компоненты (точнее, недостающей компоненты) зависит от начального давления газа согласно закону

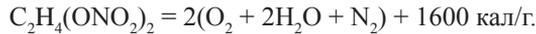
$$u_H \sim p^{\frac{n}{2}-1} \quad (2.16)$$

( $n$  – порядок реакции). Пользуясь этим соотношением, можно, если нет лучшего способа, оценить суммарный порядок химической реакции при температуре, близкой к температуре горения. При этом надо иметь в виду, что соотношение (2.16) перестает быть справедливым в случае сильной диссоциации продуктов горения. В этом случае с повышением давления диссоциация уменьшается, температура горения растет и зависимость скорости пламени от давления оказывается более сильной, чем это следует из (2.16).

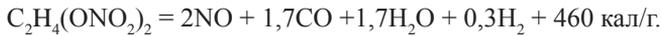
Количественную зависимость нормальной скорости от начальной температуры газа предсказать трудно, поскольку от начальной температуры зависит температура

горения. Ясно только, что с повышением начальной температуры нормальная скорость увеличивается. Обычно пользуются экспериментальными зависимостями, наиболее общепринятая из которых принадлежит А. Пассауеру ( $u_n \sim T_0^2$ ).

Теория теплового нормального распространения пламени сравнивалась с экспериментом в нескольких случаях. Первое сопоставление теории с опытом принадлежит А.Ф. Беляеву (1940), воспользовавшемуся для этого как своими опытными данными, так и результатами измерений А.Я. Апина и К.К. Андреева. Еще раньше (1938) А.Ф. Беляев показал, что горение легко кипящих взрывчатых веществ происходит в газовой фазе. Типичным в этом отношении является нитрогликоль, полное разложение которого происходит по формуле



Однако при горении в газовой фазе над мениском жидкого нитрогликоля разложение оказывается неполным и протекает приблизительно по уравнению



Эта стадия осуществляется во фронте нормального пламени, непосредственно вблизи жидкой фазы, отделенном от нее темной зоной. Догорание продуктов неполного разложения происходит позже, спустя значительное время после их образования в нормальном пламени.

Сделав несколько разумных предположений, А.Ф. Беляев вычислил по теории теплового распространения, пользуясь значением нормальной скорости, взятым из эксперимента, энергию активации реакции разложения нитрогликоля, оказавшуюся равной 35 000 кал/моль. Эта величина совпала с цифрой, найденной А.Я. Апиным с помощью кинетического метода. Однако А.Я. Апин работал при значительно более низких температурах, чем температура сгорания, при которой идет реакция в пламени, и совпадение могло оказаться случайным. Поэтому А.Ф. Беляев непосредственно определил энергию активации реакции разложения нитрогликоля при температуре, близкой к температуре горения. Для этого он воспользовался значениями скорости пламени при различной начальной температуре, от которой зависит температура горения. Энергия активации оказалась равной 36 000–37 000 кал/моль. Теория с точностью до сделанных при ее проверке предположений хорошо совпала с экспериментом.

Одна из последних по времени проверок теории сделана на интересном в техническом отношении веществе Р. Марреем и А. Холлом (Trans. Faraday Soc, 1951, 47 : 7, 743–751), которые вычислили нормальную скорость распространения пламени при разложении гидразина  $\text{N}_2\text{H}_4$ , воспользовавшись мономолекулярным законом с константой

$$C = 4 \times 10^{12} e^{-\frac{60\,000}{RT}} \frac{1}{\text{сек}},$$

полученной М. Шварцем (1949) для интервала температур 620–780° С и давления в несколько миллиметров ртути. Вычисления дали величину 111 см/сек. Измеренная ими же скорость оказалась равной 200 см/сек. Согласие можно считать удовлетворительным, если учесть, что измерение кинетики химической реакции проводилось при температуре, значительно меньшей температуры, при которой она идет в пламени.

Теория теплового распространения пламени усовершенствовалась Н.Н. Семеновым (1940), Я.Б. Зельдовичем и Н.Н. Семеновым (1940) и Я.Б. Зельдовичем

(1948). Учитывалось неравенство коэффициента диффузии и коэффициента температуропроводности, вносились поправки на изменение числа молекул в результате химической реакции. Однако основная физическая картина явления в этих работах сохранялась той же, какой она была принята первоначально.

Эти работы вызвали большое количество теоретических исследований, уточняющих различные стороны процесса теплового, а также диффузионного и цепного распространения пламени. Подробный разбор и оценку этих исследований можно найти у Д.А. Франк-Каменецкого (1967), там же содержится подробная библиография по вопросам теории распространения пламени. Однако, рассматривая все работы по теории распространения пламени, следует учесть, что измерить скорость пламени значительно легче, чем найти исходные физические (теплопроводность, коэффициент диффузии) и реакционно-кинетические (энергия активации, порядок реакции и т. п.) данные, необходимые для вычисления скорости пламени. Наибольшую ценность поэтому представляют те работы, которые позволяют ясно описать физическую картину распространения горения.

Существует несколько методов экспериментального определения нормальной скорости пламени: в бунзеновской горелке, в мыльном пузыре, в бомбе постоянно-го объема, в трубе при равномерном распространении горения в ней. Л.Н. Хитрин тщательно сравнил их и определил точность, а также границы применения каждого из них (ссылки см. в книге Л.Н. Хитрина «Физика горения и взрыва», 1957).

Для ознакомления с порядком величин значения максимальной нормальной скорости пламени в некоторых газовых смесях приведены в таблице 4.

Нормальная скорость пламени, как это видно из теории, а также из измерений различными методами, является одной из главных физикохимических констант горючей газовой смеси.

Фронт нормального горения представляет собой тепловой разрыв с небольшим перепадом давления. Вообразим плоское нормальное пламя покоящимся. Несгоревший газ втекает в зону горения со скоростью  $|u_n|$  продукты сгорания, согласно закону сохранения массы, истекают из нее со скоростью  $u = u_n \rho_0 / \rho$ , где  $\rho_0$  и  $\rho$  – плотности несгоревшего газа и продуктов сгорания.

На фронте горения вследствие законов сохранения массы, импульса и энергии возникает перепад давления, величина которого для случая

**Табл. 4.** Максимальная нормальная скорость пламени при давлении 1 ата и температуре 18–20 °С

Горючее вещество	Максимальная нормальная скорость, м/сек	% горючего в смеси	
		с максимальной скоростью горения	в стехиометрической смеси
Кислородные смеси			
Ацетилен	10; 11	32,5; 55	28,6
Водород	10	–	66,7
Бутан	4,8	13,3	13,3
Окись углерода	1,03	68	66,7

Горючее вещество	Максимальная нормальная скорость, м/сек	% горючего в смеси	
		с максимальной скоростью горения	в стехиометрической смеси
Воздушные смеси			
Водород	2,67	42	29,5
Ацетилен	1,31	10	7,7
Этилен	0,63	7,0	6,5
Сероуглерод	0,485	8,2	6,5
Пропилен	0,435	4,8	4,5
Окись углерода + 1,2% H <sub>2</sub> O	0,415	53	29,5
Бензол + 0,5% H <sub>2</sub>	0,385	3,0	2,7
Этиловый эфир	0,375	4,5	3,4
Метан	0,370	10,5	9,5
Циклогексан	0,350	2,5	2,3
н. Пентан	0,350	2,9	2,6
н. Гексан	0,320	2,5	2,2
Ацетон	0,318	6,8	5,8

$u_H \ll c_0$  определяется выражением

$$p - p_0 = -p_0 q \left( \frac{u_H}{c_0} \right)^2 = -p_0 q M^2. \quad (2.17)$$

Здесь  $c_0$  – скорость звука в несгоревшей смеси,

$$q = \frac{Q}{c_v T_0} \quad (2.18)$$

– отношение теплового эффекта реакции сгорания к начальной внутренней энергии газа,  $M$  – число Маха нормального пламени, т. е. отношение нормальной скорости к скорости звука в несгоревшей газовой смеси.

Перепад давления на фронте нормального пламени оказывается очень малым. Так, например, для воздушной смеси пентана  $u_H = 0,35$  м/сек,  $c_0 = 340$  м/сек,  $M = 10^{-3}$ ,  $q = 7$ , разность давления по обе стороны зоны нормального пламени

$$p - p_0 = -p_0 q M^2 = -7 \times 10^{-6} p_0 \sim -10^{-5} p_0.$$

При атмосферном давлении перепад на фронте пламени в этом случае составляет около 0,1 мм вод. ст. В кислородных смесях он приблизительно на один-два порядка выше, но и там остается очень малым.

Теория нормального горения конденсированных взрывчатых веществ и твердых топлив пока находится в стадии разработки. Фундаментальные идеи и экспери-

ментальные результаты в этой области принадлежат К.К. Андрееву, А.Ф. Беляеву, О.И. Лейпунскому, П.Ф. Похилу. К.К. Андреев (1959) выдвинул идею, согласно которой массовая скорость горения существенно возрастает при проникновении горения в глубину взрывчатого вещества. При этом вещество разрушается и из него вылетают мелкие частицы, сгорающие в газовом пламени. С таким механизмом увеличения скорости горения, по мнению К.К. Андреева, связан переход горения в детонацию в конденсированных взрывчатых веществах. А.Ф. Беляев (1940) выдвинул и экспериментально обосновал идею о том, что медленное горение жидких и легкоплавких (точнее, легкокипящих) взрывчатых веществ происходит в газовой фазе. Эта идея позволила применить к горению указанных веществ описанную выше теорию нормального горения газов.

К.К. Андреев (1945) обнаружил, что при горении жидких взрывчатых веществ с увеличением давления (т. е. скорости горения) поверхность горения перестает быть плоской и турбулизуется, вследствие чего скорость горения существенно увеличивается. Теория этого явления была ранее развита Л.Д. Ландау (см. § 3). А.Д. Марголин, В.М. Маргулис и П.Ф. Похил (1968) получили в критериальной форме зависимость скорости горения жидких взрывчатых веществ в турбулентном режиме от давления. А.Ф. Беляев и Н.Н. Бахман (1959) обнаружили и изучили горение вдоль границы полупространств горючего и окислителя.

Стационарное и нестационарное горение пороха было рассмотрено Я.Б. Зельдовичем (1942). Теория стационарного горения основывается на вышеупомянутых экспериментальных результатах А.Ф. Беляева, но вместо испарения фигурируют разложение и газификация пороха под воздействием потока тепла из газовой фазы, т. е. из пламени сгорающих продуктов газификации. Применение к распространению пламени в продуктах газификации изложенной выше теории нормального горения газов с учетом того, что волна прогрева перед фронтом пламени распространяется также и в порохе, позволило получить выражения для стационарной скорости горения пороха и размеров и времен релаксации характерных слоев: тепловых слоев пороха и газа и слоя релаксации в газе. Новым по сравнению с теорией скорости нормального горения газов здесь является наличие теплового слоя пороха с размером и временем релаксации, превышающими газовые. Зависимость скорости горения пороха отражает зависимость скорости газовых реакций от давления и температуры газов.

Теория нестационарного горения пороха охватывает широкий круг явлений, связанных с проблемой чувствительности скорости горения к быстрым изменениям определяющих параметров, т. е. происходящим за время меньше одного из времен тепловой релаксации слоев распространяющейся тепловой волны. Существенным является то, что время релаксации теплового слоя пороха на несколько порядков больше времен релаксации газовых слоев (в соответствии с отношением плотности пороха к плотности газа). Это приводит к тому, что при быстрых изменениях давления и других параметров размеры слоев и градиенты температур в газовой фазе практически мгновенно следуют за изменениями параметров, в то время как тепловой слой пороха и градиенты температуры в нем еще не изменились. Тем самым нарушается стационарное распределение температур и стационарные значения потоков тепла, переходящих из газовых слоев в тепловой слой пороха. Это приводит к временному перегреву или охлаждению слоев, т. е. к нестационарной скорости горения в течение времени релаксации теплового слоя пороха. Теория, в частности, приводит к следующим выводам: при быстрых подъеме или спаде давления скорости горения

вначале соответственно больше или меньше, чем стационарные скорости при новых давлениях; при достаточно быстром спаде давления порох затухает вследствие охлаждения поверхностного слоя пороха; при горении в полузаткнутом объеме и в случае, когда время релаксации теплового слоя пороха больше, чем время истечения газов из полузаткнутого объема, возникает неустойчивость горения и порох затухает<sup>35</sup>.

О.И. Лейпунский (1945) впервые установил факт, имеющий принципиальное значение для теории горения твердых топлив, – так называемое «раздувание». Горение ускоряется, если его продукты имеют составляющую скорости, параллельную поверхности горения. Впоследствии этот вид горения стали называть «эрозионным». П.Ф. Похил (1953) раскрыл механизм горения коллоидных порохов (на примере пироксилинового, нитроглицеринового и динитродиэтиленового). Тщательными экспериментами П.Ф. Похил показал существование нескольких стадий в горении пороха. В поверхностном слое (около 5% толщины нагретого слоя) происходит устойчивая экзотермическая реакция с выделением 60–80 кал/г тепла, что составляет величину порядка 5–10% от всей теплопроизводительности пороха. В результате экзотермической реакции на поверхности пороха образуется «кипящий слой», в котором под влиянием газовой выделения образуются, растут и лопаются пузырьки жидкой фазы. Вещество диспергирует, образуется дымогазовая смесь, которая догорает над поверхностью пороха в двух трудноразделимых стадиях. В первой происходит преимущественно гетерогенное горение частиц, образующих дымовую фазу, во второй же – горение газовой фазы. Понижая начальное давление, стадии можно разделить, а при очень низком давлении горение дымогазовой фазы можно вообще исключить (порох горит только в конденсированной фазе).

Известны теоретические исследования горения конденсированных взрывчатых веществ и твердых топлив Я.Б. Зельдовича (1942), Б.В. Новожилова (1961–1962), Н.Н. Бахмана (1959), С.С. Новикова и Ю.С. Рязанцева (1964–1965), В.Б. Либровича (1962), А.Г. Истратова и В.Б. Либровича (1964), А.Д. Марголина (1961), А.Д. Марголина и П.Ф. Похила (1963) и др. В этих работах последовательно рассматриваются различные аспекты проблемы распространения нормального горения в конденсированной фазе. Однако теоретически пока не удастся описать все особенности сгорания взрывчатых систем и, тем более, смесевых твердых топлив. Теория удовлетворительно согласуется с экспериментом в настоящее время лишь для легко испаряющихся взрывчатых веществ. В целом в этой, области науки эксперимент значительно опережает теорию.

**2.2. Турбулентное горение газов.** Скорость и механизм горения газа в турбулентном потоке зависят от соотношения масштабов и времен, характерных для турбулентности и нормального пламени. Согласно Г. Дамкелеру (*Z. Electrochem. e und angew. phys. Chem.*, 1940, 46: 11, 601–626) могут иметь место два случая. В первом масштаб турбулентности мал по сравнению с шириной зоны нормального пламени, во втором он велик по отношению к ней. В первом случае турбулентность усиливает тепло- и массообмен внутри зоны нормального горения и скорость турбулентного пламени можно записать в виде

$$u_T \approx \sqrt{\frac{\kappa + \kappa_T}{\tau}} \quad (2.19)$$

<sup>35</sup> Набранное петитом дополнение, развивающее первоначальный текст автора, составлено по поручению редакции О.И. Лейпунским.

Здесь  $\kappa$  – температуропроводность газа,  $\kappa_T$  – коэффициент турбулентного обмена, по порядку величины равный произведению масштаба турбулентности  $l$  на среднюю квадратичную скорость турбулентных пульсаций  $v'$ .

Когда  $\kappa_T \gg \kappa$ , (2.19) можно представить в виде

$$u_T \approx \beta \sqrt{\frac{l}{\lambda}} v' u_H, \quad (2.20)$$

где постоянная  $\beta$  меньше единицы, если под шириной нормального пламени подразумевать только ту часть прогретой зоны, в которой происходит интенсивная химическая реакция.

Ширину зоны турбулентного горения для случая малых масштабов, турбулентности можно представить в виде

$$\lambda_T \sim \sqrt{\lambda l \frac{v'}{u_H}} \quad (2.21)$$

Скорость турбулентного горения и ширина его зоны зависят от масштаба турбулентности в рассматриваемом случае одинаковым образом.

Случай малого масштаба турбулентности, вероятно, имеет небольшое практическое значение, коль скоро ему соответствуют масштабы, меньшие долей миллиметра. Осуществляются они, например, при горении факела над трубкой диаметром порядка 1 мм.

Во втором случае, когда масштаб турбулентности велик по сравнению с шириной зоны нормального горения, турбулентность искривляет поверхность нормального пламени и, согласно принципу Михельсона, увеличивает скорость распространения горения. Г. Дамкелер (1940) для этого случая и для сильной турбулентности ( $v' \gg u_H$ ) получил пропорциональность турбулентной скорости пламени скорости турбулентных пульсаций.

К. И. Щелкин (1943), развивая идеи Дамкелера, выдвинул представление о зоне турбулентного горения (случай  $v' \gg u_H$ ) как о широкой области, в которой объемы (моли) несгоревшего газа, окруженные продуктами горения, дробятся турбулентными пульсациями и сгорают с поверхности с нормальной скоростью пламени. Эта модель впоследствии получила название «модели горения с поверхности» (или модели «поверхностного» горения) в турбулентном потоке.

Оценки поверхности горения в такой модели приводят к скорости турбулентного горения, выражаемой соотношением

$$u_T \approx u_H \sqrt{1 + B \left( \frac{v'}{u_H} \right)^2}, \quad (2.22)$$

где  $B$  – постоянная порядка единицы.

При  $v' \gg u_H$  (2.22) переходит в

$$u_T \sim v', \quad (2.23)$$

что совпадает с результатом Дамкелера для сильной турбулентности.

Случай крупномасштабной турбулентности может быть рассмотрен исходя из других представлений (см., например, К.И. Щелкин и Я.К. Трошин, 1963). Перенос

горения крупномасштабными турбулентными пульсациями в принципе отличается от переноса горения при помощи турбулентного тепло- и массообмена. Перенос горения имеет не диффузионный, а эстафетный характер. Пламя, перемещаемое турбулентной пульсацией, оставляет в любом месте, где есть горючая смесь, новый фронт горения. Языки пламени, проникнув благодаря турбулентным пульсациям в несгоревшую смесь, поджигают ее и оставляют в несгоревшей смеси, независимо от дальнейшей судьбы элемента газа, участвовавшего в турбулентной пульсации, очаги горения, образующие новый фронт горения. Эстафетный характер передачи горения при крупномасштабной турбулентности приводит к зависимости турбулентной скорости пламени от средней квадратичной скорости пульсаций вида

$$u_T \approx u_H + v' \quad (2.24)$$

Эстафетный характер передачи горения может и не осуществляться, если скорость пульсаций «слишком велика» по сравнению с нормальной скоростью пламени. Это соображение приводит к необходимости деления случая крупномасштабной турбулентности на две части, в зависимости от отношения характерного времени турбулентности к характерному времени нормального горения. Если характерное время турбулентности больше характерного времени нормального пламени

$$\frac{l}{v'} > \frac{\lambda}{u_H}, \quad (2.25)$$

или

$$\frac{l}{\lambda} > \frac{v'}{u_H}, \quad (2.26)$$

то возможна эстафетная передача горения. В противоположном случае в свежей смеси, соприкасающейся с турбулентной пульсацией, вынесшей вперед участок нормального фронта, новый фронт может и не образоваться. Начавшееся горение затухнет, свежая смесь несколько разбавится продуктами горения, температура ее соответственно повысится.

В случае

$$\frac{l}{\lambda} \ll \frac{v'}{u_H}, \quad (2.27)$$

разбавление свежей смеси продуктами горения будет значительным и турбулентное горение по характеру приблизится к «объемному». Этот случай близок к описываемому формулами (2.19) и (2.20). Такую модель для крупномасштабной турбулентности рассматривал Е. С. Щетинков (ссылки см. в его работе 1965 г.).

Соотношение (2.25), как критерий перехода от «поверхностной» к «объемной» модели турбулентного горения, впервые, во всяком случае в советской литературе, ввел А.В. Талантов (1960).

Статистический подход к теории турбулентного горения развивал А.Г. Прудников (см. сб. «Горение в турбулентном потоке», 1959).

Сопоставление (2.22) и (2.24) с экспериментом показывает, что при сравнимых с и,, турбулентная скорость в 3–4 раза больше, чем эта следует из теории. М.А. Ривин предположил в связи с этим расхождением, что скорость распространения турбулентного горения определяется не средней квадратичной скоростью

пульсаций, а максимальной, которая примерно в 3,5 раза выше средней. Более оригинальный выход нашли Б. Карловиц, Д. Деннистон и Ф. Уэллс (J. Chem. Phys., 1951, 19 : 5, 541 –547), предложившие учитывать турбулентность, генерируемую пламенем. Дополнительная турбулентность, возникающая в результате расширения продуктов сгорания, согласно оценке этих авторов, составляет

$$u'_n = \frac{\sigma - 1}{\sqrt{3}} u_n \sqrt{1 - \frac{u_n^2}{u_T^2}}. \quad (2.28)$$

(здесь  $\sigma$  – увеличение объема при горении). Если исходной изотермической турбулентности нет и  $\psi = \text{и}$   $\text{ш}$  не возникает и турбулентность, генерируемая пламенем. С учетом последней турбулентная скорость пламени определяется соотношением, предложенным Л.С. Козаченко (1959):

$$u_T = v' + u_n + \frac{\sigma - 1}{\sqrt{3}} \sqrt{1 - \frac{u_n^2}{u_T^2}} u_n. \quad (2.29)$$

При относительно сильной турбулентности ( $u_T \gg u_n$ ) соотношение (2.29) переходит в

$$u_T = v' + \left( \frac{\sigma - 1}{\sqrt{3}} + 1 \right) u_n. \quad (2.30)$$

При  $v' \gg u_n$  (2.24) превращается в (2.22):  $u_T \sim v'$ .

Измерения турбулентной скорости пламени, проведенные Л.С. Козаченко (1960), хорошо описываются соотношением (2.28).

Существование турбулентности, генерируемой пламенем, было впервые экспериментально обнаружено И.Л. Кузнецовым, Г.Р. Барановой, Ю.В. Игнатенко и А.М. Троханом (1966). Эта турбулентность регистрируется в зоне горения и быстро затухает в продуктах сгорания. Количественно величина турбулентных пульсаций, генерируемых пламенем, согласно цитированной работе не точно совпадает с предсказаниями теории. Однако качественно эффект не вызывает сомнения. Следует иметь в виду, что цитированная работа является первой в этой области и, вероятно, будет уточняться.

Опыты И.Л. Кузнецова, Г.Р. Барановой, Ю.В. Игнатенко и А.М. Трохана, в которых обнаружена турбулентность, генерируемая турбулентным пламенем, подтверждают «поверхностную» модель турбулентного горения. Лишь в случае справедливости этой модели горение генерирует дополнительную турбулентность. При объемной модели такого эффекта быть не должно.

Следует сказать, что «поверхностная», как и всякая иная, модель является неким приближением, строго говоря, конечно, не осуществляющимся в зоне турбулентного горения. Согласно А.М. Климову (1963) зона нормального горения в турбулентном пламени растягивается или сжимается. Могут существовать условия, при которых в турбулентном пламени вообще исчезает понятие о нормальной скорости горения в применении к сгоранию отдельных «молей» газа. Тем не менее «поверхностная» модель оказалась полезной в применении к теории горения вообще и теории горения в технических устройствах в частности. Например,

на ее основе создана теория горения в прямоточном воздушно-реактивном двигателе (С.М. Ильяшенко и А.В. Талантов, 1964; А.В. Талантов, 1958).

Интересное экспериментальное исследование турбулентного горения при пониженных давлениях, существенное для теории горения в воздушно-реактивных двигателях, принадлежит В.Е. Дорошенко и А.И. Никитскому (1956).

Выше рассматривалось влияние на горение турбулентности, заранее созданной в горючей газовой смеси. Такого рода турбулентность имеет место в различного рода топочных устройствах. Возникает она и при распространении горения в трубах. Дело в том, что горение благодаря большому увеличению объема продуктов сгорания по сравнению с объемом исходного газа вызывает движение последнего и турбулилизацию его от стенок. Однако нормальное пламя способно турбулизоваться и в отсутствие стенок вследствие его внутренней гидродинамической неустойчивости, теоретически обнаруженной Л.Д. Ландау (1944). Это явление описывается в следующем параграфе.

### § 3. Неустойчивость нормального горения

Крупный шаг в теории горения сделал Л.Д. Ландау (1944), рассмотревший задачу об устойчивости нормального пламени. Изложим эту фундаментальную работу подробнее.

Пусть плоскость фронта нормального горения совмещается (при  $x = 0$ ) с плоскостью  $yz$ . Поток несгоревшего газа, находящегося в области отрицательных  $x$ , втекает во фронт со скоростью  $u_1$ , равной нормальной скорости пламени. Сгоревший газ, находящийся в области положительных  $x$ , течет вдоль координаты  $x$  согласно закону сохранения массы со скоростью  $u_2 = u_1 \rho_1 / \rho_2$ , где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – плотность исходного и сгоревшего газов.

На движение с постоянной скоростью накладывается возмущение, периодически изменяющееся во времени и по координате  $y$ . Для составляющих скорости несгоревшего газа после введения возмущения будем иметь

$$u_{1x} = u_1 + u'_1 x, u_1 y = u'_1 y, u_1 z = 0 \quad (3.1)$$

Давление несгоревшего газа составляет

$$p_1 + p'1 \quad (3.2)$$

(штрихом обозначено возмущение). Скорость и давление продуктов сгорания запишутся точно так же, но с индексом 2 вместо 1.

Подставляя (3.1) и (3.2) в уравнения гидродинамики несжимаемого газа

$$\operatorname{div} u = 0, \frac{\partial u}{\partial t} + (u \nabla) u = -\frac{1}{\rho} \nabla p,$$

получим следующие уравнения для  $u'_{1x}$ ,  $u'_{1y}$ ,  $p'1$  в удобном для вычислений виде:

$$\frac{\partial u'_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial u'_{1y}}{\partial y} = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial u'_{1x}}{\partial t} + \frac{\partial u'_{1x}}{\partial x} u_1 = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p'1}{\partial x}, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial u'_{1y}}{\partial t} + \frac{\partial u'_{1y}}{\partial x} u_1 = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p'_1}{\partial y} \quad (3.5)$$

Аналогичным способом получают три точно таких же уравнения для возмущений в продуктах сгорания  $u'_{2x}, u'_{2y}, p'_2$ .

Из уравнений (3.3)–(3.5) можно получить очень простое уравнение для возмущения давления. Для этого достаточно продифференцировать (3.4) по  $x$ , а (3.5) по  $y$ , заменить в (3.4)  $\partial u'_{1x}/\partial x$  на  $-\partial u'_{1y}/\partial y$  согласно (3.3) и сложить продифференцированные уравнения:

$$\frac{\partial^2 p'_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'_1}{\partial y^2} = 0, \text{ или } \Delta p' = 0. \quad (3.6)$$

Таким же способом получается уравнение Лапласа для возмущения давления продуктов сгорания.

Теперь остается узнать, решая уравнения (3.3)–(3.6) для исходного газа и такие же уравнения для продуктов сгорания, как будут изменяться со временем возмущения  $u'_{1x}, u'_{1y}, p'_1, u'_{2x}, u'_{2y}, p'_2$ . Если они увеличиваются, то движение неустойчиво.

Решение, как всегда при анализе малых возмущений, ищут в виде экспоненты. Для несгоревшего газа уравнениям (3.3)–(3.6) удовлетворяют решения

$$u'_{1x} = A \exp(iky + kx - i\omega t), \quad (3.7)$$

$$u'_{1y} = iA \exp(iky + kx - i\omega t), \quad (3.8)$$

$$p'_1 = A \rho_1 \left( \frac{i\omega}{k} - u_1 \right) \exp(iky + kx - i\omega t); \quad (3.9)$$

для продуктов сгорания –

$$u'_{2x} = B \exp(iky - kx - i\omega t) + C \exp\left(iky - i\omega t + \frac{t\omega}{u_2} x\right), \quad (3.10)$$

$$u'_{2y} = -iB \exp(iky - kx - i\omega t) + \frac{\omega}{ku_2} C \exp\left(iky - i\omega t + \frac{t\omega}{u_2} x\right), \quad (3.11)$$

$$p'_2 = -B \rho_2 \left( u_2 + \frac{i\omega}{k} \right) \exp(iky - kx - i\omega t). \quad (3.12)$$

В справедливости решений убеждаются подстановкой их в уравнения. Интересна одна особенность. Решения для сгоревшего газа содержат член, в который входит множитель  $\exp(i\omega x/u_2)$ . Для несгоревшего газа аналогичного члена нет. Дело в том, что суждение о росте или затухании возмущений во времени получают по знаку мнимой части  $\omega$ . Пусть  $\omega = \alpha + i\beta$ . Тогда действительная часть  $\omega$  характеризует колебания возмущений во времени, а мнимая – их рост или затухание. Если мнимая часть положительна, то  $\exp(i\beta x/u_2) = e(-\beta x/u_2)$  и возмущения в несгоревшем газе, для которого  $x < 0$ , при стремлении  $|x| \rightarrow \infty$  неограниченно возрастают. Такого

вида решение поэтому, как не имеющее физического смысла, отбрасывается. Для продуктов сгорания, для которых  $x > 0$ , решение (для  $x \rightarrow \infty$ ) стремится к нулю. Их принимают во внимание.

Теперь следует исключить из решений (3.7)–(3.12) постоянные  $A, B, C$  и найти условия совместности решений. Для этого пользуются условиями, существующими на границе между сгоревшим и несгоревшим газами.

Во-первых, это условие непрерывности переменной части давления

$$p'_1 = p'_2 \quad (3.13)$$

Во-вторых, условие непрерывности касательной составляющей скорости

$$u'_{1y} + u_1 \frac{\partial \xi}{\partial y} = u'_{2y} + u_2 \frac{\partial \xi}{\partial y}. \quad (3.14)$$

Здесь  $\xi$  – смещение поверхности фронта пламени (поверхности разрыва) вдоль оси  $x$ . И, наконец, условие неизменности нормальной скорости пламени относительно разрыва

$$u'_{1x} - \frac{\partial \xi}{\partial t} = u'_{2x} - \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0, \quad (3.15)$$

дающее два уравнения.

Для замыкания системы уравнений, определяющих условия, связывающие возмущения на границе, необходимо задаться законом изменения смещения  $\xi$  по координате  $y$  и времени  $t$ , который принимается в виде

$$\xi = D \exp(iky - i\omega t) \quad (3.16)$$

Уравнения (3.13) – (3.15) позволяют исключить из решений (3.7)–(3.12) и (3.16) постоянные  $A, B, C$  и  $D$  и найти условие совместности решений. При вычислениях надо помнить, что поток вещества при переходе через границу сохраняется, т. е.

$$u_1 \rho_1 = u_2 \rho_2.$$

В результате вычислений получим условие совместности

$$\Omega^2 (u_1 + u_2) + 2\Omega k u_1 u_2 + k^2 u_1 u_2 (u_1 - u_2) = 0 \quad (3.17)$$

(здесь введено обозначение  $\Omega = -i\omega$ ).

Рассматривая корни квадратного уравнения (3.17)

$$\Omega = \frac{-2k u_1 u_2 \pm \sqrt{4k^2 u_1^2 + 4k^2 u_1 u_2 (u_2^2 - u_1^2)}}{2(u_1 + u_2)}$$

можно видеть, что при  $u_2 > u_1$  существуют решения с положительными  $\Omega$ . Но это условие всегда выполняется при нормальном горении. Положительным  $\Omega$ , как это следует из формул (3.7)–(3.12), соответствует неограниченное возрастание возмущений во времени. Поэтому нормальное пламя, согласно изложенной теории, принадлежит Л. Д. Ландау, всегда неустойчиво к малым возмущениям.

В теории Л.Д. Ландау фронт пламени рассматривался как тепловой разрыв, не имеющий ширины. В действительности зона горения имеет конечные размеры и, следовательно, длина волны возмущения, для которой применима теория неустойчивости, должна превышать ширину зоны горения.

Условие возникновения неустойчивости поэтому можно записать в виде

$$R > \frac{\kappa}{u_{\text{н}}},$$

или

$$\text{Re}_{\text{н}} = \frac{Ru_{\text{н}}}{\kappa} > 1. \quad (3.18)$$

Когда безразмерный критерий (3.18), напоминающий по виду критерий Рейнольдса, превышает величину порядка единицы, плоская зона нормального горения перестает существовать, пламя автотурбулизуется.

Впервые неустойчивость нормального пламени наблюдали на опыте Я.Б. Зельдович и А.И. Розловский (1947). Они воспламеняли в центре стальной бомбы диаметром 150 мм, снабженной окном для фотографирования пламени, смесь из 56,6% водорода, 41,1% кислорода и 2,0% сероуглерода. В то время как при начальном атмосферном давлении пламя доходило до стенок бомбы, не меняя характера распространения, при увеличенном давлении его скорость на некотором расстоянии от стенок скачком возрастала и горение переходило в детонацию. Переход происходил при значении величины  $\text{Re}_{\text{н}} = (2\div 5) \cdot 10^5$ . Зельдович и Розловский полагали, что переход горения в детонацию обязан возникновению неустойчивости нормального горения. Неожиданно большое значение критерия ( $10^5$  вместо 1) указывает на более высокую устойчивость нормального горения по сравнению с предсказываемой теоретически. Пламя оказывается устойчивым по отношению к возмущениям, по длине превышающим на четыре-пять порядков ширину зоны горения, оно теряет устойчивость лишь по отношению к сравнительно длинноволновым возмущениям.

В описанных опытах не было исключено действие на фронт пламени стенок камеры. Слабые возмущения (в том числе и слабые ударные волны), отражаясь от стенок камеры и встречаясь с пламенем, могут с ним взаимодействовать. Заранее нельзя сказать, стабилизируют они горение или увеличивают его неустойчивость.

Влияние стенок камеры практически полностью было устранено в опытах Х.А. Ракиповой, Я.К. Трошина и автора этой статьи, проведенных с ацетилено-кислородными смесями, заключенными в мыльный пузырь и поджигаемыми в центре раскаленной спиралью (1947). Фотографии сферического пламени через узкую щель в экране, отделяющем мыльный пузырь от фоторегистра, указывают на постепенное увеличение скорости распространения пламени, начиная с момента, когда критерий  $\text{Re}_{\text{н}}$  достигает величины  $(3\div 6) \times 10^4$ . В работе были зарегистрированы искривления фронта пламени, указывающие на его автотурбулизацию и появляющиеся после увеличения  $\text{Re}_{\text{н}}$  до того же значения  $(3\div 6) \times 10^4$ .

В дальнейшем возникновение и рост неустойчивости изучались тепловым методом. При значениях критерия  $\text{Re}_{\text{н}}$ , превышающих  $10^4$  для ацетилено-кислородных смесей и  $0,7 \times 10^4$  для смесей саратовского газа с кислородом, на фронте пламени появляются увеличивающиеся по высоте возмущения – волнистые неоднородности.

Автотурбулизация нормального горения наблюдалась и в работе группы авторов, руководимой Ю.Х. Шауловым (К.А. Кашкарлы и др., 1955). Результаты этой работы совпадают с описанными выше.

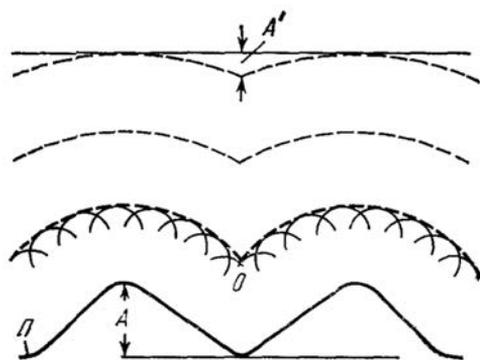
Устойчивость нормального пламени по отношению к сравнительно коротковолновым возмущениям, обнаруженная на опыте и противоречащая теории, требует рассмотрения стабилизирующих эффектов, не учитываемых в теории Ландау.

Одним из стабилизирующих факторов (на это указали в первой экспериментальной работе Я.Б. Зельдович и А.И. Розловский) может оказаться влияние кривизны на тепловой поток, повышающее скорость нормального горения у вогнутой поверхности и понижающее ее у выпуклой. Так, вершина бунзеновского пламени всегда закруглена, потому что скорость вогнутого пламени больше скорости плоского. Возмущения на плоском пламени по этой причине выравниваются: пламя у отстающих (вогнутых) участков распространяется быстрее (у выпуклых – медленнее), чем плоское. Влияние кривизны на скорость пламени может стабилизировать горение по отношению к возмущениям примерно на порядок более длинным, чем ширина зоны прогрева. Это повышает критерий (3.18) приблизительно до 10. Однако повышение на порядок не устраняет трудности. Расхождение между экспериментальным и теоретическим значением критерия остается большим, примерно в три порядка.

Влияние вязкости на течение газа тоже, вероятно, стабилизирует горение, причем сильнее при коротковолновых возмущениях, чем при длинноволновых. Однако расхождение между экспериментом и теорией на несколько порядков трудно приписать столь слабому стабилизирующему эффекту.

Нормальное распространение обладает стабилизирующим действием.

Горение быстрее «поедает» газ перед вогнутыми участками зоны горения, нежели перед выпуклыми. Рассмотрим искривление фронта пламени  $\Pi$ , не поддерживаемое (не восстанавливаемое) внешней причиной (рис. 3). Применяя к горению принцип Гюйгенса, легко убедиться, что заданное возмущение самопроизвольно уменьшается. Особенно быстро уменьшается амплитуда возмущения в момент появления особенности  $O$  на поверхности фронта. С течением времени скорость уменьшения амплитуды падает и асимптотически приближается к нулю. Между прочим, очень медленное выравнивание возмущения на последней стадии приводит к интересному явлению. На сферическом пламени можно часто наблюдать



структуру, напоминающую поверхность футбольного мяча. Возмущения на поверхности пламени, когда оно устойчиво, быстро уменьшаются на начальной стадии выравнивания и очень медленно – на последней. Поэтому следы возмущений очень долго сохраняются на поверхности пламени.

**Рис. 3.** Уменьшение амплитуды начального искривления пламени от  $A$  до  $A'$  благодаря выравнивающему действию распространения пламени (эффект Гюйгенса)

Приведенные выше качественные рассуждения о стабилизирующем действии распространения горения требуют для убедительности количественных оценок. Строгое решение задачи поэтому представляет значительный интерес.

Устойчивость нормального пламени при значениях критерия (3.18) меньше  $10^4$  вызвала появление нескольких теоретических исследований. Р.М. Зайдель (1962), а затем С.К. Асланов (1965) рассматривали более сложные условия на границе, чем те, которыми пользовался Л.Д. Ландау. А.Г. Истратов и В.Б. Либрович (1966) показали, что в сферическом пламени рост возмущений происходит медленнее, чем в плоском. В последнем длина волны возмущения  $\lambda$  не изменяется по мере распространения пламени и размер возмущения  $\xi$  экспоненциально зависит от координаты ( $d\xi/dx = \xi/\lambda$ ). В сферическом пламени длина волны возмущения вследствие растяжения пламени увеличивается пропорционально пути, пройденному фронтом, и величина возмущения изменяется по степенному закону ( $d\xi/dx = \alpha\xi/\lambda$ ). Обнаруженное обстоятельство может повысить стабильность сферического пламени по сравнению с плоским, пока радиус его кривизны относительно мал.

Кроме гидродинамической неустойчивости нормального пламени, описанной выше, может иметь место неустойчивость диффузионного происхождения, на возможность которой указал Я.Б. Зельдович (1944). Если коэффициент диффузии недостающей компоненты горючей смеси превышает коэффициент температуропроводности, то у предела распространения пламени возникает диффузионное горение: фронт пламени покоится (или почти покоится), горючая компонента притекает к нему из несгоревшего газа благодаря диффузии. При этом скорость пламени вблизи выпуклостей фронта увеличивается по сравнению со скоростью в плоском фронте, а вблизи вогнутостей уменьшается. Влияние искривления фронта на скорость пламени меняет знак по сравнению со случаем, когда коэффициенты диффузии и температуропроводности равны или близки друг к другу. Дело в том, что при диффузионном горении приток горючей компоненты (которой не хватает) больше у выпуклых участков фронта (диффузия к фронту идет из большого объема) и меньше у вогнутых, по сравнению со случаем плоского пламени. Поэтому в тех местах, где образовались случайные выпуклости, пламя распространяется быстрее, оно вытягивается вперед. Горение подвигается по несгоревшей смеси в виде отдельных колпачков или шариков. Неустойчивость такого рода в чистом виде впервые наблюдал В.И. Кокочашвили (1951) в смеси водорода с бромом (35–40%  $H_2$  и 65–70% Br) при давлении 200 мм рт. ст. в случае распространения пламени сверху вниз.

Сплошной фронт горения при такого рода неустойчивости не образуется, потому что газ между шариками (колпачками) сильно обедняется водородом. Предел распространения пламени оказывается шире предела распространения сплошным фронтом. Пламя благодаря концентрации горения в отдельных зонах (диффузия собирает горючий материал из окружающего пространства) распространяется при составах, находящихся за пределами распространения сплошным фронтом.

Вследствие неустойчивости нижний предел распространения пламени в смесях, содержащих водород, ниже, когда пламя движется снизу вверх, по сравнению со случаем распространения сверху вниз. Колпачки или шарики увлекаются вверх конвекцией. При движении сверху вниз конвекции нет, возможности распространения от этого уменьшаются. Диффузионное горение и связанная с ним неустойчивость наблюдается не только в смесях, содержащих водород. В смесях, содержащих большое количество тяжелого флегматизатора, молекулярный вес которого значительно больше молекулярного веса кислорода и горючих веществ (четырёххлори-

стый углерод  $\text{CCl}_4$  в смеси окиси углерода с кислородом), коэффициент диффузии горючей компоненты (или окислителя) значительно выше температуропроводности смеси. В таких смесях тоже наблюдаются диффузионное горение и связанная с ним неустойчивость плоского пламени.

## § 4. Термодинамическая теория детонации

**4.1. Законы сохранения.** *Детонацией* называют горение, распространяющееся в газах в широких трубах с постоянной сверхзвуковой скоростью, вполне определенной для каждой горючей смеси. Например, скорость детонации в смеси водорода с кислородом (везде стехиометрический состав) равна, при начальном давлении 1 ата и температуре  $20^\circ \text{C}$ , 2800 м/сек; для метана с кислородом – 2320 м/сек; для пентана  $\text{C}_5\text{H}_{12}$  с воздухом – 1710 м/сек. В конденсированных взрывчатых веществах скорость детонации достигает 8–9 км/сек. Детонационное горение всегда сопровождается сильным увеличением давления и значительным повышением плотности продуктов сгорания по сравнению с плотностью исходной горючей смеси. Продукты горения в детонационной волне движутся в ту же сторону, куда распространяется детонация. В противоположность детонации, медленное горение (например, нормальное горение, о котором говорилось выше) сопровождается понижением давления и плотности в зоне сгорания, продукты горения движутся в нем в сторону, противоположную движению фронта пламени.

Термодинамическую теорию детонации, основанную на теории ударных волн, создали В.А. Михельсон (1893), Д.Л. Чепмен (1899) и Э. Жуге (1904). Выбирая систему координат, в которой плоский фронт детонационной волны покоится, обозначая величины, относящиеся к несгоревшему газу, индексом «0» и оставляя без индексов величины, характеризующие продукты сгорания, запишем условия непрерывности потоков вещества, импульса и энергии при переходе через фронт детонации в виде

$$\frac{u_0}{j} = \frac{u}{j} = f, \quad (4.1)$$

$$p_0 + j^2 v_0 = p + j^2 v, \quad (4.2)$$

$$H_0 + j^2 \frac{v_0^2}{2} = H + j^2 \frac{v^2}{2}. \quad (4.3)$$

Здесь  $v$  – удельный объем,  $u$  – скорость газа относительно разрыва,  $p$  – давление,  $H$  – энтальпия,  $j$  – поток массы на единицу сечения фронта в единицу времени.

Из (4.1) получим значения скоростей

$$u_0 = jv_0 \quad (4.4)$$

$$u = jv \quad (4.5)$$

Для потока массы из (4.2) следует

$$j^2 = \frac{p - p_0}{v_0 - v} \quad (4.6)$$

С помощью (4.6) значения скоростей газа относительно фронта (4.4) и (4.5) записываются в виде

$$u_0 = D = v_0 \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}}, \quad (4.7)$$

$$u = v \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}}, \quad (4.8)$$

В координатах, связанных с несгоревшим газом, скорость детонации равна  $|u_0|$ . Скорость вещества в этих же координатах (относительно стенок трубы, в которой по покоящемуся газу распространяется детонация) равна разности скоростей (4.7) и (4.8)

$$W = u_0 - u = (v_0 - v) \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}} = \sqrt{(p - p_0)(v_0 - v)}. \quad (4.9)$$

Соотношения (4.4)–(4.9) получены из законов сохранения потока вещества и импульса, при выводе их не применялся закон сохранения потока энергии, поэтому они справедливы как для ударной, так и для детонационной волн. Поскольку обычно детонационная волна представляется в виде ударной волны, в которой происходит химическая реакция сгорания, то эти соотношения справедливы и для всех промежуточных состояний между ударной волной, где еще не началась реакция, и детонацией, во фронте которой выделилась вся теплота сгорания.

Связь между давлением и удельным объемом в детонационной волне, входящими в (4.7) и (4.8), получают из (4.3). Учитывая (4.6), из (4.3) получим

$$H_0 - H = \frac{1}{2}(p - p_0)(v_0 + v). \quad (4.10)$$

Но поскольку  $H = E + pv$ , где  $E$  – внутренняя энергия, из (4.10) окончательно найдем

$$E_0 - E + \frac{1}{2}(p + p_0)(v_0 - v) = 0. \quad (4.11)$$

Для ударных волн уравнение (4.10) или (4.11) получено В. Ранкином (1870) и А. Гюголио (1889), его называют также ударной адиабатой Гюголио, оно связывает при заданных  $p_0$  и  $v_0$  давление газа, сжатого ударной волной, с его удельным объемом. В детонации оно связывает давление продуктов сгорания в детонационной волне с их удельным объемом. Уравнение Гюголио для детонации отличается от уравнения Гюголио для ударной волны тем, что при детонации внутренняя энергия исходного газа содержит теплоту сгорания, в то время как сжатие в ударной волне происходит без выделения тепла.

Ниже уравнение (4.11) рассматривается для идеального газа, для которого можно принять

$$E_0 = Q + C_v T_0 = Q + \frac{p_0 v_0}{\gamma_0 - 1}, \quad E = c_v T = \frac{pv}{\gamma - 1},$$

где  $Q$  – теплота сгорания на единицу массы, приведенная к абсолютному нулю. Полагая число частиц не изменяющимся при сгорании, а теплоемкость постоянной, из (4.11) получим

$$\kappa pv - \kappa_0 p_0 v_0 - pv_0 + p_0 v - 2Q = 0, \quad (4.12)$$

где  $\kappa = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ .

Вводя безразмерные переменные  $\pi = p/p_0$ ,  $\sigma = v/v_0$  и вспоминая, что  $\gamma_0 p_0 v_0 = c_0^2$  из (4.12) можно вывести очень удобную в обращении и наглядную форму уравнения Гюгонио:

$$\pi = \frac{\kappa_0 - \sigma + \frac{2\gamma_0 Q}{c_0^2}}{\kappa\sigma - 1}. \quad (4.13)$$

При  $Q = 0$  для ударной волны уравнение (4.13) переходит в

$$\pi = \frac{\kappa_0 - \sigma}{\kappa\sigma - 1}. \quad (4.14)$$

Вводя безразмерный тепловой эффект

$$q = \frac{Q}{E_0} = \frac{Q}{c_0 T_0} = \gamma_0 (\gamma_0 - 1) \frac{Q}{c_0^2},$$

как отношение теплового эффекта к внутренней энергии  $E_0 = c_0 T_0$  исходного газа, (4.13) можно преобразовать в

$$\pi = \frac{\kappa_0 - \sigma \frac{2}{\gamma_0 - 1} q}{\kappa\sigma - 1} \quad (4.15)$$

Уравнения (4.7) и (4.9) для скорости детонации и скорости газа за ее фронтом в лабораторной системе координат (труба и несгоревший газ покоятся) приобретают в безразмерной форме (где  $\mathbf{M} = u_0/c_0$ ) вид

$$\mathbf{M} = \sqrt{\frac{1}{\gamma_0} \frac{\pi - 1}{1 - \sigma}} \quad (4.16)$$

и

$$\frac{W}{c_0} = (1 - \sigma) \sqrt{\frac{1}{\gamma_0} \frac{\pi - 1}{1 - \sigma}} \quad (4.17)$$

Для вычисления четырех неизвестных величин (давление детонации  $\pi$ , удельный объем продуктов сгорания  $\sigma$ , скорость детонации  $\mathbf{M}$  и скорость газа  $W/c_0$ ) имеется три уравнения (4.15)–(4.17). Недостающее четвертое уравнение, необходимое для вычисления единственного значения скорости волны, наблюдающегося на опыте, и соответствующих ему величин  $\pi$ ,  $\sigma$ ,  $\mathbf{M}$ ,  $W/c_0$ , носит название Чепмена – Жуге.

До описания условия Чепмена – Жуге полезно рассмотреть график адиабаты Гюгонио для детонационной волны (4.15) и сравнить его с адиабатой Гюгонио для ударной волны (4.14) (рис. 4).

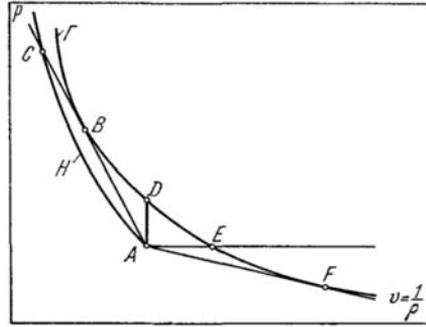


Рис. 4. Кривые Гюгонио ( $H$  – для ударных волн,  $G$  – для волн горения)

Адиабата Гюгонио (4.15) (для детонации) представлена кривой  $G$ . Собственно детонацию описывает ее ветвь, лежащая выше точки  $D$ . Участок от  $D$  до  $E$  не отвечает каким-либо реальным режимам распространения, поскольку ему, согласно (4.7) и (4.8), соответствуют мнимые скорости волны и движения газа за ее фронтом. Участок ниже точки  $E$  относится к горению, распространяющемуся с постоянной дозвуковой скоростью, сопровождающемуся понижением давления и расширением продуктов сгорания (а не сжатием их, как это имеет место в детонации). В отличие от детонации такое горение называют *дефлаграцией*. При дефлаграции продукты сгорания, согласно (4.17) и (4.16), движутся в сторону, противоположную движению фронта горения. (При детонации  $\sigma < 1$  и (4.16) и (4.17) имеют одинаковые знаки, при дефлаграции  $\sigma > 1$  и знаки этих выражений противоположны.)

Все режимы, все состояния, лежащие на верхней и нижней ветвях кривой Гюгонио, и соответственно все скорости, вычисленные по этим состояниям с помощью (4.16), допустимы законами сохранения. Скорость волны определяется наклоном к оси абсцисс прямой, проходящей через исходную точку  $A$  (начальное состояние  $\pi = \sigma = 1$ ) и через точку на кривой Гюгонио. Например, детонация с давлением и удельным объемом, отвечающим точке  $b$ , распространяется со скоростью

$$M = \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\gamma_0}}$$

Величина тангенса равна

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\pi - 1}{1 - \sigma}.$$

Из точки  $A$ , характеризующей начальное состояние, можно провести к адиабате Гюгонио  $G$  две касательные  $AB$  и  $AF$ . Все детонации, состояния которых лежат на адиабате Гюгонио выше точки касания  $B$ , называют сильными (или пересжатыми), а ниже ее – слабыми (или недосжатыми). Соответственно дефлаграции, описываемые участком  $EF$ , называют слабыми, а участком, лежащим ниже точки касания  $F$ , – сильными. Точка касания  $B$  соответствует минимально возможной скорости детонации, точка  $F$  – максимально возможной скорости дефлаграции.

При уменьшении теплового эффекта реакции сгорания кривая Гюгонио приближается к кривой  $H_1$  для ударной волны и в пределе, когда  $Q = 0$ , сливается с нею. С

уменьшением теплового эффекта минимальная скорость детонации уменьшается, максимальная скорость дефлаграции увеличивается, в пределе ( $q = Q = 0$ ) они обе становятся равными скорости звука в исходном газе.

Согласно Чепмену и Жуге единственная, наблюдающаяся на опыте скорость самопроизвольно распространяющейся детонации соответствует точке касания  $B$ . При сильных детонациях, как это легко доказывается, скорость звука в продуктах сгорания выше скорости фронта детонации относительно этих продуктов. Поэтому возмущения (например, всегда имеющиеся за фронтом волны разрежения) нестигают фронт и уменьшают в нем давление. Сильная детонация самопроизвольно ослабляется, пока ее давление не достигнет точки  $B$ . В этой точке (точке Чепмена – Жуге) скорость звука относительно газа точно равна скорости фронта относительно сгоревшего газа. Поэтому возмущения (разрежения) не достигают фронт горения и детонация способна распространяться сколь угодно долго, не затухая.

Условие Чепмена – Жуге, эквивалентное условию равенства скорости звука в продуктах сгорания скорости сгоревшего газа относительно фронта волны, записывается в виде равенства между наклоном касательной, проведенной из начальной точки к кривой Гюго, и производной  $dp/dv$ , взятой по изэнтропе Пуассона, проходящей через адиабату Гюго в точке касания:

$$\frac{p - p_0}{v_0 - v} = \gamma \frac{p}{v}, \quad (4.18)$$

или в безразмерном виде

$$\frac{\pi - 1}{1 - \sigma} = \gamma \frac{\pi}{\sigma}. \quad (4.19)$$

Умножая (4.18) на  $v^2$ , получим

$$v^2 \frac{p - p_0}{v_0 - v} = \gamma p v.$$

Слева, согласно (4.8), – квадрат скорости сгоревшего газа относительно фронта, справа – квадрат скорости звука в продуктах сгорания:  $v^2 = c^2$ , что и требовалось доказать.

Уравнение (4.19) вместе с (4.15) – (4.18) составляет полную систему, позволяющую вычислить единственное значение скорости самопроизвольно распространяющейся детонации. Оно отбирает из бесконечного количества возможных значений скорости одно, соответствующее самопроизвольно движущейся волне. Его поэтому называют правилом отбора.

Из уравнений (4.15), (4.16) и (4.19) легко получить значение скорости детонации Чепмена – Жуге

$$\mathbf{M}^2 = \frac{1}{\gamma_0} \left[ \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma_0 - 1} - 1 \right] + \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma_0(\gamma_0 - 1)} q \pm \frac{\gamma + 1}{\gamma_0} \sqrt{\left( \frac{\gamma - 1}{\gamma_0 - 1} \right)^2 (1 + q)^2 - \frac{2q}{\kappa(\gamma_0 - 1)} - \frac{\kappa_0}{\kappa}}, \quad (4.20)$$

которое при  $\gamma_0 = \gamma$  сильно упрощается:

$$\mathbf{M}^2 = \left( 1 + \frac{\tilde{a} + 1}{\tilde{a}} q \right) \pm \sqrt{\left( \frac{\tilde{a} - 1}{\tilde{a}_0 - 1} \right)^2 + 2 \frac{\tilde{a} + 1}{\tilde{a}} q}, \quad (4.21)$$

Приближенно, когда  $q \gg 1$ ,

$$M^2 \approx 2 \frac{\gamma + 1}{\gamma} q. \quad (4.22)$$

Из условия Чепмена – Жуге (4.19) легко получить предельную плотность продуктов сгорания для детонации Чепмена – Жуге. Плотность

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{\sigma} = \frac{(\gamma + 1)\pi - 1}{\gamma\pi}$$

при  $\pi \rightarrow \infty$  стремится к

$$\frac{1}{\sigma_{\Pi}} = \frac{\gamma + 1}{\gamma}, \quad (4.23)$$

что дает для двухатомного газа  $1^{5/7}$ , и для одноатомного  $1^{3/5}$ .

Предельная плотность для сильной детонации, как и для ударной волны, согласно (4.15) составляет

$$\frac{1}{\sigma_{\Pi}} = \kappa, \quad (4.24)$$

что дает для двухатомного газа 6 и для одноатомного –4.

При выводе уравнений детонации в газах (4.15)–(4.17) и (4.19) было принято уравнение состояния идеального газа

$$pv = RT. \quad (4.25)$$

Для вычисления скорости и других характеристик детонации в конденсированных взрывчатых веществах пользуются исходными соотношениями (4.7)–(4.10), (4.18) и добавляют уравнение состояния для заданной системы, определяемое эмпирически.

Во многих практических случаях вполне достаточно оказывается уравнения состояния, выведенного из чисто теоретических соображений Л.Д. Ландау и К.П. Станюковичем (1945). Продукты горения конденсированных взрывчатых веществ имеют более высокую плотность, чем плотность твердого тела, состоящего из тех же атомов (исходное вещество). На этом основании Ландау и Станюкович приняли состояние продуктов взрыва подобным состоянию вещества в кристаллической решетке твердого тела, в котором преобладающая часть энергии заключена в энергии упругого взаимодействия атомов и молекул, тепловая же энергия колебаний молекул и атомов невелика по сравнению с упругой. Соответственно упругое давление преобладает над тепловым. Из этих соображений было получено очень простое уравнение состояния

$$p = B\rho^3. \quad (4.26)$$

Я.Б. Зельдович и А.С. Компанец (1955) получили уравнение (4.26) и определили константу  $B$ , основываясь на экспериментально наблюдаемой приблизительной пропорциональности между скоростью детонации и начальной плотностью взрывчатого вещества ( $D \approx A\rho_0$ ). Для плотностей в пределах от 1 до 1,6 г/см<sup>3</sup> во многих случаях экспериментальная константа  $A = 4,5 \times 10^6$  см/(г·сек).

Предполагая также, что плотность продуктов сгорания пропорциональна начальной плотности ( $\rho = h\rho_0$ ), и пренебрегая  $p_0$ , получим из (4.7)

$$p = \frac{v_0 - v}{v_0^2} D^2 = \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho} D^2 = A^2 \frac{h-1}{h} \rho_0^3 = A^2 \frac{h-1}{h^4} \rho^3 \quad (4.27)$$

и окончательно  $p = B\rho^3$ . Здесь  $B = A^2(h-1)/h^4$ . Константу  $h$  находят из условия, что самоподдерживающаяся детонация распространяется с минимальной скоростью. Из (4.27) следует

$$D^2 = \frac{p\rho}{(\rho - \rho_0)\rho_0} = B \frac{\rho^4}{\rho_0(\rho - \rho_0)}.$$

Отсюда для плотности  $\rho$ , при которой  $D$  минимально, будем иметь

$$\frac{d(D^2)}{d\rho} = \frac{B\rho^3(3\rho - 4\rho_0)}{\rho_0(\rho - \rho_0)^2} = 0.$$

Следовательно,

$$\rho = \frac{4}{3}\rho_0 \quad \text{и} \quad h = \frac{4}{3} \quad (4.28)$$

Из (4.27) получим

$$p = \frac{1}{4}\rho_0 D^2, \quad (4.29)$$

а из (4.9)

$$W = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) D = \frac{1}{4} D. \quad (4.30)$$

Если известна скорость детонации, то все характеристики волны определяют исключительно просто. Так, для взрывчатого вещества со скоростью детонации 8000 м/сек и начальной плотностью 1,6 г/см<sup>3</sup> найдем  $\rho = 2,13$  г/см<sup>3</sup>,  $p = 260 \times 10^3$  кг/см<sup>2</sup>,  $W = 2000$  м/сек.

Уравнение состояния для продуктов сгорания типичных взрывчатых веществ (тротил, гексоген) и начальных плотностей в пределах от 1 до 1,7 г/см<sup>3</sup> приобретает вид

$$p \text{ кг/см}^2 = 2 \times 10^4 (\rho \text{ г/см}^3)^3. \quad (4.31)$$

Во многих взрывчатых веществах, кроме детонации, распространяющейся с большой скоростью (порядка 6–8 км/сек), наблюдается детонация с малой скоростью, порядка 2 и менее км/сек. Так, в нитроглицерине, в котором большая скорость равна 7650 м/сек, малая скорость составляет примерно 2 км/сек. В нем наблюдается неустойчивая детонация, движущаяся с еще меньшей скоростью, порядка 800–1000 м/сек. В тонком (около 1 мм) плоском слое прессованных твердых взрывчатых веществ, по данным В.К. Боболева и А.В. Дубовика (1965), малая скорость составляет в гексогене (плотность 1,67 г/см<sup>3</sup>) 700 м/сек, в тэне (плотность 1,68 г/см<sup>3</sup>) – 700–800 м/сек, в тетриле (плотность 1,63 г/см<sup>3</sup>) – 300 м/сек. Малая скорость детонации исследовалась в Советском Союзе Ю.Б. Харитоновом и С.Б. Ратнером (1943), Р.Х. Курбангалиной (1947), И.М. Воскобойниковым, А.В. Дубовиком и В.К. Боболевым (1965, 1966) и др.

По мнению В.К. Боболева и А.В. Дубовика (1966), при распространении детонации с малой скоростью по пористому твердому взрывчатому веществу в нем происходит сравнительно медленное горение взрывчатого вещества с поверхности пор, которое резко замедляется в момент разлета взрывчатого вещества. В результате тепловыделение в детонационной волне оказывается незначительным и скорость волны соответственно малой.

По мнению тех же авторов, в нитроглицерине детонация с малой скоростью распространяется аналогичным способом – горение в ее фронте происходит на поверхности навигационных пор, которые могут образовываться двумя способами. Если заряд заключен в жесткую оболочку, скорость звука в которой больше 2 км/сек (больше скорости звука в нитроглицерине 1500 м/сек), то ударная волна, идущая по оболочке, опережает фронт детонации и, разгружаясь в нитроглицерин, создает в нем навигационные поры, подготавливая тем самым условия для медленного горения во фронте детонации. Если же оболочка настолько тонка или не обладает необходимой жесткостью, что по ней не распространяется опережающая ударная волна, то малая скорость детонации будет всегда меньше скорости звука в невозмущенном нитроглицерине. Кавитации в этом случае образуются вследствие распространения по невозмущенному нитроглицерину слабой ударной волны, имеющей скорость, близкую к скорости звука в нем. Малая скорость детонации, будучи меньше скорости звука в невозмущенном веществе, имеет скорость более высокую или равную скорости звука в веществе, имеющем кавитационные поры. Она составляет примерно 800–1000 м/сек.

Большое практическое и теоретическое значение имеют исследования возбуждения взрыва и оценка чувствительности взрывчатых веществ. Новое направление в этой области обосновано в работах Г.Т. Афанасьева, В.К. Боболева и Л.Г. Болховитинова (1960), в которых при оценке чувствительности ВВ учитывается как нагрев при пластической деформации ВВ, так и значение критического диаметра распространения детонации.

Возможность распространения детонации в газовой смеси и взрывчатых веществах существенна для техники взрывобезопасности. С.М. Когарко (1958) впервые доказал возможность распространения детонации в метано-воздушных смесях, встречающихся в каменноугольных шахтах и считавшихся до этого неспособными поддерживать детонацию. Ранее детонация исследовалась в узких трубах, зажигание производилось сравнительно слабым источником. Отсюда и возникло заблуждение о детонационной безопасности этих смесей.

Рассмотрим теперь вкратце сильную и слабую детонации. Сильная детонация, как уже говорилось, не способна самопроизвольно распространяться, не затухая. Из бесконечного количества возможных скоростей распространения сильных детонаций нельзя выбрать какую-либо характерную скорость. Однако ее можно совершенно произвольно задать, например, толкая с определенной скоростью продукты сгорания при помощи поршня. Тогда, согласно (4.17), скорость продуктов детонации оказывается вполне определенной. Равенство скорости продуктов сгорания скорости поршня явится в данном случае условием отбора. Отбор, конечно, здесь произвольный. Количество уравнений становится равным числу неизвестных, задача точно решается.

Поршень, перемещающийся за детонацией со скоростью движения продуктов сгорания, не позволяет образоваться за фронтом детонации разрежению, ослабля-

ющему сильную детонацию, и последняя способна распространяться с постоянной скоростью. Если скорость поршня увеличивается, то сильная детонация распространяется с ускорением, давление в ней возрастает.

Слабая детонация тоже не может распространяться самопроизвольно. Для нее тоже не существует внутреннего, определяемого физикой явления, условия отбора единственного значения скорости. Термодинамически возможны все состояния, лежащие на нижнем отрезке детонационной ветви кривой Гюгонно (на участке  $BD$ ). Но слабую детонацию можно осуществить путем искусственного зажигания посторонним источником (но не ударной волной) смеси с заданной скоростью. Например, если горение возникает под действием освещения, то, перемещая луч света по трубе с заданной скоростью, можно получить слабую детонацию. Предельно слабая детонация распространяется с бесконечной скоростью (точка  $D$  на рис. 5), продукты сгорания в ней покоятся относительно стенок трубы. Предельно слабая детонация соответствует воспламенению газа при постоянном объеме. Ее можно получить, например, освещая одновременно всю трубу, содержащую газ, воспламеняющийся под действием света. Слабую детонацию, конечно, в некотором приближении, можно осуществить с помощью искр, последовательно включаемых и поджигающих смесь с заданной скоростью.

**4.2. Обоснование правила отбора.** Возвращаясь к правилу отбора, следует подчеркнуть, что его обоснование, сделанное Д.Л. Чепменом и Э. Жуге, оставалось неполным, пока не была доказана неосуществимость слабых детонаций. В общем случае, как это было показано выше, слабые детонации осуществимы. Неосуществимы они при конкретном механизме распространения детонации с помощью воспламенения газа в ударной волне. Но именно этим единственным способом распространяется самоподдерживающаяся детонация.

В детонации газ из начального состояния  $A$  (рис. 5) скачком переходит в состояние  $C$  на ударной адиабате. Такой переход связан с тем, что время химической реакции на несколько порядков больше времени сжатия в ударной волне и фронт ударного сжатия поэтому отделен от фронта воспламенения. Поскольку они движутся с одинаковой скоростью, их состояния, согласно формуле

$$p = p_0 + f^2(v_0 - v), \quad (4.32)$$

полученной из (4.6), лежат на одной прямой в плоскости  $p - v$ . Это условие впервые было получено В.А. Михельсоном (1893). Ударный фронт поэтому имеет давление и удельный объем, соответствующие точке пересечения  $C$  прямой Михельсона (4.32) с адиабатой Гюгонно для ударной волны. После окончания химической реакции состояние продуктов реакции характеризуется точкой пересечения  $B$  той же прямой с адиабатой Гюгонно для детонации. Все промежуточные состояния лежат на отрезке  $CB$ , поскольку все элементы комплекса, состоящего из ударной волны и зоны горения, распространяются с одинаковой скоростью. При сильной детонации газ из начального состояния  $A$  скачком попадает в точку  $C_1$  и затем опускается в точку  $B_1$ , лежащую на участке сильных детонаций.

Я.Б. Зельдович связывает невозможность слабых детонаций с тем, что для перехода газа из точки  $B_1$ , лежащей на ветви сильных детонаций, в точку  $B_2$ , находящуюся на ветви слабых детонаций, состояние газа должно пройти по линии  $B_1B_2$  через зону, соответствующую более высоким тепловым эффектам реакции, чем те, для которых построена адиабата Гюгонно, соответствующая данной смеси. Иными

словами, между точками  $B_1$  и  $B_2$  находится энергетический барьер, для преодоления которого в газе нет необходимого запаса тепла. Поэтому состояние  $B_2$ , слабая детонация, не осуществляется. Это доказательство справедливо только в том случае, когда скорость химической реакции положительна вдоль прямой Михельсона.

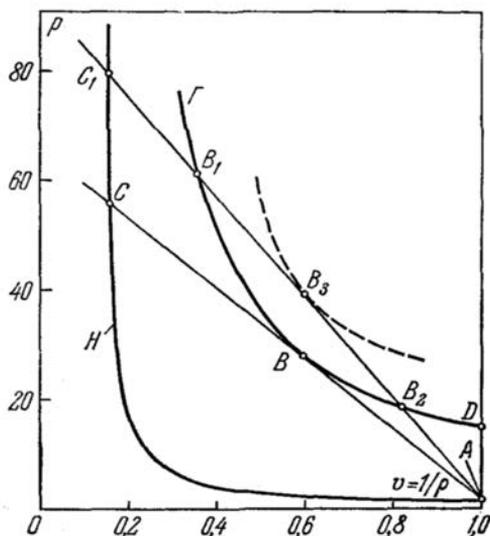


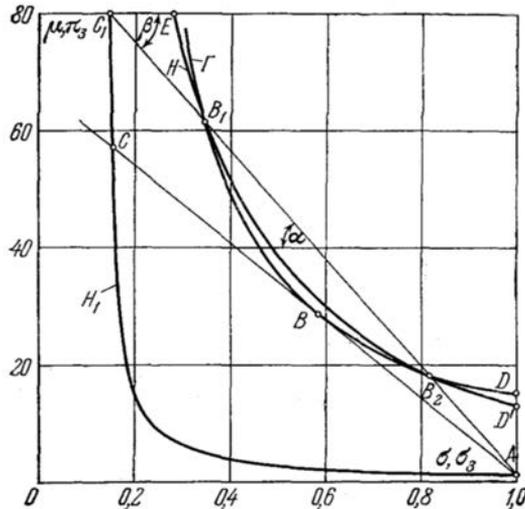
Рис. 5. Детонационная ветвь кривой Гюгонио

В общем случае это предположение может и не осуществляться. Например, состояния, лежащие на нижней ветви кривой Гюгонио, могут осуществляться (Я.Б. Зельдович и С.Б. Ратнер, 1941) при специфическом протекании реакции, когда она сначала проходит экзотермически, а на последней стадии эндотермически. В момент перехода скорость реакции меняет знак. В этом случае тепловыделение в результате реакции переходит через максимум. Этому максимальному тепловыделению соответствует адиабата Гюгонио, лежащая выше адиабаты, отвечающей конечному выделению тепла. Максимальному тепловому эффекту реакции соответствует некая скорость детонации Чепмена – Жуге (состояние  $B_3$  на рис. 5), более высокая, чем скорость детонации Чепмена – Жуге для конечного тепловыделения. После окончания эндотермической реакции состояние продуктов сгорания, если нет потерь, перейдет в точку  $B_2$  на адиабату Гюгонио для конечного тепловыделения. Таким образом, за фронтом детонации Чепмена – Жуге для максимального тепловыделения будут наблюдаться состояния  $B_2$ , отвечающие слабой детонации, если рассматривать конечный тепловой эффект. Эндотермическая стадия реакции эквивалентна неким потерям, происходящим за плоскостью Чепмена – Жуге  $B_3$  и поэтому не влияющим на скорость детонации. В целом такую детонацию, конечно, нельзя назвать слабой детонацией.

Г.Н. Абрамович и Л.А. Вулис (1946) показали невозможность перехода состояний продуктов сгорания из точки Чепмена – Жуге (точка  $B$  на рис. 5) на ветвь слабых детонаций по адиабате Гюгонио. В точке  $B$  скорость газа относительно фронта равна скорости звука. Увеличение скорости сверх скорости звука в трубе посто-

янного сечения (потерями пренебрегают) возможно лишь, если от газа отнимают тепло (тепловое сопло). Но все точки адиабаты Гюгонио соответствуют одному и тому же тепловому эффекту. Поэтому переход из  $B$  в  $B_2$  по адиабате Гюгонио невозможен. Этот вывод Абрамовича и Вулиса сделан без учета изменения энтропии вдоль адиабаты Гюгонио. Но он остается справедливым и даже усиливается после учета такого изменения.

При этом надо иметь в виду, что если впереди фронта горения в детонации идет ударная волна (в самоподдерживающейся детонации, как уже говорилось, это всегда так), то фронт горения по отношению к состоянию в ударной волне является дефлаграцией. Иными словами, продукты сгорания, если за исходное состояние взять газ  $A$ , лежат на детонационном участке адиабаты Гюгонио, если же за исходное состояние взять сжатый газ  $C$ , то они находятся на дефлаграционном участке кривой Гюгонио. Можно показать, что энтропия вдоль кривой Гюгонио (рис. 6) в точке Чепмена – Жуге для детонации имеет минимум, в точке же Чепмена – Жуге для дефлаграции она переходит через максимум. Поэтому, если применять рассуждение Абрамовича и Вулиса к дефлаграционной ветви кривой Гюгонио с исходным состоянием  $C$  (рис. 6), как, строго говоря, и надо поступать, то переход из точки  $B$  в точку  $C$  связан с уменьшением энтропии. Поэтому он запрещен термодинамически.



**Рис. 6.** Кривые Гюгонио ( $H$  — для исходного состояния  $C_1$ ,  $G$  — для исходного состояния  $A$ ; кривые  $H$  и  $G$  всегда пересекаются в точках, лежащих на прямой, соединяющей исходные состояния  $C_1$  и  $A$ )

Уравнения Гюгонио для исходных состояний  $A$  и  $C$  (рис. 6), будучи различными, обладают интересным свойством. Для каждой из скоростей, характеризуемых данной прямой Михельсона (4.6), адиабата Гюгонио для исходного состояния  $A$  (детонационная ветвь) пересекается с адиабатой Гюгонио для исходного состояния  $C$  (дефлаграционная ветвь) в тех же точках  $B_1$  и  $B_2$ , в которых они пересекаются с прямой Михельсона (4.6). Это свойство сохраняется при любом наклоне прямой Михельсона.

Рассмотрим его доказательство для точки  $B_1$ . Поскольку точки  $C_1$ ,  $B_1$  и  $A$  лежат на прямой Михельсона, то для них справедливо соотношение (4.6). Поток массы для всех точек одинаков. Уравнения (4.1) – (4.3), выраженные через поток массы  $j$ , для ударной и детонационной адиабат имеют вид (индекс у  $C_1$  далее опущен)

$$\left. \begin{aligned} \rho_A u_A &= \rho_C u_C = j, \\ p_A + j^2 v_A &= p_C + j^2 v_C, \\ H_A + \frac{1}{2} j^2 v_A &= H_C + \frac{1}{2} j^2 c v^2 c; \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_A u_A &= \rho_B u_B = j, \\ p_A + j^2 v_A &= p_B + j^2 v_B, \\ H_A + \frac{1}{2} j^2 v_A^2 &= H_B + \frac{1}{2} j^2 v_B^2. \end{aligned} \right\} \quad (4.34)$$

Левые части у них одинаковы. Приравняв правые, получим уравнение Гюгонио для исходного состояния

$$\left. \begin{aligned} \rho_C u_C &= \rho_B u_B = j, \\ p_C + j^2 v_C &= p_B + j^2 v_B, \\ H_C + \frac{1}{2} j^2 v^2 c &= H_B + \frac{1}{2} j^2 v_B^2. \end{aligned} \right\} \quad (4.35)$$

Точка  $B$  на кривой Гюгонио с исходным состоянием  $C$  (здесь это – дефлаграционная ветвь) принадлежит прямой Михельсона и кривой Гюгонио (детонационной ее ветви) для исходного состояния  $A$ . Аналогичным способом это свойство доказывается и для точки  $B_2$ .

Многие годы в зарубежной литературе, вплоть до 1948 г. (Р. Курант и К. Фридрихс) и даже позже, предполагалось, что дефлаграция – очень редкое явление. Она осуществляется только при нормальном распространении пламени. Детонация же – явление распространенное. В результате более подробного исследования самораспространяющейся детонации выяснилось, что, строго говоря, это вовсе не детонация, а дефлаграция, распространяющаяся в едином комплексе с ударной волной вслед за последней. Вычисление состояния продуктов сгорания по детонационной ветви кривой Гюгонио возможно лишь благодаря описанному выше свойству (пересечение адиабат для исходных состояний  $A$  и  $C$  в тех же точках, где они пересекаются с прямой Михельсона), справедливому только в случае распространения ударной волны и зоны горения с одинаковой скоростью относительно газа  $A$ . Однако существуют режимы горения, при которых комплекс из ударной волны и зоны горения по мере распространения расходится. Состояния  $C$  и  $B$  в нем не лежат на одной прямой (двойные нестационарные разрывы – Я.К. Трошин, 1955). Для таких

комплексов состояние продуктов горения описывается только дефлаграционной ветвью адиабаты Гюгонио с исходным состоянием  $C$ .

В заключение кратко рассмотрим дефлаграционную ветвь кривой Гюгонио (рис. 7). Слабые дефлаграции (участок  $EF$ ) осуществляются (помимо горения в детонационной волне) при медленном горении. Нормальное горение термодинамически является дефлаграцией. Скорость его, как было видно в § 2, служит физико-химической константой смеси. Состояние продуктов нормального горения близко к точке  $E$ . Приблизительно дефлаграцией (или детонацией) можно считать и горение в ракетном двигателе (Ю.Н. Денисов, Я.К. Трошин и К.И. Щелкин, 1959), скорость которого зависит от степени турбулентности или от скорости смешения горючего с окислителем. В двигателе, как и в других технических устройствах, скорость дефлаграции определяется конструктивными соображениями.

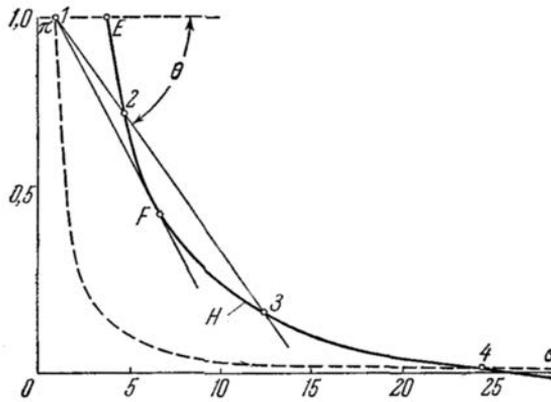


Рис. 7. Дефлаграционная часть кривой Гюгонио

Скорость слабой дефлаграции при заданном тепловом эффекте, как уже говорилось, может принимать любые значения от нуля до скорости дефлаграции Чепмена – Жуге. Перепад давления на ее фронте при заданном тепловом эффекте зависит, естественно, от скорости. Полагая  $\gamma$  постоянным и одинаковым для исходного газа и продуктов сгорания, в случае идеального газа легко получим соотношение

$$\pi = \frac{1}{\gamma + 1}(1 + \gamma M^2) + \frac{\gamma}{\gamma + 1} \sqrt{(M^2 - 1) - \frac{2(\gamma + 1)}{\gamma} q M^2}, \quad (4.36)$$

переходящее для  $M \ll 1$  в

$$\pi = 1 - q M^2. \quad (4.37)$$

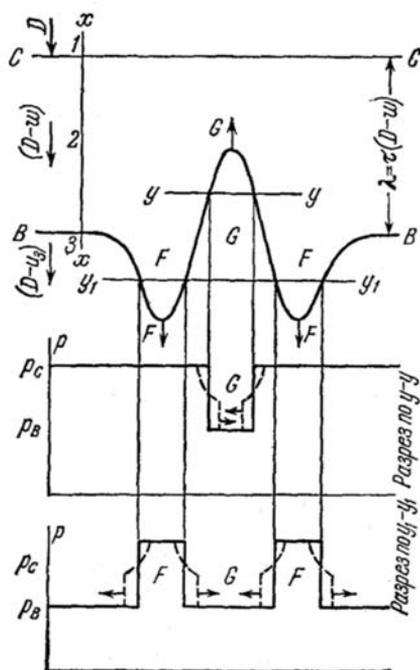
Соотношение (4.36) применимо только к слабым дефлаграциям. Для сильных дефлаграций перед корнем должен быть взят знак « $\leftarrow$ ».

Сильные дефлаграции, описываемые участком кривой Гюгонио правее точки 4, абсолютно запрещены термодинамически (К.И. Щелкин, 1961). В точке 4 пересекается адиабата Пуассона, проходящая через исходное состояние 2, с адиабатой Гюгонио. Следовательно, энтропия всех состояний, лежащих на адиабате Гюгонио

правее 4, меньше энтропии исходного состояния 1. Осуществление сильных дефлаграции, лежащих левее точки 4, зависит от механизма тепловыделения. Переход состояния из исходной точки 1 скачком на этот участок сильных дефлаграции, если такие процессы найдутся в природе, термодинамически ничем не запрещен. Возможность медленного перехода из точки 1 в точку 3, как и в рассматриваемом выше случае слабых детонаций, зависит от характера протекания реакции.

## § 5. Неустойчивость плоской газовой детонации

**5.1. Неустойчивость к искривлениям зоны горения.** Задача об устойчивости плоской детонации рассмотрена К.И. Щелкиным (1959). Неустойчивости в детонации связаны с экспоненциальной зависимостью времени химической реакции от температуры. Небольшое увеличение (уменьшение) температуры несгоревшего газа в детонации приводит к резкому сокращению (увеличению) времени от начала сжатия в волне до момента воспламенения газа в ней. С этим явлением связаны как неустойчивость детонации к искривлениям фронта воспламенения, рассматриваемая в этом разделе, так и неустойчивость к одномерным возмущениям, которой посвящен следующий раздел.



**Рис. 8.** Схема малого возмущения зоны воспламенения в детонации FGF (на рисунке сильно преувеличено; снизу, на разрезах, виден распад возмущения в направлении, поперечном к движению детонации)

Рассмотрим сначала детонацию Чепмена – Жуге. Комплекс, составляющий детонацию, изображен в разрезе на рис. 8. Здесь фронт ударного сжатия –  $CC$ , зона воспламенения –  $BFGFB$ , она искажена возмущением  $FGF$ , которое на рисунке, для наглядности, сильно преувеличено. В действительности, разумеется, начальное возмущение плоского фронта должно быть бесконечно малым. Искривление  $FGF$  может появиться, например, вследствие небольшой неоднородности состава смеси, приводящей к уменьшению периода индукции воспламенения в зоне  $G$  и увеличению его в районе  $F$ . Выше линии  $BFGFB$  газ сжат до давления  $p_C$ , ниже – до  $p_B$  (см. рис. 8). В плоской волне перепад давления от  $p_C$  до  $p_B$ , каким он показан на рис. 9, сохраняется сколь угодно долго: он удовлетворяет законам сохранения и условию равенства скоростей движения фронта ударной волны и зоны горения. Но в неплоской волне разрыв давления неустойчив в поперечном направлении (вправо и влево на рис. 8). Он не уравновешен и распадается, как это показано на разрезах, поме-

щенных снизу от линии  $BFGFB$ . Давление в области  $F$  при этом падает, в  $G$  – растет. Это очень существенная деталь, поэтому повторим сказанное еще раз иными словами. Перепад давления от  $p_C$  до  $p_B$  вдоль оси  $x$  устойчив. Однако возмущение  $FGF$  создает неустойчивые разрывы (скачки) давления, перпендикулярные к направлению движения фронта детонации. Ничто не мешает этим скачкам распасться. Более того, они обязаны распасться, как распадается произвольный разрыв давления, вызванный в газе любым способом.

Итак, в зоне  $G$  давление продуктов реакции повышается, детонация в районе  $G$  оказывается пересжатой, условие Жуге здесь нарушается. Вперед от зоны  $G$  к ударному фронту  $CC$  идет волна сжатия, период индукции в этой области уменьшается, газ воспламеняется быстрее и точка  $G$  приближается к фронту  $CC$ . В зонах  $FF$  давление вследствие расширения падает, газ охлаждается, период индукции увеличивается, точки  $FF$  отходят еще дальше от ударного фронта  $CC$ . В итоге возмущение  $FGF$ , возникнув, усиливается. В этом и заключается неустойчивость плоского комплекса, состоящего из ударной волны и следующей за ней плоской зоны воспламенения.

Коль скоро в газе, сжатом ударной волной, скорость звука всегда больше скорости фронта относительно сжатого газа, возмущения зоны горения вызывают возмущения ударного фронта  $CC$ . Ударный фронт (это нетрудно видеть) неустойчив, когда возмущения зоны горения по размеру порядка или больше ширины зоны воспламенения ( $\lambda$  на рис. 8). Возмущения менее протяженные, чем ширина зоны, усредняются (давление в них выравнивается) до их прихода к ударному фронту.

Описанный качественный механизм неустойчивости позволяет найти количественный критерий ее возникновения. В него войдет энергия активации реакции воспламенения  $E$ . Ясно, что чем сильнее зависит период индукции воспламенения от температуры (чем выше энергия активации), тем неустойчивее детонация. Изменение давления в зонах расширения и сжатия ( $F$  и  $G$ ), приводящее соответственно к охлаждению и нагреванию несгоревшего газа, тем больше воздействует на время химической реакции (на положение точек  $F$  и  $G$  рис. 8), чем сильнее скорость реакции зависит от температуры.

Для вывода критерия необходимо учесть еще одно обстоятельство. Давление в зоне  $F$ , по размеру равной  $\lambda$ , выравнивается (зона разгружается) за время порядка  $\frac{1}{2}\lambda/c$  (здесь  $c$  – скорость звука в ударно сжатом газе области  $F$ ). Время пребывания ударно сжатого газа в зоне  $F$  размером  $\lambda$  имеет порядок  $\lambda/(D - W)$ . Но в ударной волне всегда  $c > D - W$ , тем более в ней справедливо неравенство  $2c > D - W$ ; поэтому  $\frac{1}{2}\lambda/c < \lambda/(D - W)$ .

Время выравнивания давления в поперечном направлении всегда меньше времени пребывания возмущения во фронте детонации (меньше времени жизни возмущения). Поэтому период индукции всегда «успевает» принять значение, соответствующее давлению, пониженному или повышенному вследствие распада поперечного разрыва. Вернее, период индукции успевает принять значение, соответству-

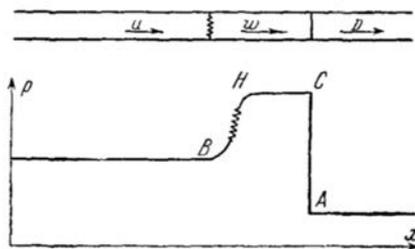


Рис. 9. Схематическое распределение давления в детонации, рассматриваемой как комплекс из ударной волны и зоны воспламенения

ющее той температуре, которая установится после сжатия газа в области  $G$  и его расширения в области  $F$ . Поэтому можно не рассматривать изменение возмущения во времени, достаточно учитывать лишь изменение скорости химической реакции в зависимости от изменения температуры, вызываемого сжатием или расширением газа в начальном возмущении.

В результате можно сформулировать следующий количественный критерий потери устойчивости: если адиабатическое расширение газа из зоны  $F$  в область  $G$ , понизив температуру газа, увеличит задержку воспламенения на величину порядка самой задержки или больше ее, то произвольное начальное возмущение (искривление) фронта пламени будет возрастать, плоская детонация потеряет устойчивость. Пренебрегая зависимостью времени реакции от давления (плотности), получаем критерий неустойчивости плоской детонации

$$\left. \frac{d\tau}{dT} \right|_{T_C} (T - T_C) \geq \tau, \quad (5.1)$$

где  $\tau$  – время химической реакции,  $T$  – температура несгоревшего газа в зоне возмущения после расширения. Время химической реакции (величина, обратная ее скорости) пропорционально  $\exp [E/(RT)]$ :

$$\tau \sim \exp\left(\frac{E}{RT}\right). \quad (5.2)$$

Из (5.1) и (5.2) получается критерий

$$\frac{E}{RT_C} \left(1 - \frac{T}{T_C}\right) \geq 1. \quad (5.3)$$

Вблизи точки  $F$  газ, давление которого до возмущения было равно  $p_C$ , расширится адиабатически до давления  $p_B$ . Поэтому (5.3) можно переписать как

$$\frac{E}{RT_C} \left[1 - \left(\frac{p_B}{p_C}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] \geq 1. \quad (5.4)$$

Критерий (5.3)–(5.4) несколько огрублен. Как сообщил автору С.К. Асланов, учет при выводе критерия (5.3) производных более высокого порядка, чем первый, приводит к значению критерия

$$\frac{E}{RT_C} \left[1 - \left(\frac{p_B}{p_C}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] \geq \ln 2 = 0,693.$$

Однако, поскольку вся теория неустойчивости носит физический характер и не является строго математической, в дальнейшем будет применяться критерий неустойчивости плоской детонации в форме (5.3) или (5.4).

Оценки критерия (5.4) для различных смесей, правда, не очень точные, поскольку энергия активации  $E$  при высоких температурах известна неточно, указывают на

неустойчивость плоской детонации практически во всех газовых смесях, в которых она наблюдается.

Физический анализ, воспроизведенный выше, дал повод к нескольким более обстоятельным математическим исследованиям неустойчивости плоской детонации.

Р.М. Зайдель (1960) получил критерий неустойчивости в виде

$$\frac{E}{RT_C} > \frac{(\kappa + 3)(\kappa + 1 + \sqrt{\kappa + 1})}{2(\kappa + 2)}. \quad (5.5)$$

Здесь  $T_C$  – температура сжатого ударной волной, но еще несгоревшего газа (в зоне C, рис. 8),  $\kappa = (\gamma + 1)1(\gamma - 1)$ ,  $\gamma$  – отношение теплоемкостей. Этот критерий, подтверждая общий вывод о неустойчивости плоской детонации, нельзя считать строгим. Он применим к некоему предельному случаю, который в принципе не реализуется.

Задачу о неустойчивости плоской детонации численными методами решал В.В. Пухначев (1963). Он тоже получил неустойчивость во всех случаях, за исключением пространства волны в узких трубах, в которой она может оказаться устойчивой.

Математическую задачу об устойчивости плоской детонации рассматривал С.К. Асланов (1965). Он получил критерий неустойчивости, близкий к (5.4). Численные расчеты по критерию Асланова хорошо совпадают с результатами, полученными с помощью (5.4).

Критерий (5.4) применялся также к оценке пределов устойчивости сильной детонации и слабой дефлаграции (К.И. Щелкин, 1959). Особенно интересен случай слабой дефлаграции. Он позволяет оценить границу устойчивого горения в техническом устройстве, например в гипотетической камере ракетного двигателя, работающего в режиме индукции. Под режимом индукции здесь понимается горение, при котором прогретый газ воспламеняется после истечения периода индукции химической реакции, зависящей от температуры по закону Аррениуса. Критерий, который будет сейчас получен, конечно, неприменим к распространению горения теплопроводностью (нормальное горение) или турбулентностью (турбулентное горение). Он неприменим вообще к любому типу фронтального распространения пламени.

Для слабой дефлаграции, если взять за исходное состояние газа точку 7 (рис. 7), отношение давления продуктов сгорания к давлению исходного газа не очень сильно отличается от единицы, и выражение (5.4) можно разложить в ряд:

$$\frac{E}{RT_C} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] = \frac{E}{RT_C} \left[ 1 - \left( \frac{p_1 - (p_1 - p)}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{RT} \left( \frac{p_1 - p}{p_1} \right). \quad (5.6)$$

Для дефлаграции безразмерная разность давления, если учесть (4.28) и положить  $M < C 1$ » составит

$$\frac{p_1 - p}{p_1} = qM^2.$$

С учетом этого критерий неустойчивости слабой дефлаграции принимает очень простой вид

$$\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{RT} qM^2 \geq 1. \quad (5.7)$$

Этот же критерий можно применить и для сильной детонации, но при этом следует принимать за исходное состояние газ, сжатый в ударной волне, движущейся со скоростью сильной детонации. Все величины  $T$ ,  $q$  и  $M$  надо относить к этому газу.

**5.2. Одномерная неустойчивость детонации.** Детонация, как это качественно показали Р.М. Зайдель и Я.Б. Зельдович (1964), неустойчива по отношению к одномерным возмущениям.

Детонация в модели Зельдовича – Неймана, как уже говорилось, представляет собой дефлаграцию Чепмена – Жуге, распространяющуюся по ударно сжатому газу – ударной волне (рис. 10, а).

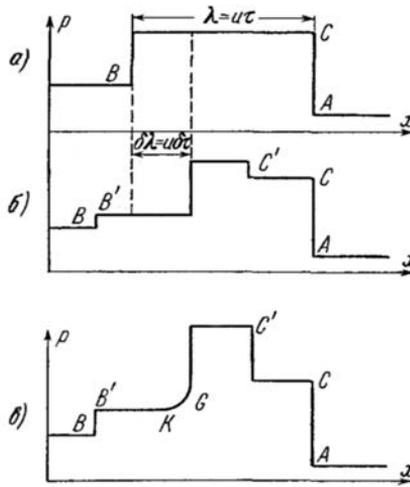


Рис. 10. Возникновение двух ударных волн  $C'$  и  $B'$  при сокращении периода задержки воспламенения во фронте детонации на  $\delta\tau$ .

В установившемся режиме сжатый газ воспламеняется через время  $\tau$  после поступления в ударный фронт. Этому времени соответствует скорость распространения горения, равная скорости течения несгоревшего газа и противоположная ей по знаку: фронт горения  $B$  остается неподвижным по отношению к фронту ударного сжатия  $AC$ . Пусть теперь по какой-нибудь случайной причине время химической реакции сократится на некоторую малую величину. Фронт пламени при этом сместится в сторону ударного фронта, появится составляющая скорости пламени, направленная к передней границе ударной волны. Условия на границе «несгоревший газ – продукты сгорания» перестанут удовлетворять условию Чепмена – Жуге. Новый разрыв распадется на две ударные волны, одна ( $C'$ ) пойдет по ударно сжатому газу, другая ( $B'$ ) – по продуктам горения (рис. 10, б). Если прирост скорости относительно большой, то между ударными волнами в рассматриваемом случае появится волна разрежения  $GK$  (рис. 10, в). Но пока возмущение мало, волной  $GK$  можно пренебречь.

Комплекс из зоны горения и распространяющейся перед ним ударной волны называют двойным нестационарным разрывом. Скорость волн, скорость и состояние газа во всех зонах двойного нестационарного разрыва можно легко вычислить.

Ударная волна  $C'$ , появившаяся в результате сокращения времени химической реакции, дополнительно нагревает газ, время химической реакции от этого сокращается еще больше, по газу идет новая ударная волна, которая еще сильнее сокращает время химической реакции, и т. д. Возмущение (ускорение горения), возникнув, будет прогрессивно возрастать. Когда возмущение достигнет исходного ударного фронта  $AC$ , назад по сжатому газу пойдет волна разрежения, давление на фронте резко упадет и детонация вследствие очень сильной зависимости времени реакции от температуры (давления ударно сжатого газа) может затухнуть.

Критерий неустойчивости детонации к одномерным возмущениям совпадает с условием потери устойчивости плоской детонации по отношению к искривлениям фронта горения, введенным Р.М. Зайделем (5.5).

Критерий (5.5) обладает тем недостатком, что он не зависит ни от отношения скоростей звука в сгоревшем и несгоревшем газе, ни от теплового эффекта горения, от которых, при прочих равных условиях, зависит интенсивность ударной волны, идущей по несгоревшему газу<sup>36</sup>.

Задача об одномерной неустойчивости детонации решалась по той же схеме К.И. Щелкиным (1965). Это решение воспроизводится ниже.

В детонации Чепмена – Жуге зона воспламенения покоится по отношению к ударному фронту. Поэтому скорость распространения пламени равна и противоположна по знаку скорости течения сжатого несгоревшего газа ( $u = -u_{уд}$ ). Расстояние от ударного фронта до зоны воспламенения  $\lambda = ut$ , где  $\tau$  – задержка воспламенения.

В невозмущенной волне за произвольный промежуток времени сгорает объем газа, отнесенный к единице поверхности фронта, равный  $V = ut$ . Если время задержки воспламенения по случайной причине за промежуток времени  $t$  сократится на  $\delta t$ , фронт пламени приблизится к ударному фронту на расстояние  $\Delta\lambda = u\delta t$  и объем газа, сгоревший за тот же промежуток времени, станет равным  $V' = ut + u\delta t$ . Отношение объемов газа, сгоревших за одно и то же время, равно отношению скоростей распространения пламени

$$\frac{V'}{V} = \frac{u'}{u} = 1 + \frac{\delta\tau}{\tau}.$$

Поскольку промежуток времени  $t$  произвольный, будем считать его равным  $\tau$ . Тогда, учитывая знаки, можно написать

$$\Delta u = \frac{u' - u}{u} = -\frac{\delta\tau}{\tau}. \quad (5.8)$$

Применяя соотношение (5.8), надо иметь в виду, что  $\Delta u$  – средний по интервалу времени  $\tau$  безразмерный прирост скорости пламени. Если в следующем интервале времени, равном  $\tau$ , период индукции сократится еще на  $\delta\tau$ , то фронт пламени придвинется к ударному фронту еще на  $u\delta\tau$ . Иначе говоря, чтобы сохранилась новая скорость пламени, период задержки воспламенения должен непрерывно сокращаться. Если же он, сократившись один раз на величину  $\delta\tau$ , останется равным  $\tau - \delta\tau$ , зона горения установится на новом расстоянии  $\lambda - u\delta t$  от ударного фронта. Пламя относительно ударного фронта снова будет покоиться.

<sup>36</sup> В пределе, при начальной температуре  $T_0$ , стремящейся к нулю, отношение скоростей звука стремится к бесконечности; ясно, однако, что при этом указанное отношение перестает играть какую-либо роль. Поэтому критерий (5.5) правилен асимптотически, при малом  $T_0$  (Ред.)

Безразмерный перепад давления в ударной волне, идущей по несгоревшему газу и обязанный малому приросту скорости пламени, определяется, согласно К.И. Щёлкину (1959), выражением

$$\Delta p = \frac{p' - p}{p} = \frac{c}{c + c_T} q M \Delta u. \quad (5.9)$$

Здесь  $p'$  – давление в ударной волне,  $p$  – давление в газе, по которому идет ударная волна,  $c$  и  $c_T$  – скорость звука в несгоревшем и сгоревшем газе соответственно,  $q$  – отношение теплового эффекта сгорания к внутренней энергии несгоревшего газа,  $M$  – отношение скорости пламени к скорости звука в несгоревшем газе.

Дальнейшая судьба начального возмущения (по времени  $\delta t$  и длине  $u \delta t$ ) зависит от того, каким окажется обратное влияние ударной волны (5.9) на период задержки воспламенения и соответственно на скорость пламени, определенную выражением (5.8). Если ударная волна за время, не превышающее  $\tau$ , сократит период задержки на величину, превышающую  $\delta t$ , начальное возмущение возрастет. Если же ударная волна сократит задержку воспламенения меньше чем на  $\delta t$ , начальное возмущение уменьшится. Стало быть, для выяснения условия роста начального возмущения надо найти зависимость изменения периода задержки воспламенения (относительного изменения скорости пламени) от относительного перепада давления в ударной волне.

Время химической реакции зависит от температуры (ср. (5.2)) следующим образом:

$$\tau = A \exp\left(\frac{E}{RT}\right). \quad (5.10)$$

Поэтому

$$\tau + \delta\tau = A \exp\left[\frac{E}{R(T + \delta T)}\right].$$

и

$$\frac{\delta\tau}{\tau} = -\frac{E\delta T}{RT^2}. \quad (5.11)$$

Полагая сжатие в ударной волне адиабатическим, получим

$$\frac{\delta\tau}{\tau} = -\Delta u = \frac{ET}{RT} \left[ 1 - \left(\frac{p'}{p}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (5.12)$$

и, разлагая (5.12) в ряд и ограничиваясь линейным членом, найдем

$$\Delta u = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{ET}{RT} \frac{\delta p}{p} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{E}{RT} \Delta p. \quad (5.13)$$

Условие неустойчивости запишется в виде

$$\left. \frac{d\Delta p}{d\Delta u} \right|_{5,9} > \left. \frac{d\Delta p}{d\Delta u} \right|_{5,13}. \quad (5.14)$$

Следовательно, критерий возникновения одномерной неустойчивости детонации примет форму

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{E}{RT_B} \frac{c}{c + c_T} qM > 1. \quad (5.15)$$

Критерий (5.15) практически всегда превышает единицу. Плоская волна поэтому неустойчива и по отношению к одномерным возмущениям. Если ее и удастся наблюдать, то лишь в специальных случаях, когда энергия активации при высоких температурах оказывается настолько малой, что критерии (5.4) и (5.15) становятся меньше единицы.

## § 6. Спиновая и пульсирующая детонации

Детонацию с ударной волной перед зоной горения, условия неустойчивости которой рассмотрены в предыдущем параграфе, называют детонацией Зельдовича – Неймана<sup>37</sup>. Дж. Нейман (1942, США) предложил ее двумя годами позже Зельдовича (1940). Еще через год подобную схему опубликовал В. Деринг (1943). По весьма понятной причине работы Неймана и Деринга долго не были известны в СССР, как и работа Зельдовича за рубежом. Почти 20 лет эта модель считалась для детонации основной, хотя и не единственной. Еще в 1926 г. К. Кемпбелл и Д. Вудхед в Англии открыли так называемую спиновую детонацию – детонационный спин. Они показали, что в гладкой трубе при составах смеси с большим избытком или недостатком горючей компоненты зона горения явно не плоская. Горение в виде ядра движется вперед со скоростью детонации и одновременно вращается вокруг оси трубы. От ядра пламя, уже на некотором удалении от фронта, распространяется на все сечение трубы.

Скорость спиновой детонации вдоль оси трубы (скорость движения процесса в целом), несмотря на явно трехмерную структуру ее фронта, точно совпадает со скоростью детонации в той же смеси, вычисленной по классической одномерной теории.

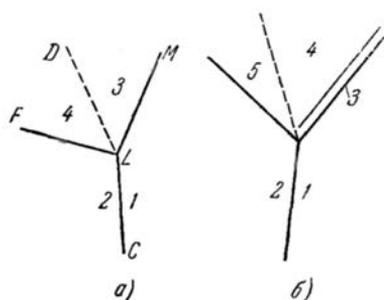
Спиновая детонация, не укладывающаяся в модель Зельдовича – Неймана, много лет рассматривалась как исключительное явление, характерное лишь для некоторых газовых смесей, например, для окиси углерода с кислородом. Затем Х.А. Ракипова, Я.К. Трошин и К.И. Щелкин (1947) показали, что детонационный спин возникает всегда и во всех смесях вблизи пределов распространения детонации, каким бы способом они ни достигались (уменьшением диаметра трубы, понижением начального давления или изменением концентрации горючей компоненты).

После длительных и очень трудных поисков К.И. Щелкину (1945) и Я.Б. Зельдовичу (1945) удалось выяснить, что спин имеет газодинамическую природу и представляет собой косую пересжатую детонацию, распространяющуюся с постоянной скоростью вдоль стенок трубы по спирали. Горение в спиновой детонации, как выяснилось, начинается за фронтом  $LM$  тройной маховской конфигурации (рис. 11).

<sup>37</sup> Простое газодинамическое обоснование правила Жуге и решение ряда задач о движении газа с распространением волн детонации было дано независимо также в работах А. А. Гриба (1939, 1940, 1944). (Ред.)

Волна  $LC$  этой же конфигурации представляет собой прямой ударный фронт, характеристики которого можно вычислить по теории Зельдовича – Неймана.

На этом не истощилась способность детонации преподносить исследователям сюрпризы. Б.В. Войцеховский (1957), Б.В. Войцеховский, В.В. Митрофанов и М.Е. Топчийн (1962) и М.Е. Топчийн (1962) после тщательного исследования фронта спиновой детонации и измерения давления в различных его зонах обнаружили (по крайней мере при некоторых условиях) структуру спина значительно более сложную, чем считалось ранее. В частности, они зарегистрировали значительно более высокие давления, чем рассчитанные по старой схеме (см. рис. 11). Они зарегистрировали угол наклона зоны горения в ядре спина к сечению трубы, равный  $75^\circ$ . Здесь тоже возникло противоречие с теорией, поскольку согласно теории этот угол не может быть больше  $45^\circ$ . Для получения соответствия расчетов с опытом в лаборатории Войцеховского была построена новая структура спина. Грубо говоря, ядро спина по этой гипотезе состоит из двух тройных конфигураций. Кроме конфигурации, представленной на рис. 11, при спине по сжатому газу 2 распространяется еще одна такая же конфигурация и горение происходит в двух косых волнах: в «старой» волне  $LM$  и в «поперечной» волне, идущей по газу 2 (на рис. 11 она не показана). Более значительная по массе часть газа сгорает в «поперечной» волне второй конфигурации.



**Рис. 11.** Тройная маховская конфигурация (излом) в случае пересечения двух ударных волн  $CL$  и  $LM$  (а) и пересечения ударной волны с детонацией (б)

Еще первые исследователи спиновой детонации заметили, что по мере удаления по составу от пределов распространения детонации число ядер спина увеличивается, спин становится многоголовым. Затем детонация переходит в «нормальную», как думали, плоскую.

Ю.Н. Денисов и Я.К. Трошин (1959, 1960) предприняли исследование многоголовой и «нормальной» детонации средствами, позволяющими обнаружить неоднородности во фронте детонации, значительно меньшие по размерам, чем это могли сделать раньше. Выяснилось, что не только спиновая (одно- и многоголовая), но и «нормальная» детонация в действительности имеет трехмерную структуру. В связи с первыми опытами Денисова и Трошина было предпринято описанное выше исследование устойчивости плоской детонации в модели Зельдовича – Неймана.

Неоднородности во фронте детонации, ранее считавшемся плоским, обнаружены Денисовым и Трошиным так называемым следовым методом. Это – простая и вместе с тем тонкая методика. Боковая поверхность трубы, а также пластинки, устанавливаемой в торце трубы перпендикулярно к направлению движения волны, покрываются по специальной технологии тонким слоем сажи. Детонация, ее сложная структура, скользя вдоль поверхности трубы или ударяясь о пластинку в ее торце, оставляет четкие отпечатки, позволяющие измерить размеры неоднородностей и расшифровать их структуру.

Неоднородности во фронте «нормальной» детонации обнаружены также Б.В. Войцеховским, Б.Е. Котовым, В.В. Митрофановым и М.Е. Топчийном (1958) фотогра-

фическим способом. Эти авторы, фотографируя так называемым компенсационным методом поверхность детонационного фронта, обнаружили на нем неоднородности свечения, указывающие на трехмерную структуру зоны воспламенения. Неоднородности во фронте «плоской» детонации подробно исследовались в советских и зарубежных лабораториях. Из зарубежных исследований особенно интересна работа Д. Уайта (1961), изучавшего структуру детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{CO}$  интерференционным методом. Уайт неизменно обнаруживал сильную турбулентность позади зоны реакции. Это служит еще одним независимым доказательством сложной структуры фронта детонации. Пульсирующую детонацию, как была названа детонация с многочисленными неоднородностями во фронте, теперь можно выделить в самостоятельный вид горения: это – потерявшая устойчивость плоская волна в модели Зельдовича – Неймана. Спиновая детонация оказалась предельным случаем пульсирующей, она возникает, когда на сечении трубы размещается лишь одна неоднородность.

Структура неоднородностей при пульсирующей детонации, как показывают эксперименты и сопоставленные с ними газодинамические расчеты, выглядит следующим образом. От пересеченных участков ( $G$  на рис. 8) к ударному фронту приходят волны сжатия и вызывают на его поверхности возмущения двух типов: излом – пересечение двух ударных волн (рис. 11, *a* и 12, *a*) и пересечение ударной волны с косой детонационной (рис. 11, *b* и 12, *b*). Справа на рис. 12 показаны упрощенные схемы соответствующих изломов, это – известные маховские тройные конфигурации, поддающиеся точному газодинамическому расчету. Линией  $LM$  отмечены «ножки» или «маховские диски» тройных конфигураций. Угол  $\alpha$  существенно различен в конфигурациях обоих типов.

В случае пересечения ударной волны с детонационной (рис. 12, *z*) он заметно меньше, чем при пересечении двух ударных волн. По отпечаткам на боковой стенке трубы можно проследить за движением точки  $L$  (рис. 12) и измерить угол  $\alpha$ . Измерения и сопоставления их с расчетом конфигураций обоих типов показывают, что в большинстве случаев при пульсирующей детонации возникают возмущения типа, изображенного на рис. 12, *a*, *b*. Их на фронте много. Сталкиваясь, они создают зоны повышенного давления и температуры, в которых воспламеняется газ. Встречаясь с пластинкой, перпендикулярной к движению фронта, конфигурации оставляют на ней отпечатки, по которым можно измерить размеры неоднородностей. Любопытно, что средний размер ячейки пропорционален времени химической реакции в модели Зельдовича – Неймана. Модель оставляет о себе своеобразное напоминание. И это не случайно. Несмотря на неустойчивость, на этой модели основывается существование пульсирующей детонации. Неустойчивость не разрушает детонацию

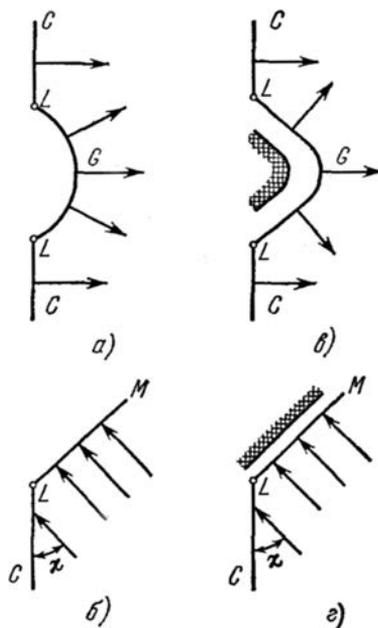


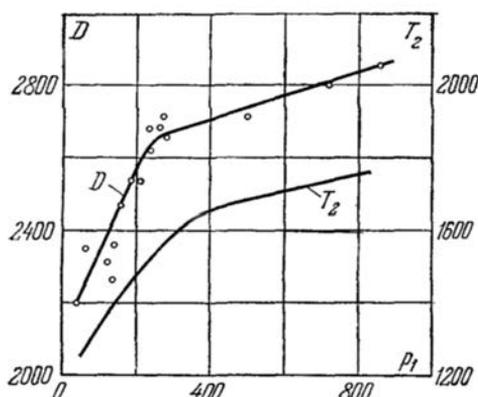
Рис. 12. Схема изломов ударного фронта детонации (*a*, *b* – без горения непосредственно за изломом; *в*, *г* – с горением)

с ударной волной впереди зоны горения, она только придает волне более сложную трехмерную структуру.

Средний размер неоднородностей уменьшается с повышением начального давления смеси. Это связано с некоторым возрастанием скорости детонации при повышении начального давления, приводящем к увеличению температуры ударно сжатого газа и сокращению времени химической реакции.

На рис. 13 показано изменение скорости детонации и температуры ударно сжатого газа в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  в зависимости от начального давления. Зависимость среднего размера неоднородности  $\Delta y$  от времени химической реакции  $\tau$  выражается следующим соотношением, справедливым, вероятно, с точностью до постоянного коэффициента порядка единицы (Б.П. Волин, Г.И. Филатов, Я.К. Трошин, К.И. Щелкин, 1960):

$$\Delta y \approx \frac{(\gamma - 1)2\tau D}{(\gamma + 1)\left(1 - \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}}\right)} = \beta\tau D. \quad (6.1)$$

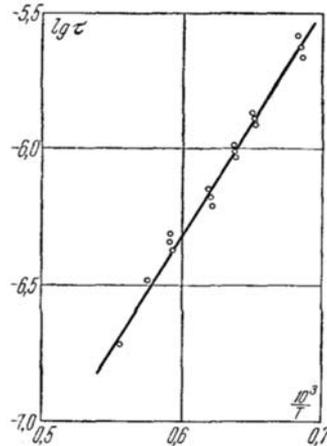


**Рис. 13.** Зависимость скорости детонации  $D$  (м/сек) и температуры  $T_2$  ( $^{\circ}\text{K}$ ) за ударным фронтом от начального давления  $p_1$  (мм рт. ст.) смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  (диаметр трубы 16 мм)

Пользуясь формулой (6.1), можно экспериментально определять время химической реакции в модели Зельдовича – Неймана. Таким способом А.И. Сербинов, Я.К. Трошин и К.И. Щелкин (1962) измерили температурный коэффициент (видимая энергия активации) реакции воспламенения бензола с кислородом, который в области температуры, видной на рис. 14, оказался равным 37 ккал/моль.

Иногда некоторые из крупных ячеек (неоднородностей) заполнены на порядок меньшими по размеру неоднородностями (Ю.Н. Денисов и Я.К. Трошин, 1959; К.И. Щелкин, 1965). Можно думать, что в некоторых случаях пересжатая детонация, существующая в пределах одной крупномасштабной ячейки, может в свою очередь оказаться неустойчивой, несмотря на то, что критерий (5.7) для пересжатой детонации меньше, чем критерий неустойчивости детонации Чепмена – Жуге (5.4).

Вследствие более высокой температуры в ударном фронте пересжатой (сильной) детонации по сравнению с детонацией Чепмена – Жуге размер ячеек при потере устойчивости оказывается значительно меньшим, чем в детонации Чепмена – Жуге. Так возникает тонкая структура в пульсирующей детонации. Тонкая структура зарегистрирована теми же авторами и в спиновой детонации.



**Рис. 14.** Температурная зависимость запаздывания воспламенения бензоло-кислородной смеси в детонационной волне  $\lg \tau$  сек –  $10^3/T$  °К (видимая энергия активации в этих условиях равна 37 ккал/моль)

После открытия пульсирующей детонации в газах начались усиленные поиски аналогичной структуры детонации в конденсированных взрывчатых веществах.

А.Н. Дремин, Г.А. Ададунов и О.К. Розанов (1960) в результате кропотливых исследований обнаружили неоднородную, очень регулярную структуру фронта детонации в нитрометане (жидкость), разбавленном ацетоном. Затем пульсирующая детонация была найдена еще в нескольких жидких взрывчатых веществах<sup>38</sup>.

Поиски пульсирующей детонации в твердых взрывчатых веществах успеха не имели. Неоднородности в структуре твердых взрывчатых веществ практически всегда больше неоднородностей, связанных с неустойчивостью плоского фронта детонации. Поэтому, вероятно, газодинамические неоднородности в твердых веществах и не проявляются. В них, проще говоря, нет плоского фронта детонации. Воспламенение при детонации твердых взрывчатых веществ происходит, по-видимому, по механизму, близкому к предложенному А.Я. Апиным (1945). В поисках объяснения сильного различия детонационной способности монокристаллических и прессованных веществ (сильное различие предельных диаметров) Апин первый выдвинул гипотезу о трехмерной неоднородной структуре фронта «плоской» детонации. По этой гипотезе фронт детонации подобен щетке, состоящей из тонких кумулятивных струй, образующихся вследствие неоднородной структуры взрывчатого вещества и поджигающих взрывчатое вещество в отдельных точках.

<sup>38</sup> С.Б. Кормер с сотрудниками обнаружил структуру фронта с неоднородностями порядка длины световой волны, применяя весьма изящный метод отражения света от детонационного фронта. (Ред.)

## § 7. Детонация в шероховатых трубах

Впервые детонацию в шероховатых трубах исследовал К.И. Щелкин (1940). Детонация вызывалась в металлической трубе и перепускалась в стеклянную, длиной около 2,5 м. Во второй половине стеклянной трубы помещалась проволочная спираль, прилегающая к стенке. Распространение детонации фотографировалось на движущуюся пленку. На одной и той же фотографии получались отпечатки распространения детонации и в гладкой и в шероховатой частях трубы. Отношение скоростей детонации измерялось с точностью около одного процента, абсолютная скорость – с точностью 2–3%. Некоторые результаты измерений приведены в таблицах 5 и 6. По мере приближения смеси к пределу детонации отношение скорости детонации в шероховатой трубе к скорости в гладкой уменьшается и может достичь 40%. Так, для смеси 2,32% этана и 76,8% кислорода в шероховатых трубах при различных начальных давлениях получены следующие результаты.

В шероховатой трубе горение способно распространяться с постоянной сверхзвуковой скоростью (но значительно меньшей расчетной скорости детонации) при тех составах, при которых детонация в гладких трубах вообще не распространяется. Так, в гладкой трубе верхний предел детонации паров этилового эфира с воздухом лежит между 4,5 и 4,6% эфира в воздухе. В 4,5% смеси в гладкой трубе детонация идет со скоростью 1713 м/сек. В смеси, содержащей 4,6% эфира, детонация вовсе не распространяется. В шероховатой трубе (диаметр 16–18 мм, шероховатость создавалась проволокой диаметром 1,5 мм, свернутой в спираль с шагом 2,5 витка на 1 см, прилегающей к стенкам трубы) предел распространения режима горения со сверхзвуковой постоянной скоростью лежит между 4,8 и 5,2% эфира в воздухе. При концентрации в 4,8% эфира и давлении 760 мм рт. ст. скорость в шероховатой трубе равна 706 м/сек, при давлении 900 мм рт. ст. она составляет 920 м/сек.

Табл. 5. Влияние шероховатости на скорость детонации в газовых смесях

Смесь	Диаметр трубы, мм	d/r	n	D <sub>г</sub> , м/сек	D <sub>ш</sub> , м/сек	D <sub>ш</sub> / D <sub>г</sub> , %
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> + 3O <sub>2</sub>	18	0,16	3,99	2380	2380	100,0
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> + 1,7O <sub>2</sub>	18	0,16	3,99	2870	2870	100,0
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> + O <sub>2</sub>	18	0,14	3,99	2900	2590	89,3
2,1H <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	18	0,17	2,36	3025	2740	90,6
2H <sub>2</sub> +O <sub>2</sub>	18	0,17	2,6	2740	2400	87,6
2H <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	10	0,25	3,6	2767	2362	85,5
		0,43	2,4	2820	1608	57,0
2H <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	7	0,20	5,1	2856	2330	81,7
		0,29	3,9	2820	2170	77,0
		0,43	3,2	2795	1859	66,5

Смесь	Диаметр трубы, мм	$d/r$	$n$	$D_1$ , м/сек	$D_{ш}$ , м/сек	$D_{ш}/D_1$ , %
		0,61	2,4	2741	1804	65,7
$2,07H_2 + O_2$	4,5	0,13	6,6	2915	2842	97,6
		0,31	5,0	2940	1760	59,9
		0,44	–	2974	1685	56,7
$C_2H_3 + 3,5O_2$	10	0,20	4,2	2110	1872	88,7
		0,30	2,5	2050	1755	85,7
		0,43	2,4	2142	1478	68,8

( $d/r$  – отношение диаметра проволоки, создающей шероховатость, к радиусу трубы;  $n$  – количество витков спирали на 1 см длины трубы;  $D_1$  – скорость детонации в гладкой части трубы;  $D_{ш}$  – скорость детонации в шероховатой части трубы)

Модель детонации Зельдовича – Неймана не согласовывалась с опытами по детонации в шероховатых трубах. Дело в том, что согласно этой модели скорость детонации на пределах ее распространения (пределы достигаются уменьшением диаметра трубы или понижением давления смеси) может быть ниже скорости детонации без потерь лишь на величину порядка  $(RT/E) D$ , малую по сравнению с  $D$ . Предел детонации, теория которого в этой модели разработана Я. Б. Зельдовичем (1955), связан с потерями на теплоотдачу и трение у стенки трубы. Потери уменьшают скорость волны. Во фронте ударной: волны, предшествующей зоне горения и детонации, снижается температура. Вследствие этого уменьшается скорость реакции и возрастает время, в течение которого идут потери, и т. д. Температура сжатого и негоревшего газа в детонационной волне примерно пропорциональна квадрату скорости детонации. Время же химической реакции в модели Зельдовича – Неймана зависит от этой температуры экспоненциально, с большой величиной экспоненциального множителя. Поэтому малое падение скорости вследствие потерь, сопровождаясь относительно небольшим снижением температуры сжатого, но не сгоревшего газа, приводит к большому увеличению времени реакции и связанному с этим временем возрастанию потерь. Предел наступает очень резко при малом уменьшении скорости волны.

Табл. 6. Влияние начального давления на отношение скоростей детонации в шероховатой и гладкой трубах (в %)

$d/r$	$n$	Начальное давление, мм рт. ст.			
		760	500	300	200
		$2r = 7,0$ мм			
0,20	5,9	75	67	61	–
0,31	3,97	80	66	61	–

$d/r$	$n$	Начальное давление, мм рт. ст.			
		760	500	300	200
0,43	2,28	72	59	52	40
0,95	2,30	69	65	58	48
		$2r = 4,5$ мм			
0,13	6,82	84	84	71	–
0,31	5,77	75	65	56	–

Пульсирующая и спиновая детонации, появляющиеся в результате неустойчивости детонации в модели Зельдовича – Неймана, несмотря на качественно новый способ воспламенения в неоднородностях на фронте детонации, мало что меняют в описанном выше механизме предела детонации. Предел здесь связывается с исчезновением спина. Но этот подход скорее дает способ вычисления предела, нежели новое его физическое толкование, существенно отличное от разработанного для детонации в модели Зельдовича – Неймана.

Дело в том, что, как уже говорилось, спин исчезает, когда ширина зоны химической реакции в модели Зельдовича – Неймана начинает существенно превышать диаметр трубы. Таким образом, время реакции, характерное для модели Зельдовича – Неймана, и здесь в неявном виде входит в определения предела. Предел наступает, когда ширина зоны (величина, пропорциональная времени) становится сравнимой с диаметром трубы. Далее сильная зависимость времени реакции от скорости волны завершает работу. Предел наступает очень быстро. Допустимое падение скорости на пределе и в этом случае окажется, вероятно, порядка  $(RT/E)D$ , т. е. очень небольшим.

Для объяснения возможности распространения детонации в шероховатых трубах со сравнительно весьма малой скоростью возникла необходимость в новом механизме воспламенения во фронте детонации. Я.Б. Зельдович (1944) предположил, что в шероховатых трубах происходит локальное воспламенение газа в местах отражения ударной волны от шероховатости. Температура в отраженной волне значительно выше, чем в падающей. Возникнув у шероховатости, горение затем сравнительно медленно распространяется на все сечение трубы. Фронт пламени при детонации в шероховатых трубах имеет приблизительно форму вогнутого и достаточно растянутого конуса. Он обладает значительной протяженностью, на которой и происходят потери, снижающие скорость волны.

Говоря современным языком, шероховатость играет для воспламенения ту же роль, что и газодинамические неоднородности при пульсирующей и спиновой детонациях. К.И. Щелкин (1949) показал, что спиновая детонация, переходя в шероховатую трубу с малым шагом спирали, теряет характерную спиновую структуру. Помещая в трубу спирали с разным, но достаточно большим шагом, можно произвольно изменять частоту спина, вызывать характерную для него волнистость фронта и полосатую структуру послесвечения, теперь уже связанные с шагом спирали. Эти явления в шероховатой трубе возникают в результате движения по спирали искусственной зоны воспламенения, возникающей в результате столкновения ударной волны со спиральной шероховатостью. Так удастся имитировать естественную

газодинамическую конфигурацию, служащую источником воспламенения газа в спиновой детонации. В шероховатой трубе этот источник значительно стабильнее, чем в спиновой и пульсирующей детонации, поскольку его существование связано с температурой в отраженной волне, значительно более высокой по сравнению с температурой в прямой волне, которая определяет масштаб и существование неоднородностей при спиновой и пульсирующей детонации.

Однако возможен и другой механизм распространения детонации в шероховатых трубах. В них при движении ударной волны возникает очень сильная турбулентность. Горение благодаря турбулентности, а также неоднородному распределению скоростей по сечению трубы может следовать за ударным фронтом с постоянной скоростью.

Оба рассмотренных выше механизма распространения детонации в шероховатых трубах позволяют ей приближаться к пределу со значительно меньшими скоростями, чем в модели Зельдовича – Неймана. Понижение скорости распространения детонации в шероховатых трубах связано, как уже говорилось, с потерями на теплоотдачу и трение у стенки.

Общая задача о детонации с потерями поставлена Я.Б. Зельдовичем и А.С. Компанейцем (1955). Правда, в этой задаче за характерное время, в течение которого происходят потери, принималось время химической реакции, которое, как уже говорилось, благодаря сильной зависимости скорости реакции от температуры очень быстро растет с уменьшением скорости детонации. Поэтому в общем виде задача решается лишь качественно и только для модели детонации Зельдовича – Неймана.

Задачу о распространении детонации в шероховатых трубах решил, приближенно считая ее одномерной, С.С. Рыбанин (1966). При этом предполагалось, что воспламенение происходит у стенок мгновенно и затем горение распространяется на все сечение трубы, а после смыкания фронта горения в середине трубы течение в ней становится одномерным.

Уравнения сохранения массы, импульса и энергии с учетом потерь на теплоотдачу и трение для идеального газа имеют вид

$$\rho_0 u 0 = \rho u = j, \quad (7.1)$$

$$p + j^2 v = p_0 + j^2 v_0 + \int_0^x \frac{c_x \rho W^2}{R} dx, \quad (7.2)$$

$$\frac{\gamma p v}{\gamma - 1} + \frac{j^2 v^2}{2} = \frac{\gamma p_0 v_0}{\gamma - 1} + \frac{j^2 v_0^2}{2} + Q - \int_0^x \frac{2\alpha \Delta T}{jR} dx + v_0 \int_0^x \frac{c_x \rho W^2}{R} dx \quad (7.3)$$

Здесь  $W$  – скорость газа относительно стенок трубы,  $c_x$  – коэффициент трения,  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $R$  – радиус трубы,  $\Delta T$  – разность температур потока и стенок трубы,  $x$  – расстояние от фронта волны. Индекс «0» относится к начальному состоянию газа. Поскольку при принятом механизме горения течение газа по трубе неоднородно, все величины в (7.1) – (7.3) осреднены по сечению трубы.

Последний член в (7.2) характеризует потери импульса, последние два члена в (7.3) – потери тепла в стенке и потери энергии на трение. Интегрирование производится по глубине зоны горения, начиная от ударного фронта.

Выделение тепла в отличие от всех рассматривавшихся ранее задач о распространении детонации с потерями происходит не в результате химической реакции, протекающей по закону Аррениуса, а связано с турбулентным выгоранием смеси и выражается приближенно законом

$$Q = Q_{\Pi} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{u_{\text{H}} t}{l} \right)^3 \right], \quad (7.4)$$

где  $u_{\text{H}}$  – нормальная скорость пламени,  $l$  – масштаб турбулентности,  $Q_{\Pi}$  – тепловой эффект реакции,  $Q$  – количество тепла, выделившееся к моменту времени  $t$ .

Из уравнений (7.1)–(7.3) находится отношение скоростей

$$\frac{u}{u_0} = \frac{1 + \gamma \mathbf{M}^2 (1 + \xi) \pm \sqrt{A}}{(\gamma + 1) \mathbf{M}^2} \quad (7.5)$$

где

$$A = (\mathbf{M}^2 - 1)^2 + 2\mathbf{M}^2(\gamma + \mathbf{M}^2)\xi + \gamma \mathbf{M}^4 \xi^2 + 2(\gamma^2 - 1)\Omega \xi \mathbf{M}^4 - \frac{2(\gamma^2 - 1)Q}{c_0^2} \geq 0,$$

$$\mathbf{M}^2 = \frac{u_0^2}{c_0^2}, \quad \xi = \frac{v_0 \int_0^x \frac{c_x \rho W^2}{R} dx}{u_0^2}, \quad Q = \frac{\int_0^x \frac{2\alpha \Delta T}{jR} dx}{\int_0^x \frac{c_x \rho W^2}{R} dx}$$

и  $Q$  выражается соотношением (7.4). Для простоты  $Q$  полагается постоянной и  $\mathbf{M}^2 \gg 1$ .

Величина  $A$  изменяется, при заданном  $\mathbf{M}^2$ , в зависимости от  $\xi$  и имеет минимум при  $\xi = \xi_*$ . При  $A = 0$  скорость потока газа равна скорости звука ( $u^2 = \gamma p v$ ). В то же время условия  $A = 0$  и  $dA/d\xi = 0$  определяют минимальную скорость детонации. Поэтому скорость детонации Чепмена – Жуге находится из условия  $A = 0$  при  $\xi = \xi_*$ , т. е. в точке, где  $dA/d\xi = 0$ .

Для определения параметров детонации в шероховатых трубах необходимо решить систему уравнений (7.1)–(7.3) при условии, что  $\xi = \xi_*$ , когда  $A = 0$ .

С.С. Рыбанин решает задачу приближенно. Для этого  $\xi$  представляется в виде двух интегралов:

$$\xi = \frac{v_0}{Ru_0^2} \left\{ \int_0^{x_b} c_x \rho W^2 dx + \int_0^x c_x \rho W^2 dx \right\}. \quad (7.6)$$

В первом интеграле здесь делается замена переменных  $dx = (u/u_p) dr$ , где  $u_p$  – скорость распространения горения на расстоянии  $r$  от оси трубы, а во втором –  $dx = u dt$ . В предположении, что  $c_x$  и  $u_p$  постоянны и в зоне горения  $\rho u = \rho_0 u_0$ , из (7.6) следует

$$\xi_* = \frac{c_x u_0}{R} \left[ \frac{R}{u_p} \int_0^1 \left( \frac{W}{u_0} \right)^2 d \left( \frac{r}{R} \right) + t_* \int_0^1 \left( \frac{W}{u_0} \right)^2 d \left( \frac{t}{t_*} \right) \right]. \quad (7.7)$$

Далее рассматриваются два крайних случая.

1.  $R/u_p \ll l/u_H$ , т. е. время распространения горения от стенок трубы до оси  $R/u_p$  намного меньше времени горения моля газа Первым интегралом в (7.7) в этом случае можно пренебречь. Поскольку при  $t = 0$  чистая ударная волна  $W/u_0 = 2/(\gamma + 1)$ , а при  $t = t_*$  из (7.5) следует

$$\frac{W}{u_0} = \frac{1 - \gamma \xi_*}{\gamma + 1}$$

то второй интеграл (7.7) оценивается по значениям функции на краях интервала интегрирования в предположении, что  $w/u_0$  является линейной функцией  $t/t_*$ . В результате для  $\xi_*$  получается соотношение

$$\xi_* = \frac{c_x u_0 t_* (\gamma^2 \xi_*^2 - 4\gamma \xi_* + 7)}{3(\gamma + 1)^2 R}. \quad (7.8)$$

Из уравнения (7.8) и условия, что  $A = 0$  и  $dA/d\xi = 0$  при  $\xi = \xi_*$  следует

$$\Theta = \frac{\gamma^2 \xi_* + 2[1 + (\gamma^2 - 1)\Omega]\xi_* + 1}{1 - (1 - \tau_*)^3} \quad (7.9)$$

$$\Theta^{1.5} = \frac{\zeta_1 [\gamma^2 \xi_* + 1 + (\gamma^2 - 1)\Omega](1 - \gamma \xi_k)^2}{(1 - \tau_*)^2}, \quad (7.10)$$

$$\Theta^{0.5} = \frac{\zeta_1 \tau_* [\gamma^2 \xi_*^2 - 4\gamma^2 \xi_* + 7]}{2\xi_*}, \quad (7.11)$$

где

$$\tau_* = \frac{t_* u_H}{l}, \quad \Theta = \frac{2(\gamma^2 - 1)Q_{\Pi}}{u_{0*}^2}, \quad \zeta_1 = \frac{2c_x l \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q_{\Pi}}}{3(\gamma + 1)^2 u_H R}.$$

Из (7.9)–(7.11) можно, зная коэффициенты теплоотдачи и трения, а также, разумеется, исходные характеристики смеси, вычислить скорость детонации Чепмена – Жуге в шероховатой трубе и все остальные ее параметры.

Особый интерес представляет принципиальный вопрос о том, до какого предела может снижаться скорость детонации в шероховатой трубе, не затухая? Эта величина находится из предельного значения  $\zeta_1$ . Если значение  $\zeta_1$  больше некоторой величины  $\zeta_1 > \zeta_{\Pi}$ , то система (7.9)–(7.11) решения не имеет. Физически предельное значение скорости  $W$  соответствует таким потерям, при которых газ относительно стенок трубы полностью затормаживается ( $W_* = 0$ ). При этом  $\xi = 1/\gamma$ ,  $\tau_* = 1$ . Тогда из (7.9) следует

$$\frac{u_{0\Pi}}{\sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q_{\Pi}}} = \left( \frac{\gamma}{2(\gamma + 1)[1 + (\gamma - 1)\Omega]} \right)^{1/2}. \quad (7.12)$$

Если положить  $\Omega = 0$  и  $\gamma = 1,2$ , то

$$\frac{u_{0\Pi}}{\sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q_{\Pi}}} = 0,52. \quad (7.13)$$

2. Для другого предельного случая ( $R/u_H \ll l/u_p$ ) горение в трубе имеет вид конуса, поскольку пламя от стенок к оси трубы распространяется значительно медленнее, чем сгорает единичный моль. Пренебрегая вторым интегралом в (7.6) и считая  $W/u_0$  линейной функцией  $r/R$ , здесь можно получить уравнение

$$\xi_* = \frac{c_x u_0 (\gamma^2 \xi_*^2 - 4\gamma \xi_* + 7)}{3(\gamma + 1)^2 u_p}. \quad (7.14)$$

Вместе с условием  $A = 0$   $dA/d\xi = 0$   $\xi = \xi_*$  оно позволяет получить следующие формулы для вычисления параметров детонации в шероховатой трубе:

$$\Theta = \frac{\gamma^2 \xi_*^2 + 2[1 + (\gamma^2 - 1)\Omega]\xi_* + 1}{1 - (1 - \tau_*)^3} \quad (7.15)$$

$$\Theta^{1.5} = \frac{\zeta_1 [\gamma^2 \xi_* + 1 + (\gamma^2 + 1)\Omega](1 - \gamma \xi_*)^2}{(1 - \tau_*)^2}, \quad (7.16)$$

$$\Theta^{0.5} = \frac{\zeta_2 (\gamma^2 \xi_*^2 - 4\gamma \xi_* + 7)}{2\xi_*}, \quad (7.17)$$

где

$$\zeta_2 = \frac{2c_x \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q_{\Pi}}}{3(\gamma + 1)^2 u_p}.$$

Соотношения (7.15) и (7.16) ничем не отличаются от (7.9) и (7.10). Предельная скорость детонации и предельные потери в этом случае точно такие же, как и в первом случае.

При сопоставлении теории с опытом следует иметь в виду, что выражение  $\sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q_{\Pi}}$  вообще говоря, не равно, как это можно думать (ср. (4.22)), скорости детонации в гладкой трубе. В шероховатой трубе скорость детонации ниже, чем в гладкой, поэтому вследствие уменьшенной диссоциации в шероховатой трубе может выделяться более высокая теплота сгорания. Но в шероховатой трубе газ нагревается трением о стенку. Это увеличивает диссоциацию и уменьшает  $Q_{\Pi}$ . В результате практически довольно точно можно полагать

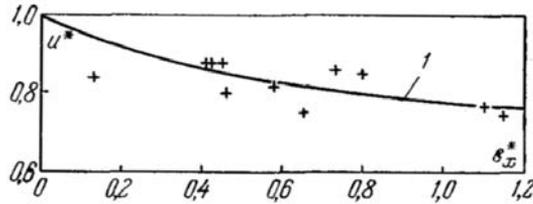
$$\sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q_{\Pi}} \approx D_{\text{гл.}}$$

Из соотношения (7.13) видно, что если пренебречь теплоотдачей, скорость детонации в шероховатой трубе может, при предельно сильной шероховатости, составить примерно 50% от скорости в гладкой трубе. На опыте наблюдаются скорости, равные 40% от скорости в гладкой трубе (см. таблицу 6). Вероятно, в рамках изложенной теории некоторую роль играет и теплоотдача в стенки трубы (величину  $\Omega$  в (7.12), может быть, нельзя считать равной нулю).

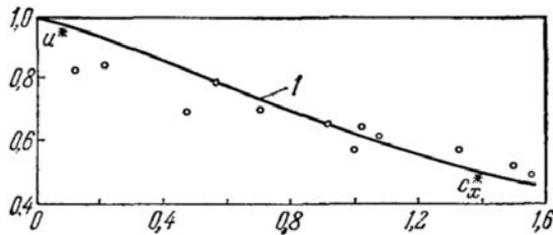
С.С. Рыбанин, пользуясь второй моделью ( $l/u_H \ll R/u_p$ ), рассчитал скорость детонации в шероховатых трубах для ряда смесей. Коэффициент трения  $c_x$  вычислялся по литературным данным с точностью до постоянной величины, которая опреде-

лялась из опытов по детонации. Скорость турбулентного горения определялась по эмпирической формуле, взятой из экспериментального исследования турбулентного распространения горения (Л.С. Козаченко, 1960), при этом принималось  $u_H \sim T^2$ .

На рис. 15 и 16 линиями показаны расчетные значения безразмерной скорости детонации в шероховатых трубах для разных шероховатостей (которые выражены через коэффициент сопротивления  $c_x$ ). Точками нанесены экспериментальные данные как К.И. Щелкина (1940), так и П. Лаффита (1947), производившего аналогичные опыты во Франции. Несмотря на значительный разброс экспериментальных точек, теория хорошо следует экспериментальным данным.



**Рис. 15.** Зависимость безразмерной скорости детонации  $u^* = u_{0*} \sqrt{2(\gamma^2 - 1)q}$  в шероховатой трубе от коэффициента сопротивления  $c_x^0 = c_x \sqrt{2(\gamma^2 - 1)q} / u_p$  (1 — теоретический расчет; экспериментальные точки построены на основании опытов К.И. Щелкина для смесей водорода и этана с кислородом).



**Рис. 16.** Зависимость безразмерной скорости детонации  $u^*$  в шероховатой трубе от коэффициента сопротивления  $c_x^*$  (1 — теоретический расчет; экспериментальные точки построены по данным опытов П. Лаффита для смесей ацетилен и пропана с кислородом).

Детонация в шероховатых трубах представляет собой типичный пример неклассической детонации в том смысле, что в ее распространении принципиальную роль играют потери на трение и теплоотдачу и выделение тепла в ней происходит не по классическому механизму течения химической реакции, зависящей от температуры по закону Аррениуса, а благодаря распространению пламени по ударно сжатому газу. Однако конкретный механизм горения при детонации в шероховатых трубах должен быть выяснен экспериментально.

Кроме детонации в шероховатых трубах известны и другие примеры неклассической детонации. Так, детонация способна распространяться в трубах, покрытых изнутри маслом, графитом и другими горючими, но нелетучими (или малолетучими) материалами и заполненных чистым кислородом или воздухом. Это — так

называемая гетерогенная детонация, распространение которой сопровождается регулярными взрывами, происходящими далеко за передним ударным фронтом (Я.К. Трошин и В.Ф. Комов, 1965). Теории распространения такой детонации не существует.

Типичным примером неклассической детонации можно назвать детонацию в поршневом бензиновом двигателе внутреннего сгорания. Большие заслуги в исследовании этого явления имеет А.С. Соколик (ссылки см. в его книге «Самовоспламенение, пламя и детонация в газах», 1960), выявивший условия возникновения и особенности распространения этого типа детонации, а также предложивший меры ее подавления.

Б.В. Войцеховский (1959) осуществил так называемую стационарную вращающуюся детонацию. Кольцевой канал заполнялся горючей смесью, втекавшей в него радиально. Продукты горения вытекали из него также по радиусу. Детонация распространялась по каналу. Пока она проходила полную окружность, продукты горения успевали покинуть кольцевой канал и уступить место свежей смеси. Если продукты сгорания вытекали значительно быстрее, чем детонация обходила окружность, возникали два (или больше) фронта детонации. Распространение детонации в канале имеет ряд особенностей, в частности способность к саморегулированию, которые были замечены Б. В. Войцеховским. Математическая теория распространения такой детонации пока не разработана.

## § 8. Распад произвольного теплового разрыва

Распад обыкновенного (не теплового) произвольного разрыва подробно рассмотрен Н. Е. Кочиным (1926). Пусть два газа разделены плоскостью  $A$  (рис. 17) и первый газ обладает давлением  $p_1$ , удельным объемом  $v_1$ , молекулярным весом  $M_1$  и скоростью движения  $u_1$ , а второй газ —  $p_4$ ,  $v_4$ ,  $M_4$ ,  $u_4$ . Индекс «4» поставлен, как будет видно ниже, для удобства. Плоскость  $A$  в общем случае представляет собой произвольный разрыв всех величин, характеризующих газы. Такой разрыв способен распространяться как целое, если все величины по обе плоскости  $A$  удовлетворяют уравнениям ударной волны (4.14), (4.16) и (4.17) или уравнениям волны разрежения. Но в общем случае он будет распадаться. Из величин, характеризующих газы  $1$  и  $4$ , нельзя составить величину размерности длины или времени; изменение всей картины движения будет поэтому зависеть только от величины размерности скорости. Возникшее движение, следовательно, будет автомодельным.

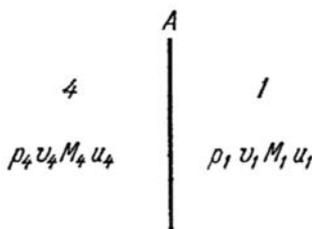


Рис. 17. К теории распада произвольного разрыва (плоскость разделяет газы  $1$  и  $4$ , обладающие различным давлением  $p$ , удельным объемом  $v$ , молекулярным весом  $M$  и скоростью движения)

В плоскости  $A$  в зависимости от начальных условий могут возникнуть волна разрежения и ударная волна, две ударные волны или две волны разрежения. Всегда обе волны движутся в разные стороны от плоскости  $A$ : в каждую сторону распространяется только одна волна. Если это ударная волна, то она движется относительно сжатого в ней газа со скоростью, меньшей скорости звука. Поэтому за фронтом ударной волны не может появиться ни ударная волна, ни волна разрежения, возникшие одновременно с первой, поскольку скорость одной больше, а второй равна скорости звука. Если первой волной является волна разрежения, то за ее фронтом не может быть ударной волны, возникшей вместе с первой волной, поскольку скорость ударной волны всегда больше скорости звука, с которой движется фронт волны разрежения. Не может за волной разрежения возникнуть и вторая волна разрежения, коль скоро появление новых волн после распада разрыва требует величины размерности времени, которой в задаче нет.

Для вычисления параметров ударной волны существуют три уравнения (4.14), (4.16) и (4.17), которые удобно записать в размерной форме:

$$\frac{p_k}{p_i} = \frac{\kappa_i - \frac{v_k}{v_i}}{\kappa_k \frac{v_k}{v_i} - 1}, \quad (8.1)$$

$$D = v_i \sqrt{\frac{p_k - p_i}{v_i - v_k}}, \quad (8.2)$$

$$W = \sqrt{(p_k - p_i)(v_i - v_k)} \quad (8.3)$$

(индекс  $i$  относится к исходному газу, индекс  $k$  – к сжатому). Эти уравнения применимы, конечно, только к идеальному газу.

Для вычисления параметров волны разрежения решают уравнения гидродинамики. Подстановка в них переменной  $\xi = x/t$  сводит уравнения в частных производных к обыкновенным дифференциальным уравнениям. В результате получим уравнение сплошности

$$(u - \xi) \frac{d\rho}{d\xi} = -\rho \frac{du}{d\xi} \quad (8.4)$$

и уравнение движения

$$(u - \xi) \frac{du}{d\xi} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\xi}, \quad (8.5)$$

к которым еще надо добавить уравнение изэнтропического сжатия

$$p v \gamma = \text{const}. \quad (8.6)$$

Из (8.4) и (8.5) найдем

$$(u - \xi)^2 \frac{d\rho}{d\xi} = \frac{dp}{d\xi}$$

откуда следует  $1 \text{ d} \setminus \text{d} \setminus \bullet$

$$\left[ (u - \xi)^2 - \frac{dp}{d\rho} \right] \frac{d\rho}{d\xi} = [(u - \xi)^2 - c^2] \frac{d\rho}{d\xi} = 0, \quad (8.7)$$

где  $c$  – скорость звука, полученная с помощью (8.6).

Нетривиальным решением уравнения (8.7) будет

$$(u - \xi)^2 = c^2,$$

или

$$\xi = \frac{x}{t} = u \pm c. \quad (8.8)$$

Если волна разрежения распространяется в сторону роста координаты  $x$  (она идет по газу 1, рис. 17), то принимается во внимание верхний знак в (8.8), если в сторону отрицательных  $x$  (движется по газу 4, рис. 17), то – нижний.

Рассматривая движение волны разрежения по газу 4 (нижний знак в (8.8)), получим из (8.4) и (8.8)

$$-u = \int \frac{c}{\rho} d\rho. \quad (8.9)$$

Вспоминая, что

$$\frac{\rho}{\rho_i} = \left( \frac{c}{c_i} \right)^{\frac{2}{\gamma-1}}, \quad (8.10)$$

запишем

$$\frac{cd\rho}{\rho} = \frac{2}{\gamma-1} dc.$$

Подставляя последнее выражение в (8.9), найдем скорость течения, вызываемую волной разрежения

$$-u = \frac{2}{\gamma-1} \int_{c_i}^{c_k} dc = \frac{2}{\gamma-1} (c_k - c_i).$$

В случае распространения волны разрежения в сторону положительных  $x$  скорость газа

$$u = \frac{2}{\gamma-1} (c_k - c_i).$$

Поскольку всегда  $c_k < c_i$  (после расширения газа его температура уменьшается), для скорости течения можно написать

$$\pm u = \frac{2}{\gamma-1} (c_i - c_k). \quad (8.11)$$

Знак «+» относится к распространению волны в сторону отрицательных  $x$  (газ при этом течет в положительном направлении оси  $x$ ).

Разность скоростей, с которой движется передняя и задняя границы волны разрежения, составляет

$$\Delta D = c_i - c_k + u = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} (c_i - c_k) = \kappa \Delta c.$$

Поэтому ширина волны разрежения  $\Delta x$  линейно растет со временем:

$$\Delta x = \kappa \Delta c t. \quad (8.12)$$

Плотность в волне разрежения можно вычислить по следующей формуле, полученной с помощью (8.10) и (8.11):

$$\rho = \rho_i \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u}{c_i} \right)^{\frac{2}{\gamma - 1}}. \quad (8.13)$$

Давление в ней найдется по соотношению

$$p = p_i \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u}{c_i} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (8.14)$$

Из (8.15), между прочим, вытекает зависимость

$$u_k = \frac{2}{\gamma - 1} c_i \left[ 1 - \left( \frac{p_k}{p_i} \right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} \right].$$

Отсюда следует, что скорость истечения газа в вакуум ( $p_k = 0$ )

$$u_{\max} = \frac{2}{\gamma - 1} c_i.$$

В итоге для вычисления четырех параметров ударной волны  $D$ ,  $W$ ,  $p$ ,  $v$  имеется три уравнения ((8.1) – (8.3)) и для вычисления четырех параметров волны разрежения  $c$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $\rho$  – также три уравнения ((8.11), (8.13) и (8.14)), а всего шесть уравнений с восемью неизвестными. Два недостающих уравнения получают из условия на границе между газами 1 и 4, на которой должны быть равны скорость течения газа и давление:

$$W_2 = W_3, \quad (8.15)$$

$$p_2 = p_3. \quad (8.16)$$

Индексом «2» обозначено состояние за волной, идущей по газу 1, индексом «3» – состояние за волной, распространяющейся по газу 4.

Задача таким образом, сводится к подбору двух волн, идущих от плоскости  $A$  (рис. 17) в разные стороны и удовлетворяющих восьми уравнениям. Это могут быть как уравнения для двух ударных волн или волн разрежения, так и для одной ударной волны и одной волны разрежения. Во всех случаях к ним прибавляются два условия на границе ((8.15) и (8.16)), где возникает контактный (тангенциальный) разрыв. При равенстве на нем давления и скорости (нормальной составляющей скорости) газа плотность и температура, а также тангенциальная составляющая

скорости могут по обе стороны разрыва быть различны. В общем случае, когда тангенциальные составляющие скорости не равны нулю и по обе стороны разрыва не одинаковы, тангенциальный разрыв неустойчив. Но при расчетах распада разрыва такая неустойчивость не принимается во внимание. Это допустимо и физически: скорость фронта волны обычно велика по сравнению с тангенциальными скоростями на разрыве, масштаб длины, на которой размывается тангенциальный разрыв, поэтому мал по сравнению с расстоянием, на которое за равное время распространяются волны от плоскости произвольного разрыва. Задача о распаде произвольного разрыва обычно решается последовательными приближениями вручную или на электронной вычислительной машине.

Теорию распада произвольного разрыва впервые применили к задачам воспламенения газа Я.Б. Зельдович и К.И. Щелкин (1940). В частности, ими была рассмотрена задача о воспламенении водорода при разрыве водородных резервуаров или при внезапном выпуске его из них.

А.А. Гриб (1944), используя наряду с другими приемами теорию распада произвольного разрыва, решил задачу о распространении плоской ударной волны при взрыве у твердой стенки и задачу о влиянии места инициирования на параметры воздушной ударной волны при детонации газов.

Плоскость произвольного разрыва может отделять продукты сгорания от горючего газа. Горение при этом распространяется по горючему газу в виде детонации или дефлаграции. Такого рода произвольные разрывы называют тепловыми произвольными разрывами (впервые они рассмотрены Г.М. Бам-Зеликовичем, 1949).

Основное содержание работы Г.М. Бам-Зеликовича излагается ниже. При этом применяется более современная терминология, не влияющая, конечно, на количественные результаты.

Рассмотрим сначала распространение по горючему газу дефлаграции. Здесь возможны два случая: распространение слабой дефлаграции и дефлаграции Чепмена – Жуге. Сильная дефлаграция, как термодинамически неосуществимая при горении, не рассматривается.

При распаде теплового разрыва по продуктам сгорания, находящимся за плоскостью  $A$  (рис. 17) (пусть теперь это будет газ 5), идет, как и раньше, только одна волна – это или волна разрежения, или ударная волна. По горючему газу теперь уже может распространяться две волны – дефлаграция и ударная волна или дефлаграция вместе с волной разрежения впереди нее. Слабая дефлаграция распространяется всегда со скоростью меньше скорости звука, поэтому она может, возникнув одновременно с ударной волной (волной разрежения) в плоскости  $A$ , распространяться затем вслед за ней. За фронтом слабой дефлаграции невозможно существование ни волны разрежения, ни ударной волны, поскольку фронт дефлаграции распространяется относительно продуктов сгорания, находящихся за ним, со скоростью меньше скорости звука, а любое возмущение движется по меньшей мере со скоростью звука.

Для вычисления состояния газа и его скорости за фронтом дефлаграции, как и самой скорости дефлаграции, имеется три уравнения. Два уравнения совпадают с (8.2) и (8.3). Третье уравнение – адиабата Гюгонио – отличается от (8.1) членом, содержащим тепловой эффект горения. Это – уравнение (4.15), которое в размерной форме имеет вид

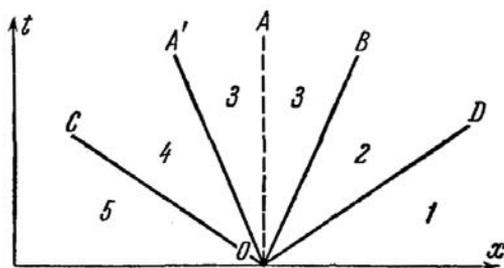
$$\frac{p_k}{p_i} = \frac{\kappa_i - \frac{v_k}{v_i} + \frac{2}{\gamma - 1} q}{\kappa_k \frac{v_k}{v_i} - 1}. \quad (8.17)$$

Назовем в рассматриваемом случае несгоревший газ справа от плоскости  $A$ , в момент распада разрыва, газом 1, газ за фронтом первой волны, движущейся по газу 1 (это ударная волна или волна разрежения), – газом 2. По нему движется дефлаграция. Газу за фронтом дефлаграции придадим индекс «3». Продукты горения, находящиеся левее плоскости  $A$ , обозначены индексом «5», газ за волной, идущей по ним (это ударная волна или волна разрежения), – индексом «4». На границе между газом 3 и газом 4 должно, как и раньше, выполняться условие равенства давления и нормальной составляющей скорости:

$$p_3 = p_4, \quad (8.18)$$

$$W_3 = W_4 \quad (8.19)$$

Всего, таким образом, при распаде теплового разрыва со слабой дефлаграцией возникает три волны: две, идущие по несгоревшему газу, и третья, движущаяся по продуктам горения (левее плоскости  $A$ , рис. 18).



**Рис. 18.** Изображение распада произвольного теплового разрыва в плоскости  $x - t$   
 ( $OA$  – начальное положение разрыва;  $OD$  – ударная волна – волна разрежения;  
 $OB$  – дефлаграция;  $OA'$  – движение контактного разрыва;  
 $OC$  – ударная волна – волна разрежения)

Для вычисления 12 величин, характеризующих состояние газа, его скорость и скорость фронта в различных зонах  $D_{12}$ ,  $w_2$ ,  $p_2$ ,  $v_2$ ,  $D_{23}$ ,  $W_3$ ,  $p_3$ ,  $v_3$ ,  $W_4$ ,  $p_4$ ,  $v_4$  есть 11 уравнений: шесть уравнений, описывающих распространение волн по газам 1 и 5 (для ударных волн – это (8.1), (8.2) и (8.3); для волн разрежения – (8.11), (8.13) и (8.14)), три уравнения для дефлаграции ((8.17), (8.2) и (8.3)) и условия на границе ((8.18) и (8.19)). Уравнений – на одно меньше числа неизвестных. Скорость дефлаграции  $D_{23}$  обычно задается и число неизвестных уменьшается до 11. Задача, таким образом, сводится к решению системы из 11 нелинейных алгебраических уравнений с 11 неизвестными. Исходные данные, характеризующие газы 1 и 5, известны, хотя и задаются совершенно произвольно. В результате расчета движение во всех зонах полностью определяется начальными данными.

В зависимости от начальных условий (состояние и скорость газов 1 и 5 схемы 1–4 на рис. 19) возможны четыре случая: 1) перед дефлаграцией идет ударная волна, по газу 5 – волна разрежения; 2) перед дефлаграцией идет ударная волна, по газу 5 – тоже ударная волна; 3) перед дефлаграцией идет волна разрежения, по газу 5 – ударная волна; 4) перед дефлаграцией идет волна разрежения, по газу 5 – волна

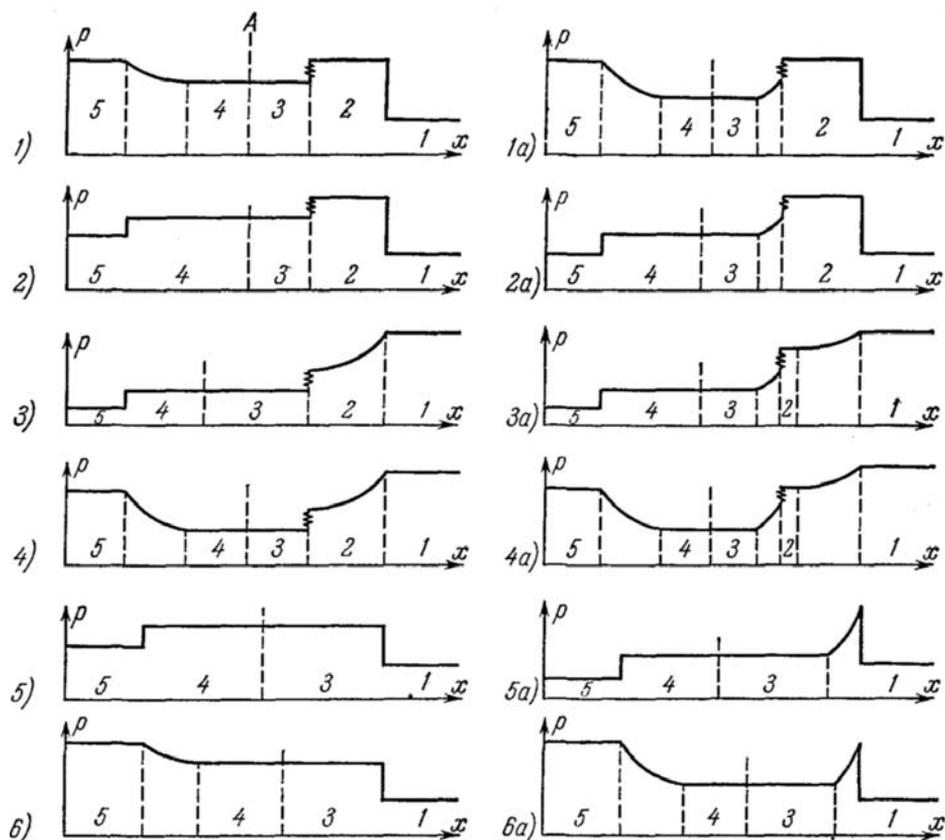
разрежения. Г.М. Бам-Зеликович вывел условия, при которых осуществляется тот или иной режим (здесь эти условия не воспроизводятся). Практически оказывается проще каждый раз перед выбором системы уравнений физически анализировать конкретную задачу. После этого становится ясной качественная картина распада разрыва и выбор уравнений не составляет труда.

Во втором случае (распространение дефлаграции Чепмена – Жуге) вычисления более громоздки. Дело в том, что фронт дефлаграции Чепмена – Жуге движется относительно продуктов сгорания, находящихся непосредственно за ним (относительно газа 5), со скоростью звука. Поэтому за фронтом дефлаграции в этом случае возможно появление *еще одной волны – волны разрежения*. В сторону несгоревшего газа при этом распространяются три волны: ударная волна (или волна разрежения), дефлаграция Чепмена – Жуге и волна разрежения. Соответственно число неизвестных увеличивается на *три* (не на четыре, а на три, поскольку известно, что фронт волны разрежения, распространяясь со скоростью звука по продуктам сгорания дефлаграции, покоится относительно фронта последней). Добавляются и три уравнения ((8.11), (8.13) и (8.14)), которые надо применять, считая за исходный газ продукты горения дефлаграции Чепмена – Жуге. Всего в задаче 14 неизвестных и 14 уравнений для их определения.

Задача о распаде произвольного теплового разрыва с детонацией тоже известна в двух вариантах. Детонация может быть сильной и детонацией Чепмена – Жуге. Задача о распаде разрыва с сильной детонацией ничем не отличается от задачи о распаде обыкновенного разрыва. По несгоревшему газу в этом случае может идти только одна волна, поскольку фронт сильной детонации распространяется относительно продуктов сгорания за ним со скоростью *меньше* скорости звука. За ним не может существовать какая-либо волна, поскольку любая из них движется со скоростью не меньше скорости звука. По сгоревшему газу, левее плоскости  $A$ , тоже может идти только одна волна. Следовательно, для расчета распада такого произвольного теплового уравнения надо решить систему из восьми уравнений с восемью неизвестными: три уравнения для детонации ((8.2), (8.3) и (8.17)), три уравнения для ударной волны ((8.1), (8.2) и (8.3)) [или три уравнения для волны разрежения ((8.11), (8.13) и (8.14))], а также два условия на границе ((8.15) и (8.16)).

При распространении детонации Чепмена – Жуге скорость ее фронта относительно продуктов сгорания равна скорости звука, поэтому за фронтом детонации Чепмена – Жуге возможно распространение волны разрежения. Но скорость ее фронта известна, она равна скорости газа за фронтом детонации. По сравнению с предыдущим случаем число неизвестных и число уравнений увеличивается на три. Задача, таким образом, сводится к решению 11 уравнений с 11 неизвестными. Г. М. Бам-Зеликович вывел условия, при которых осуществляется тот или иной случай (здесь эти условия также не приводятся). Практически в каждом конкретном случае легко определить качественно, какого вида ожидается картина распада, и по этой картине подобрать систему уравнений.

На рис. 19 приведены схемы всех возможных случаев распада произвольного теплового разрыва, принадлежащие Г. М. Бам-Зеликовичу.



**Рис. 19.** Все возможные случаи распада произвольного теплового разрыва по Г.М. Бам-Зеликовичу (слева без волны разрежения за фронтом горения – слабая дефлаграция и сильная детонация; справа с волной разрежения – дефлаграция и детонация Чепмена – Жуге; случаи 1 – 4 относятся к дефлаграции, 5 и 6 – к детонации)

При рассмотрении картины распада произвольного теплового разрыва надо иметь в виду, что она чисто газо-термодинамическая, но не физическая. В ней не рассматривается обратная связь между скоростью распространения дефлаграции и скоростью и состоянием газа, по которому она распространяется. В действительности движение газа влияет на скорость распространения горения. Возникает обратная связь: движение изменяет скорость дефлаграции. В задаче появляется величина размерности времени или длины, и движение перестает быть автомодельным. Некоторые случаи обратной связи и условий возникновения вибрационного горения рассмотрены К.И. Щелкиным (1959), условия ускорения горения в трубах изучались К.И. Щелкиным и Я.К. Трошиным (1963).

В общей задаче о нестационарном распространении горения (ускорение горения, высокочастотные пульсации) большое значение имеют так называемые нестационарные двойные разрывы (понятие тоже газо-термодинамическое), которые описываются в следующем параграфе.

## § 9. Обобщенная адиабата Гюгонио. Двойные нестационарные разрывы

Все режимы равномерного распространения горения со скоростями, лежащими между дефлаграцией Чепмена – Жуге и детонацией Чепмена – Жуге, запрещены законами сохранения. Для воздушных смесей углеводородов эта область, если рассматривать детонацию без потерь, простирается примерно от 50 м/сек до 1700 м/сек. Но скорость движения пламени относительно газа, определяемая физико-химическими свойствами смеси, турбулентностью и распределением скоростей по сечению трубы, может оказаться выше скорости дефлаграции Чепмена – Жуге. Распространение горения относительно исходного газа с постоянной скоростью, превышающей скорость дефлаграции Чепмена – Жуге в нем, оказывается возможным, как показывает газо-термодинамический анализ, при одном дополнительном условии: перед зоной горения должна распространяться ударная волна. Эта волна должна быть такой, чтобы заданная скорость пламени относительно частиц газа в ней оказалась как раз равной скорости дефлаграции Чепмена – Жуге, если за исходное состояние взять газ, сжатый в ударной волне.

Физика этого явления такова. Ударная волна, повышая температуру и скорость звука газа, делает возможными более высокие скорости дефлаграции. С повышением температуры и скорости звука абсолютное значение скорости дефлаграции Чепмена – Жуге возрастает. Поэтому скорости, запрещенные относительно невозмущенного газа, становятся возможными относительно газа, сжатого в ударной волне.

Распространение горения с равномерной скоростью в комплексе с ударной волной впереди зоны пламени называют двойным нестационарным разрывом. Нестационарен он в том смысле, что фронт пламени движется медленнее ударной волны и со временем расстояние между фронтом ударной волны и горением увеличивается, комплекс расплывается. В общем случае горение в двойном нестационарном разрыве может быть не только дефлаграцией Чепмена – Жуге, но и слабой дефлаграцией. Движение в двойном нестационарном разрыве автомодельно и соответствует, в зависимости от начальных условий, случаям  $1$ ,  $1a$ ,  $2$  и  $2a$ , рассмотренным в предыдущем параграфе (см. рис. 19).

Двойные нестационарные разрывы, имеющие большое значение в теории нестационарного горения, подробно исследовал Я. К. Трошин (1956)<sup>39</sup>. Их исследованию предшествовал вывод обобщенного уравнения Гюгонио (Я. К. Трошин, 1955).

Обобщенное уравнение Гюгонио. Обозначим несгоревший газ перед ударной волной в двойном нестационарном комплексе индексом «1», газ, сжатый в ударной волне, – индексом «2» и продукты горения дефлаграции – индексом «3». Тогда уравнение Гюгонио для дефлаграции можно записать в виде

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{\kappa_2 - \frac{v_3}{v_2} + 2 \frac{Q}{p_2 v_2}}{\kappa_3 \frac{v_3}{v_2} - 1} \quad (9.1)$$

<sup>39</sup> См. также расчеты Г. М. Гандельмана, приведенные в книге Я. Б. Зельдовича и А. С. Компанейца «Теория детонации» (М., 1955), стр. 103 и сл. (Ред.)

Обозначая отношение давления в ударной волне, предшествующей дефлаграции, в двойном нестационарном комплексе к давлению невозмущенного газа 1 через  $\mu = p_2/p_1$  и выражая плотность газа 2 через  $\mu$  с помощью соотношения

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\kappa\mu + 1}{\kappa + \mu} \quad (9.2)$$

Я.К. Трошин исключил из (9.1) удельный объем  $v_2$ . В результате было получено уравнение, связывающее давление с удельным объемом продуктов сгорания в двойном нестационарном разрыве с состоянием невозмущенного газа 2. Давление ударной волны входит в это выражение в виде параметра. Это уравнение, названное обобщенным уравнением Гюгонно, имеет вид

$$\pi_3 = \frac{\left[ \kappa - \sigma_3 \left( \frac{\kappa\mu + 1}{\kappa + \mu} \right) + \frac{2}{\gamma - 1} q \left( \frac{\kappa\mu + 1}{\kappa + \mu} \right) \frac{1}{\mu} \right]}{\kappa\sigma_3 \left( \frac{\kappa\mu + 1}{\kappa + \mu} \right) - 1}, \quad (9.3)$$

где

$$\pi_3 = \frac{p_3}{p_1}, \quad \sigma_3 = \frac{v_3}{v_1}, \quad \kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3 = \kappa = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}.$$

Когда ударной волны нет ( $\mu = 1$ ), уравнение (9.3) переходит в обыкновенное уравнение Гюгонно. При выводе (9.3) принималось постоянным число молей при сгорании газа, а отношение теплоемкостей  $q$  у считалось неизменным как при сжатии в ударной волне, так и при сгорании.

Уравнение (9.3) справедливо для любой дефлаграции (и слабой, и Чепмена – Жуге).

Рассмотрим график обобщенной адиабаты Гюгонно для дефлаграции Чепмена – Жуге. При этом в двойном нестационарном разрыве, как это очевидно, скорость продуктов сгорания относительно фронта дефлаграции равна скорости звука, каковой бы ни была интенсивность ударной волны. Для построения этого графика следует брать исходное состояние на ударной адиабате постепенно, идя вверх по ней ( $\Gamma$  на рис. 20), строить для заданного теплового эффекта для каждой исходной точки свою адиабату Гюгонно (9.1) и находить на ней точку Чепмена – Жуге (приводя касательную из исходного состояния к соответствующей кривой Гюгонно). Перебрав последовательно все состояния от точки  $A$  до точки  $C$  на ударной адиабате в качестве исходных и отметив на диаграмме  $p - v$  все точки Чепмена – Жуге соответствующих адиабат Гюгонно, мы получим кривую  $FG_1GG_2ND_1B$ , которую впервые примерно таким способом, как это только что было описано, построил А.К. Оппенгейм (США) ( $Q$ -кривая).

Эту же кривую можно построить более просто с помощью уравнения (9.3). Для этого необходимо, задавая последовательно различными значениями  $\mu$ , построить по уравнению (9.3) серию кривых в плоскости  $p - v$  и провести их огибающую. Это и будет график обобщенной адиабаты Гюгонно для случая дефлаграции Чепмена – Жуге (для случая течения продуктов сгорания с критической звуковой скоростью относительно фронта).

Кривая  $FG_1GG_2ND_1B$  в точках  $F$  и  $B$  пересекается с обычной адиабатой Гюгонио, но не переходит в нее. С адиабатой Гюгонио она имеет лишь две общие точки. Поэтому ее не очень логично называть графиком обобщенной адиабаты Гюгонио. Правильнее было бы ее назвать  $Q$ -кривой Оппенгейма, как это сделал Я.К. Трошин. С другой стороны, уравнение (9.3) описывает не только состояния, лежащие на кривой Оппенгейма, оно применимо и к слабым дефлаграциям. Лишь при  $\mu = 1$  оно переходит в обычное уравнение Гюгонио. Его физический смысл более широк, чем смысл уравнения Гюгонио. Дело в том, что уравнение Гюгонио – уравнение *кривой*, оно связывает две переменные; обобщенная адиабата – уравнение *поверхности*, она связывает *три* переменные  $\mu$ ,  $\sigma$  и  $\mu$ . Эта поверхность с одной стороны ограничена  $Q$ -кривой, а с другой – адиабатой Гюгонио. Для построения кривых в этой области необходимо еще одно условие, связывающее давление в ударной волне  $\mu$  с удельным объемом продуктов сгорания  $\sigma$ . При построении  $Q$ -кривой этим условием было предельное условие – условие Чепмена – Жуге. Поэтому критические режимы всегда находятся на  $Q$ -кривой, и только на ней. Докритические режимы (слабая дефлаграция) будут располагаться между  $Q$ -кривой и обычной адиабатой Гюгонио, на разных (в зависимости от граничных условий) связывающих  $\mu$  и  $\sigma$  линиях, проходящих через эту зону. Уравнение (9.3) было бы справедливо называть уравнением Трошина.

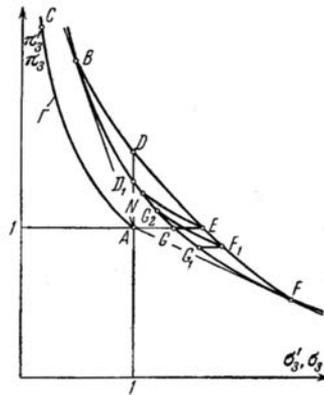


Рис. 20. Схематическое изображение адиабаты Гюгонио и кривых, построенных по обобщенной адиабате Гюгонио (кривая  $FG_1GG_2ND_1B$  –  $Q$ -кривая)

Для примера опишем два подкритических режима распространения горения в комплексе с ударной волной – два примера распространения двойного нестационарного разрыва. Это – распространение горения от открытого и закрытого концов бесконечно длинной трубы.

Пусть обычная очень медленная дефлаграция распространяется от открытого конца в глубь трубы. Строго говоря, такого распространения быть не может, поскольку на фронте дефлаграции всегда есть перепад давления. Поэтому по трубе даже при очень слабой дефлаграции всегда идет ударная волна, поджимающая газовую смесь, перепад на ее фронте определяется уравнением (2.17). Но пренебрежем этой разностью давления и зададимся условием на открытом конце трубы  $p_3 = p_1$  (или  $\mu_3 = 1$ ). В уравнении (9.3) останутся две переменные  $\mu$  и  $\sigma_3$ . Прида-

вая различные значения давлению в ударной волне  $\mu$ , можно найти различные значения удельного объема продуктов сгорания в двойном нестационарном разрыве при докритической дефлаграции, распространяющейся от открытого конца трубы. Эти удельные объемы лежат на горизонтальной прямой  $EG$ , соединяющей адиабату Гюгонно с  $Q$ -кривой. Задание различных значений давления  $\mu$  эквивалентно заданию все более высоких скоростей распространения дефлаграции по частицам газа, начиная от скорости, определяемой точкой  $E$ . В точке  $G$  состояние таково, что скорость дефлаграции по частицам становится скоростью дефлаграции Чепмена – Жуге и задание давления за ее фронтом теряет всякий смысл: при дефлаграции Чепмена – Жуге скорость продуктов сгорания относительно фронта пламени равна скорости звука и возмущения от открытого конца трубы уже не достигают фронта дефлаграции, за которым восстанавливается критическое истечение. Поэтому, начиная от точки  $b$ , кривая при дальнейшем увеличении давления  $\mu$  (скорости дефлаграции по частицам) идет вверх по  $Q$ -кривой.

При движении дефлаграции от закрытого конца трубы дополнительным условием, с помощью которого можно исключить одну из переменных в уравнении (9.3), служит условие равенства нулю скорости продуктов сгорания относительно стенки трубы. С учетом этого условия получают кривую  $EN$  для докритических режимов. В точке  $N$  наступает критический режим и дальнейшее увеличение скорости дефлаграции по частицам (давления в ударной волне) приводит к движению точки, описывающей состояние продуктов сгорания, вверх по  $Q$ -кривой. Варьируя начальные условия, можно заполнить кривыми, описывающими состояние продуктов сгорания, всю область, лежащую между адиабатой Гюгонно и  $Q$ -кривой. Прямая  $F_1G_1$  например, соответствует условию истечения продуктов сгорания в объем  $v$ , в котором поддерживается постоянное, но пониженное давление.

Кривая  $F_1G_2$  соответствует случаю, когда вначале осуществляется стационарная дефлаграция, описываемая точкой  $F_1$  на адиабате Гюгонно, и продукты реакции вытекают через критическое сопло, сечение которого меньше сечения трубы. При повышении скорости дефлаграции по частицам в этом случае постоянным будет сохраняться число Маха для продуктов сгорания.

Увеличение скорости пламени приводит к повышению давления и плотности продуктов сгорания. По мере увеличения скорости пламени и давления в ударной волне точка, описывающая состояние продуктов реакции такой дефлаграции, перемещается вверх по кривой  $F_1G_2$ . Достигнув точки  $N$ , описывающей дефлаграцию Чепмена – Жуге, она далее поднимается по  $Q$ -кривой.

Заполнить область, лежащую выше кривой  $EN$  (треугольник  $ENB$ ), можно, сжимая поршнем продукты сгорания дефлаграции (например, вдвигая в трубу поршень).

До сих пор речь шла только об изображении тех или иных двойных нестационарных разрывов на плоскости  $p - v$ . Для каждого из состояний продуктов сгорания, описываемого точкой в плоскости  $p - v$ , не представляет принципиальной трудности рассчитать всю картину движений двойного нестационарного разрыва. Для этого надо найти по исходному состоянию несгоревшего газа и теплоте горения, а также по граничному условию для продуктов горения восемь неизвестных  $D_y, W_y, p_2, v_2$  и  $D_g, W_g, p_3, v_3$ . Здесь  $D_y$  – скорость фронта ударной волны относительно невозмущенного газа,  $W_y$  – скорость движения газа за фронтом ударной волны,  $D_g$  – скорость дефлаграции относительно газа в ударной волне,  $W_g$  – скорость продуктов сгорания относительно сжатого газа. Для вычисления значений последних

двух скоростей относительно стенок трубы необходимо к ним прибавить скорость газа в ударной волне  $W_3$ .

Вычисления можно вести с помощью методов, описанных в предыдущем параграфе. Можно несколько упростить вычисления, воспользовавшись уравнением Трошина (9.3). Принципиально простые, эти вычисления практически оказываются довольно громоздкими. На графиках рис. 21–24 нанесены результаты некоторых расчетов, проведенных Я.К. Трошиным для ряда конкретных случаев. Обозначения даны на рисунках.

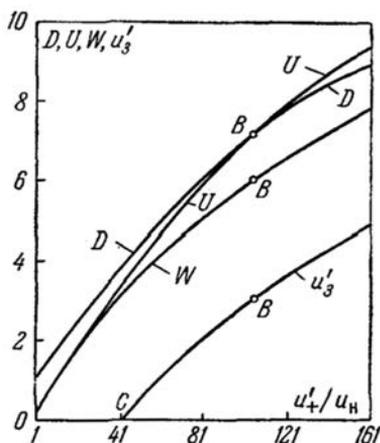


Рис. 21. Зависимость величин, характеризующих режимы нестационарного критического горения (дефлаграции Чепмена – Жуге) при зажигании у закрытого конца трубы, от безразмерной скорости пламени по частицам стехиометрической метано-кислородной смеси ( $\gamma Q/c_0^2 = 44,5$ ;  $\gamma = 1,31$ ;  $D$  – скорость фронта ударной волны, предшествующей зоне горения;  $U$  – скорость фронта пламени относительно стенки трубы;  $W$  – скорость ударно-сжатого газа;  $u'_3$  – непосредственно за фронтом пламени)

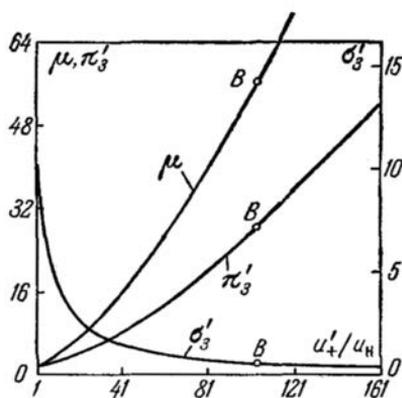
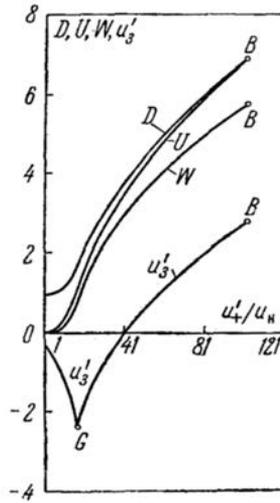
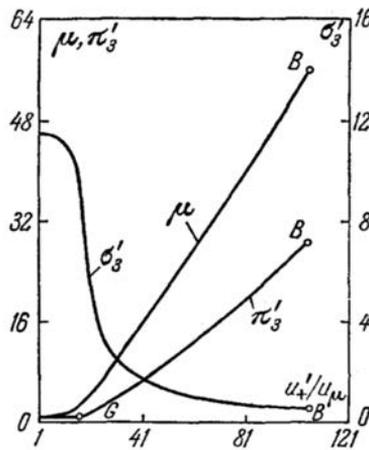


Рис. 22. Зависимость давления в ударной волне  $\mu$ , давления  $\pi'_3$  и плотности  $\sigma'_3$  продуктов реакции от безразмерной скорости пламени в критическом режиме (дефлаграция Чепмена – Жуге) в стехиометрической метано-кислородной смеси



**Рис. 23.** Зависимость величин, характеризующих режимы нестационарного горения при зажигании у открытого конца трубы, от безразмерной скорости пламени по частицам стехиометрической метанокислородной смеси ( $\gamma Q/c_0^2 = 44,5$ ;  $\gamma = 1,31$ ; обозначения те же, что и на рис. 21)



**Рис. 24.** Зависимость давления в ударной волне, давления и плотности продуктов сгорания при нестационарных режимах горения в открытой трубе от безразмерной скорости пламени по частицам стехиометрической метанокислородной смеси (обозначения те же, что и на рис. 22)

Результаты, описанные как в этом, так и в предыдущем параграфе, имеют чисто газотермодинамический характер. В них рассматривалось то или иное движение, возникшее при задании или при изменении скорости распространения пламени. Скорость пламени всегда считалась заданной относительно газа, по которому оно распространяется. Не принималась во внимание обратная зависимость скорости

пламени от состояния газа, по которому оно распространяется, и от скорости его течения. В действительности всегда существует обратная связь. Изменение движения газа перед фронтом горения, его турбулизация, а также изменение распределения скоростей по сечению сосуда всегда влияют на скорость пламени. В результате горение становится нестационарным. В зависимости от условий возникают ускоряющиеся пламена, появляются высокочастотные пульсации и т. д. Двойные нестационарные разрывы являются элементом картины движения и в этих случаях. Они существенны для вычисления результатов, к которым приводит то или иное изменение скорости пламени относительно газа. В настоящее время благодаря существованию теории распада произвольного теплового разрыва и теории двойных нестационарных разрывов вычисления такой зависимости проводятся строго. Обратная связь, т. е. зависимость скорости пламени от условий движения, определяется со значительно большим трудом и менее точно и строго. Это объясняется значительно большей сложностью явления. Но тем не менее в результате работ, сделанных за последние годы, удалось продвинуться и в этом направлении. Некоторые результаты, касающиеся ускоряющихся пламен и высокочастотных вибраций, проводятся в следующем параграфе.

## § 10. Высокочастотные вибрации. Ускоряющиеся пламена

**10.1. Высокочастотные вибрации.** Задача о возникновении высокочастотных вибраций в камерах сгорания неоднократно решалась в акустическом приближении. В камерах сгорания возможен довольно сильный фон постоянных, неусиливающихся колебаний, не причиняющих механических повреждений камере и не ухудшающих показатели ее работы. Вредными оказываются колебания давления сравнительно большой амплитуды. Поэтому необходимо изучить взаимодействие с зоной горения именно этих колебаний. Газодинамическую задачу об усилении слабых ударных волн в зоне турбулентного пламени решал К.И. Щёлкин (1959).

Вообразим покоящуюся дефлаграцию, представляющую зону горения в модели камеры сгорания. Ширина зоны горения принимается малой по сравнению с размерами камеры. Обозначим газ перед невозмущенной зоной горения индексом «1», продукты сгорания – индексом «5». Для перепада давления на фронте дефлаграции имеем

$$\frac{p_5}{p_1} = \frac{\kappa - \frac{v_5}{v_1} + 2 \frac{Q}{p_1 v_1}}{\kappa \frac{v_5}{v_1} - 1}. \quad (10.1)$$

Скорость несгоревшего газа относительно фронта пламени равна  $|u_{15}|$ . Для  $u_{15}$  справедливо соотношение

$$u_{15}^2 = \frac{p_5 - p_1}{1 - \frac{v_5}{v_1}} p_1 v_1. \quad (10.2)$$

Скорость продуктов сгорания  $u_5$  относительно фронта и стенок камеры составляет

$$u_5 = u_{15} \frac{v_5}{v_1}. \quad (10.3)$$

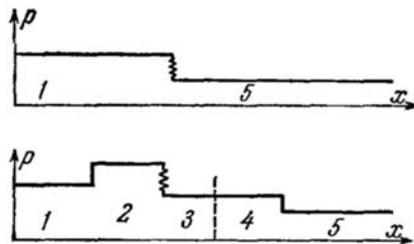
Уравнения (10.1)–(10.3) уже приводились в § 4. Все величины, входящие в них, в дальнейшем считаются известными.

Задача о возникновении пульсаций сводится к отысканию условий, при которых слабая ударная волна усиливается фронтом горения. Если такое усиление существует, то любая случайная ударная волна будет возрастать по амплитуде, в камере сгорания возникнут опасные пульсации давления. Для определения этих условий необходимо знать, во-первых, зависимость перепада давления в ударной волне, в двойном нестационарном разрыве, от увеличения скорости пламени относительно частиц газа. Во-вторых, надо знать обратную связь, т. е. уметь оценить то приращение скорости горения, которое появляется при движении ударной волны с заданным перепадом давления через фронт горения.

Найдем сначала первую зависимость. Пусть скорость дефлаграции, по пока неизвестной причине, внезапно повысится до величины  $u_{23}$ . Тогда, как это было видно в § 8 и 9, возникнет двойной нестационарный разрыв, по газу 1 пойдет ударная волна с давлением  $p_2$  (рис. 25). Дефлаграция с увеличенной скоростью  $u_{23}$  будет распространяться уже по сжатому газу 2. Давление и удельный объем за фронтом новой дефлаграции теперь уже будут определяться обобщенным уравнением Гюгонио (уравнением Трошина)

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{\mu \left[ \kappa - \frac{v_3}{v_1} \left( \frac{\kappa\mu + 1}{\kappa + \mu} \right) + \frac{2Q}{p_1 v_1} q \left( \frac{\kappa\mu + 1}{\kappa + \mu} \right) \frac{1}{\mu} \right]}{\kappa \frac{v_3}{v_1} \left( \frac{\kappa\mu + 1}{\kappa + \mu} \right) - \mu}, \quad (10.4)$$

где  $\mu = \frac{p_2}{p_1}$ .



**Рис. 25.** Распад разрыва, возникшего от увеличения скорости пламени по частицам в слабой дефлаграции (1 – несгоревший газ; 5 – продукты сгорания стационарной слабой дефлаграции; 2 и 4 – газ в ударных волнах, возникших при увеличении скорости пламени; 3 – продукты сгорания за фронтом дефлаграции после распада разрыва)

Для скорости пламени  $u_{23}$  относительно газа 2 (теперь она больше скорости газа  $V = -u_{15}$ ) имеем следующее уравнение, аналогичное (10.2):

$$u_{23}^3 = \frac{p_3 - 1}{1 - \frac{v_3}{v_2}} p_2 v_2 \cdot (10.5)$$

Скорость пламени (оно перемещается против потока) относительно стенок камеры

$$V' = V - u_{23}.$$

Давление, известными плотность уравнениями: и скорость газа в ударной волне связаны

$$\mu = \frac{p_2}{p_1} = \frac{\kappa - \frac{v_2}{v_1}}{\kappa \frac{v_2}{v_1} - 1}. \quad (10.6)$$

$$W = (\mu - 1) \left[ \frac{2 p_1 v_1}{(\gamma - 1) + (\gamma + 1) \mu} \right]^{1/2}. \quad (10.7)$$

Вследствие распада произвольного теплового разрыва, возникшего в результате возрастания скорости пламени, по газу 5 пойдет ударная волна (давление и удельный объем за ее фронтом –  $p_4, v_4$ ). На границе между газами 3 и 4 возникает контактный разрыв, по обе стороны которого давление равно ( $p_3 = p_4$ ) и одинаковы скорости движения газа.

Для упрощения дальнейших вычислений ударная волна полагается слабой (адиабатической), а также принимается, что скорость звука в газах 3 и 4 одинакова. Тогда граничное условие позади двойного нестационарного разрыва упрощается и принимает вид

$$u_{23} \left( \frac{v_3}{v_2} - 1 \right) + V - W = u_{15} \frac{v_5}{v_1} + \frac{2}{\gamma - 1} (c_3 - c_5) \quad (10.8)$$

(здесь  $c_5$  и  $c_3$  – скорости звука в газах 5 и 3 соответственно).

Пять уравнений (10.4)–(10.8) содержат пять неизвестных  $p_3, v_3, p_2, v_2, W$ . Скорость дефлаграции принимается за параметр и система уравнений полностью решается. Задавая различные значения параметра  $u_{23}$ , можно получить связь между  $u_{23}$  и  $p_2$ , т. е. связь между скоростью дефлаграции и давлением в ударной волне, возникающей в результате превышения скорости дефлаграции над ее исходным значением  $u_{15}$ :

$$p_2 = f(u_{23}) (10.9)$$

Введем следующие обозначения и примем, что

$$\frac{p_2 - p_1}{p_1} = \Delta p \ll 1, \quad \frac{u_{23} - u_{15}}{u_{15}} = \Delta u \ll 1, \quad \frac{v_3 - v_5}{v_5} \ll 1, \quad (10.10)$$

Найти связь между  $\Delta p$  и  $\Delta u$  в общем виде трудно, поскольку получается очень сложное соотношение, не поддающееся обзору. Поэтому найдем ее для случая слабой ударной волны, для которого пригодно условие (10.8). Положим

$$\frac{V}{c_1} = \frac{|u_{15}|}{c_1} = \mathbf{M} < 1, \quad \frac{c_1^2}{\gamma(\gamma-1)Q} = \frac{1}{q} < 1 \quad (10.11)$$

$$c_1^2 = \gamma p_1 \nu_1, \quad c_5^2 = \gamma p_5 \nu_5, \quad c_3^2 = \gamma p_3 \nu_3, \quad (10.12)$$

Решая уравнения (10.4)–(10.8) с учетом (10.10)–(10.12), получим зависимость безразмерного перепада давления в возникшей ударной волне от безразмерного прироста скорости пламени  $\Delta u$ , вызвавшего появление ударной волны:

$$\Delta p = \frac{c_1}{c_1 + c_5} q \mathbf{M} \Delta u. \quad (10.13)$$

Здесь, как и в § 49

$$q = \frac{Q}{E_1} = \frac{Q}{c_v T_1}$$

– отношение теплового эффекта к внутренней энергии исходного газа. Соотношение (10.13) в сделанных предположениях выведено совершенно строго.

Теперь предстоит найти обратную связь, т. е. зависимость увеличения скорости пламени  $\Delta u$  от интенсивности падающей на пламя ударной волны  $\Delta p$ . В общем виде такую связь найти нельзя, поскольку возможны, в зависимости от конкретных условий, различные механизмы горения и соответственно различные виды обратной связи.

Для горения заранее перемешанной смеси в турбулентном потоке с крупномасштабной турбулентностью эта связь имеет вид

$$\Delta u = \frac{c_5}{c_1 + c_5} \frac{1}{\gamma \mathbf{M}} \Delta p \quad (10.14)$$

Соотношение (10.14) выведено в предположении, что прирост скорости пламени пропорционален поперечным составляющим потока газа, появляющимся при пересечении ударной волной зоны турбулентного горения. При выводе уравнения (10.14) принималось, что ударная волна, подходящая к пламени со стороны свежего газа, изменяет скорость горения так же, как и волна, подходящая к зоне горения со стороны продуктов горения (в действительности результат действия этих волн несколько различен). Это обстоятельство вводит некоторую ошибку, не превышающую 20%.

Критерий усиления ударных волн можно ввести из следующего соображения. Колебания всегда будут усиливаться (ударная волна возрастает по амплитуде), если перепад давления в родившейся волне больше перепада давления в волне, падающей на фронт горения и увеличивающей в нем скорость пламени. Это условие записывается в виде

$$\left. \frac{d\Delta p}{d\Delta u} \right|_{10,13} > \left. \frac{d\Delta p}{d\Delta u} \right|_{10,14} \quad (10.15)$$

Для зоны турбулентного горения этот критерий, если пренебречь затуханием ударной волны и потерями при отражении ее от стенок камеры, принимает, после подстановки в (10.15) выражений (10.13) и (10.14), форму

$$\frac{1}{\gamma} \frac{c_1 c_5}{(c_1 + c_5)^2} q > 1. \quad (10.16)$$

Полагая, что

$$\left( \frac{c_5}{c_1} \right)^2 \approx q \text{ и } q \gg 1,$$

критерий (10.16) можно привести к следующему очень простому виду:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{q}{2 + q^{1/2}} > 1 \quad (10.17)$$

Чем меньше  $\gamma$  и чем выше тепловой эффект реакции горения, тем вероятнее возникновение вибраций в камере сгорания.

Если принять  $\gamma=1,35$ , то критерий (10.16) достигает единицы уже при  $q \approx 7$ . Это означает, что в сделанных предположениях к вибрационному горению способна практически любая горючая смесь и единственным средством устранения пульсаций может быть демпфирование ударной волны. Однако существуют факторы, не учитывающиеся при выводе критерия. Ширина зоны горения считалась малой по сравнению с размерами камеры, не учитывалась форма последней и пр. Особенно большую ошибку, вероятно, вносит неточный количественный учет обратной связи, которая может оказаться значительно слабее, чем в (10.13). Все это может повлиять на абсолютное значение критерия усиления слабых ударных волн.

Теперь полезно рассмотреть нелинейные эффекты, которые, как эта будет видно ниже, имеют очень существенное значение для появления высокочастотных вибраций в камерах сгорания.

При рассмотрении нелинейных эффектов уравнения (10.4)–(10.7) остаются прежними, но приближение (10.8) в качестве граничного условия не годится. Вместо последнего следует пользоваться полной системой уравнений.

Уравнение Гюгонио для ударной волны, идущей по газу 5, запишется в виде

$$\frac{p_4}{p_5} = \frac{\kappa - \frac{v_4}{v_5}}{\kappa \frac{v_4}{v_5} - 1}. \quad (10.18)$$

Скорость газа в ударной волне относительно газа 5

$$W_4 = [(p_4 - p_5)(v_5 - v_4)]^{1/2}. \quad (10.19)$$

На контактном разрыве

$$p_3 = p_4. \quad (10.20)$$

Равенство скоростей на контактном разрыве записывается в виде

$$V + u_3 - W_2 = W_4 + u_5. \quad (10.21)$$

Итак, для определения восьми величин  $p_2, v_2, W_2, p_3, v_3, p_4, v_4, W_4$  имеется восемь уравнений (10.4)–(10.7) и (10.17)–(10.21) и задача решается полностью. Задавая различные значения скорости дефлаграции  $u_{23}$ , принимаемой в задаче за параметр, можно получить соответствующие значения давления в ударной волне, возникающей вследствие превышения скорости дефлаграции  $u_{23}$  над скоростью в стационарном режиме  $u_{15}$ . Аналитически эта задача не решается. На рис. 26 приведены графики кривых  $\Delta p = f(\Delta u)$ , построенных по результатам расчета на ЭЦВМ для двух режимов (кривая I): для исходной дефлаграции, имеющей скорость, равную 0,1 скорости дефлаграции Чепмена – Жуге, и для дефлаграции Чепмена – Жуге. Во втором случае при расчете следует принимать во внимание волну разрежения, которая возникает за фронтом дефлаграции, между ним и контактными разрывом, отделяющим газ 4 от газа 3.

Построив на том же графике прямые II, соответствующие обратной связи

$$\Delta u = f(\Delta p),$$

можно увидеть очень интересный эффект, характерный только для нелинейной задачи. Ударные волны, меньшие по амплитуде давления некоторого критического значения (случай  $M_{15} = 0,1 M_{ж}$ ), не усиливаются зоной горения, они затухают или сохраняют свою амплитуду. Ударная же волна, давление в которой оказывается больше критического, усиливается пламенем. Соответственно камера сгорания может работать устойчиво, без высокочастотных колебаний, до тех пор, пока в ней по какой-либо причине не возникает сильная волна с давлением, превышающим критическое давление. После этого она входит в пульсационный режим. По мере форсирования двигателя (приближение стационарной дефлаграции к дефлаграции Чепмена – Жуге) возможности устойчивого режима уменьшаются.

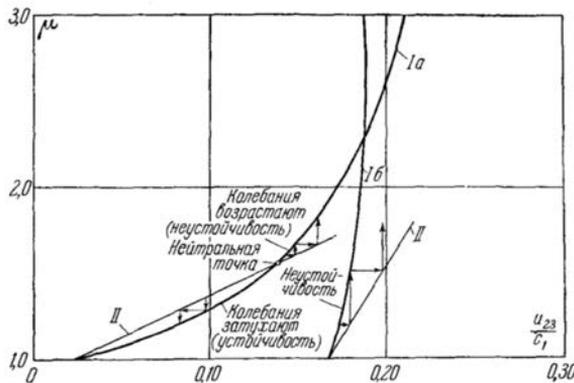


Рис. 26. К нелинейной теории пульсаций в камерах сгорания (I — зависимости перепада давления в ударной волне — волне давления — от скорости пламени; II — зависимости скорость пламени от перепада давления в ударной волне — волне давления)

Высокочастотные вибрации в реальных камерах сгорания могут оказаться значительно более сложным процессом, чем это следует из приведенных выше модельных вычислений. В реальной ракетной камере, как, например, указывает Б.В. Раушенбах (1961), образуется стоячая поперечная волна давления. В такой камере возможны различные виды обратной связи. В частности, скорость сгорания может определяться скоростью испарения и смешения топлива, а не нормальной или турбулентной скоростью пламени. Поэтому в каждом отдельном случае процесс возникновения высокочастотных вибраций должен анализироваться с учетом специфических условий, характерных для данной камеры.

**10.2. Ускоряющиеся пламена.** Газодинамическая задача об условиях ускорения пламени при распространении его как от открытого, так и от закрытого концов трубы рассмотрена К.И. Щелкиным и Я.К. Трошиным (1963). При решении этой задачи сделаны следующие предположения: труба считалась полу бесконечной, пренебрегалось потерями на теплоотдачу и трение, скорость пламени принималась пропорциональной произведению скорости движения газа на число Кармана (турбулентное горение при крупномасштабной турбулентности), учитывался эффект влияния распределения скоростей газа на скорость пламени, впервые отмеченный Я.Б. Зельдовичем (1944) (величина этого эффекта определялась множителем  $C$ , который задавался в виде параметра).

Для распространения пламени от закрытого конца трубы граничным условием будет равенство нулю скорости продуктов сгорания. Действуя по методике, аналогичной примененной при выводе критерия (10.16), можно получить критерий ускорения горения при распространении пламени от открытого конца трубы в виде

$$\frac{q}{\gamma}(\mathbf{M} + \mathbf{CK}) \geq 1; \quad (10.22)$$

для воздушных смесей первый член в скобках здесь всегда заметно меньше второго и критерий приобретает совсем простой вид

$$\frac{1}{\gamma} q \mathbf{CK} \geq 1. \quad (10.23)$$

Здесь  $\mathbf{M}$  – отношение нормальной скорости пламени к скорости звука в невозмущенном несгоревшем газе,  $C$  – отношение величины макроповерхности пламени к площади сечения трубы,  $\mathbf{K}$  – число Кармана (отношение средней квадратичной скорости турбулентных пульсаций к скорости движения газа).

**Табл. 7.** Минимальные значения  $C$ , обеспечивающие прогрессивное ускорение пламени в трубе при зажигании у закрытого конца трубы

Горючая смесь	$q$	$\mathbf{M}$	$C$
$C_2H_2 + O_2$	24,2	0,0317	0,42(!)
$2H_2 + O_2$	8,96	0,0194	2,74
$CH_4 + 2O_2$	13,8	0,0102	1,7
6,3% $CH_4$ + 93,7% воздуха	9,35	+ 0,000036	2,98

В таблице 7 приведены минимальные значения величины  $S$ , которые обеспечивают выполнение критерия (10.22); горение ускоряется при числе Кармана, равном 0,05 для некоторых горючих смесей.

Число Кармана, равное 0,05, характерно для гладкой трубы. Из таблицы видно, что ускорение происходит при сравнительно небольших искривлениях макроповерхности горения. В шероховатой трубе число Кармана примерно вдвое выше, чем в гладкой. Поэтому в шероховатой трубе ускорение горения при зажигании закрытого конца трубы редко требует увеличения макроповерхности пламени. Это означает, что в шероховатой трубе ускорение возникает особенно легко. Последнее хорошо подтверждается опытами.

Для случая зажигания у открытого конца трубы в качестве граничного условия принимается равенство давления продуктов сгорания давлению атмосферы. Критерий ускорения в этом случае имеет вид

$$\frac{4}{\gamma} q_{\text{MCK}} \geq 1. \quad (10.24)$$

Величина критерия (10.24) для гладкой трубы практически никогда не достигает единицы. Это означает, что в гладкой трубе нельзя получить ускоряющееся горение при зажигании у открытого конца трубы без учета сопротивления трубы течению продуктов сгорания. По мере удаления фронта горения от открытого конца трубы сопротивление растет и ускорение, в конце концов, становится возможным. Ускорение горения при зажигании у открытого конца трубы можно получить искусственно, увеличивая сопротивление истечению продуктов сгорания при помощи диафрагмы или спирали из проволоки, размещаемых у открытого конца трубы. Ускорение горения и переход его в детонацию при этом значительно облегчаются.

**10.3. Переход медленного горения в детонацию.** Критерии (10.22) и (10.24) можно считать критериями перехода горения в детонацию. Правда, может случиться, что смесь, в которой пламя ускоряется, не способна детонировать. Поэтому эти критерии, если речь идет о детонации в гладких трубах, следует рассматривать вместе с критерием, характеризующим реакционно-кинетические свойства смеси. Таким критерием может служить неравенство, полученное из формулы (6.1), в которой вместо размера неоднородности при пульсирующей детонации подставляется диаметр трубы:

$$d < \beta \tau D, \quad \frac{\beta \tau D}{d} > 1. \quad (10.25)$$

Физически (10.25) означает, что предел детонации (невозможность ее распространения) наступает, когда на сечении трубы перестает размещаться даже одна неоднородность, ведущая процесс детонации.

Для оценки расстояния от закрытого конца трубы до сечения, в котором возникает детонация, необходимо найти величину размерности времени (или длины). К.И. Щелкин (1939, 1953, 1955) предположил, что ускорение горения в трубе обязано развитию в ней перед зоной горения турбулентности, которая, повышая скорость пламени, приводит к появлению волн сжатия перед его фронтом (по современной терминологии, ударных волн в двойных нестационарных разрывах).

Эти волны, кумулируясь перед фронтом горения, вызывают ударную волну, инициирующую детонацию. Время развития турбулентности, по порядку величины равное

$$t = \frac{d}{v'} \quad (10.26)$$

(где  $v'$  – средняя квадратичная скорость турбулентных пульсаций,  $d$  – диаметр трубы), может служить характерным временем для оценки расстояния, на котором возникает детонация при зажигании смеси у закрытого конца трубы.

Ускорение пламени по порядку величины составляет для турбулентного горения с крупномасштабной турбулентностью

$$x \approx \frac{C(u_H + BKW) - Cu_H}{\frac{d}{v'}} \sim \frac{CK^2W^2}{d} \quad (10.27)$$

Здесь  $W$  – скорость течения несгоревшего газа перед фронтом пламени,  $B$  – постоянная, по порядку величины равная единице. С помощью (10.26) и (10.27), а также учитывая, что в начале горения

$$W = C(\sigma - 1)u_H$$

можно получить расстояние от торца трубы до места возникновения детонации (с точностью до постоянной величины порядка единицы):

$$x \approx \frac{c_0^2 d}{C^3 K^2 (\sigma - 1)^2 u_H^2}. \quad (10.28)$$

Время развития детонации имеет порядок

$$t \sim \frac{c_0 d}{C^3 K^2 (\sigma - 1)^2 u_H^2} \quad (10.29)$$

Расстояние от конца трубы (от зажигания) до места возникновения детонации очень чувствительно к величине нормальной скорости пламени  $u_H$ , числу Кармана и величине макроповерхности горения  $C$ , определяемой профилем скоростей. Поскольку последняя величина может изменяться в процессе ускорения, формулы (10.28) и (10.29) точно не проверены экспериментально. Однако качественно они очень хорошо соответствуют эксперименту. При прочих одинаковых условиях расстояние до места возникновения детонации пропорционально диаметру трубы. Оно сильно сокращается с увеличением шероховатости трубы (увеличение числа Кармана), нормальной скорости и пр.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Жизнь и научная деятельность первого научного руководителя РФЯЦ–ВНИИТФ, Кирилла Ивановича Щёлкина, безусловно относящегося к числу выдающихся советских ученых, прожита ярко, с пользой для страны, для всего человечества. Он руководили наукой в самом секретном ядерном центре страны, конструировали ядерное и термоядерное оружие, чтобы сохранить мир на нашей планете. В городе Снежинске Челябинской области бережно хранят память о своем великом земляке.

Авторы посчитали за честь работать над этой книгой, которая выйдет из печати в 110-летнюю годовщину со дня рождения Кирилла Ивановича.

Чтобы объективно оценить проделанную работу, авторы обратились к двум рецензентам, являющимся специалистами в разных областях знаний, и не понаслышке знакомыми с историей атомной промышленности на Урале – главному научному сотруднику ВНИИТФ, доктору технических наук Александру Кирилловичу Музыре и доктору исторических наук, профессору, заслуженному работнику высшей школы Российской Федерации Владимиру Васильевичу Запарю. К большому удовлетворению авторов рецензенты дали высокую оценку содержанию и оформлению книги и рекомендовали ее к печати. Такие выводы окрылили авторов, что позволило надеяться на то, что книга будет востребована всеми, кто интересуется историей России и отечественной атомной отрасли.

Кроме того, книга прошла обсуждение на ученом совете института истории и археологии УрО РАН, Редакционно-издательском совете РФЯЦ–ВНИИТФ и ученом совете Физического института имени П. Н. Лебедева Российской академии наук.

Выражаем надежду, что настоящее издание станет своеобразным письменным памятником Кириллу Ивановичу Щёлкину и напоминать современникам и будущим поколениям о примере его преданного и беззаветного служения стране и своему делу.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Основные даты жизни и трудовой деятельности К.И. Щёлкина

Специалист в области горения и детонации, кандидат физико-математических наук (1938), доктор физико-математических наук (1946), профессор, член-корреспондент АН СССР (1953). Почетный гражданин г. Снежинска (1967).

1928 – студент Крымского педагогического института, г. Симферополь.

1932 – лаборант, младший научный сотрудник, старший научный сотрудник, заведующий группой, заведующий лабораторией Института химической физики АН СССР, г. Ленинград.

1941 – рядовой разведки артиллерийской батареи 64-й стрелковой дивизии.

1942 – отозван из армии для продолжения научной работы в Институте химической физики.

1947 – заместитель научного руководителя и главного конструктора КБ-11, г. Арзамас-16.

1955 – научный руководитель и главный конструктор НИИ-1011, г. Снежинск.

С 1960 – на пенсии.

#### Награды и премии:

Герой Социалистического Труда (1949, 1951, 1953);

Лауреат Сталинской 1-й степени (1949, 1951, 1953) и Ленинской (1958) премий;

#### Ордена:

Ленина (1949, 1951, 1953, 1955, 1956);

Трудового Красного Знамени (1953);

Красной Звезды;

#### Медали:

«За оборону Москвы»;

«За победу над Германией в Великой Отечественной войне 1941-1945 гг.»;

«За доблестный труд в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.»

### Биография Щёлкина Кирилла Ивановича<sup>40</sup>

Щёлкин К.И. родился 17 мая 1911 г. в г. Тифлисе (ныне г. Тбилиси, Грузия) в семье землемера. Ум. 8 ноября 1968 г. В 1918 г. с семьей переехал на родину отца – г. Красный, а затем из-за болезни отца – в Крым, в г. Карасу-Базар, где в 1926 г. отец умер. После смерти отца учебу в школе пришлось совмещать с работой в совхозе.

В 1928 г. К. И. Щёлкин поступил на физико-техническое отделение Крымского педагогического института. Будучи студентом, работал помощником заведующего оптической станцией АН СССР и препаратором на кафедре физики в педагогическом институте. После окончания в 1932 г. института Кирилл Иванович переехал в г. Ленинград и устроился на работу лаборантом в Институт химической физики. В этом же году был переведен на должность инженера.

С первых дней начал заниматься самостоятельной научной работой. В 1938 г.

<sup>40</sup> Герои атомного проекта. М.; Саров : ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005. С. 431–432.

защитил кандидатскую диссертацию на тему «Экспериментальное исследование условий возникновения детонации в газовых средах» и был утвержден старшим научным сотрудником. В октябре 1940 г. поступил в докторантуру института. Член ВКП(б) с 1940 г.

В июле 1941 г. добровольцем ушел в народное ополчение, а через полгода по запросу АН СССР был возвращен в институт, эвакуированный к этому времени в г. Казань. В 1944 г. был назначен заведующим лабораторией. В ноябре 1946 г. защитил докторскую диссертацию на тему «Быстрое горение и спиновая детонация газов». В этот период он занимался исследованиями процессов горения в реактивных двигателях внутреннего сгорания.

В 1947 г. Кирилл Иванович Щёлкин был направлен на работу в КБ-11 заместителем главного конструктора и научного руководителя. Здесь он возглавил работы по газодинамической отработке и физическим исследованиям в области создания ядерного оружия. В 1949 г. участвовал в испытаниях первой советской атомной бомбы. За участие в создании и экспериментальной отработке элементов первой атомной бомбы К. И. Щёлкину было присвоено звание Героя Социалистического Труда (Указ Президиума Верховного Совета СССР от 29 декабря 1949 г.) и присуждена Сталинская премия I степени. За разработку и успешное испытание нескольких вариантов советской атомной бомбы в 1951 г. ему повторно присваивается звание Героя Социалистического Труда и присуждается вторая Сталинская премия.

К.И. Щёлкин – активный участник работ по созданию советской водородной бомбы. После ее успешного испытания в 1953 г. ему в третий раз присваивается звание Героя Социалистического Труда и присуждается еще одна Сталинская премия. За комплекс работ по созданию атомного и водородного оружия в 1953 г. К.И. Щёлкин был избран членом-корреспондентом АН СССР.

С образованием НИИ-1011 (ВНИИТФ, г. Снежинск) в 1955 г. Кирилл Иванович был переведен туда главным конструктором и научным руководителем работ по созданию новых видов вооружения. В 1960 г. (по состоянию здоровья) он становится персональным пенсионером союзного значения и переезжает в Москву. Находясь на пенсии, читал лекции студентам МФТИ, выступал с докладами на мероприятиях, опубликовал в журналах ряд популярных статей, посвященных вопросам атомной энергии. С 1965 г. работал в МФТИ, в отделе горения конденсированных систем в должности старшего научного сотрудника.

Основные его труды посвящены физике горения и взрыва. Развил направление о переходе медленного горения в детонацию и экспериментально исследовал горение в турбулентном потоке, предложил теорию спиновой детонации.

Труд К.И. Щёлкина высоко оценен правительством. Он трижды Герой Социалистического Труда, лауреат Ленинской и Сталинских премий, награжден орденами Ленина, орденом Трудового Красного Знамени и орденом Красной Звезды.

В 1982 г. в Тбилиси ему был установлен памятник.

### **Библиографический указатель опубликованных работ К.И. Щёлкина**

1. Sokolik, A. Detonation in Gaseous Mixtures. I. The Principles of Detonation Characteristics of Inflammable Gas Mixtures / A. Sokolik, K. I. Shchelkin // *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*. – 1933. – Band 4. – Heft 5–6. – S. 795–817.

2. Соколик, А. Распространение пламени в смесях метана с кислородом в закрытых трубах / А. Соколик, К. И. Щёлкин // Журнал физической химии. – 1933. – Т. 4. – № 1. – С. 109–128.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 9–37. См. п. 65.2.

3. Соколик, А. С. Детонационная способность кислородных смесей углеводородов жирного ряда и ароматических / А. С. Соколик, К. И. Щёлкин // Журнал физической химии. – 1933. – Т. 4. – № 2. – С. 129–131.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 5–8. См. п. 65.1.

4. Щёлкин, К. И. Детонация в газовых смесях. II. Изменение скорости детонационной волны с давлением / К. И. Щёлкин, А. С. Соколик // Журнал физической химии. – 1933. – Т. 5. – № 10. – С. 1459–1463.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 38–43. См. п. 65.3.

5. Shchelkin, K. I. An Attempt to Calculate the Frequency of Detonation Spin / K.I.Shchelkin // Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion. – 1934. – Band 6. – Heft 1. – S. 175–181.

Русская версия: п. 7.

6. Соколик, А. С. Изменение скорости детонационной волны с давлением / А. Соколик, К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1934. – Т. 3. – № 2. – С. 102–105.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 44–46. См. п. 65.4.

7. Щёлкин, К. И. Попытка расчета частоты детонационного спина / К. И. Щёлкин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1934. – Т. 4. – № 7. – С. 729–733.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 47–53. См. п. 65.5.

8. Щёлкин, К. И. Детонация в газовых смесях. III. Влияние тетраэтилсвинца на образование детонационной волны / К. И. Щёлкин, А. С. Соколик // Журнал физической химии. – 1937. – Т. 10. – № 3. – С. 479–483.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 54–61. См. п. 65.6.

9. Щёлкин, К. И. Детонация в газовых смесях. IV. Влияние «химической подготовки» на возникновение детонации в газовых смесях / К. И. Щёлкин, А. С. Соколик // Журнал физической химии. – 1937. – Т. 10. – № 3. – С. 484–488.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 62–69. См. п. 65.7.

10. Щёлкин, К. И. Детонация в воздушной смеси пентана с гексаном в трубах / К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1939. – Т. 22. – № 3. – С. 111–112.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 70–72. См. п. 65.8.

11. Щёлкин, К. И. К теории возникновения детонации в газовых смесях и трубах / К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1939. – Т. 23. – № 7. – С. 636–640.263

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 73–80. См. п. 65.9.

12. Зельдович, Я. Б. Приложение теории распространения произвольного разрыва к некоторым случаям воспламенения газов / Я. Б. Зельдович, К. И. Щёлкин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1940. – Т.10. – Вып. 5. – С. 569–575.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 88–99. См. п. 65.11.

13. Щёлкин, К. И. Влияние шероховатости трубы на возникновение и распространение детонации в газах / К. И. Щёлкин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1940. – Т. 10. – Вып. 7. – С. 823–827.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 81–87. См. п. 65.10.

14. Щёлкин, К. И. О сгорании в турбулентном потоке / К. И. Щёлкин // Журнал технической физики. – 1943. – Т. 13. – № 9–10. – С. 520–530.

15. Dicient, V. Rapid Combustion in Rough Tubes / V. Dicient, K. Shchelkin // Acta Physicochimica U.S.S.R. – 1944. – Vol. XIX. – No 4. – P. 302–312.

16. Дицент, В. Быстрое горение в шероховатых трубах / В. Дицент, К. И. Щёлкин // Журнал физической химии. – 1945. – Т. 19. – № 4–5. – С. 221–227.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 100–110. См. п. 65.12.

17. Щёлкин, К. И. К теории детонационного спина / К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1945. – Т. 47. – № 7. – С. 501–503.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 111–114. См. п. 65.13.

18. Щёлкин, К. И. Возникновение детонации в газах в шероховатых трубах / К. И. Щёлкин // Журнал технической физики. – 1947. – Т. 17. – № 5. – С. 613–618.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 115–121. См. п. 65.14.

19. Ракипова, Х. А. Измерение нормальных скоростей пламени ацетиленкислородных смесей / Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К. И. Щёлкин // Журнал технической физики. – 1947. – Т. 17. – № 12. – С. 1397–1408.

20. Ракипова, Х. А. Спин у пределов детонации / Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К.И. Щёлкин // Журнал технической физики. – 1947. – Т. 17. – № 12. – С. 1409–1410.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 122–126. См. п. 65.15.

21. Щёлкин, К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов / К. И. Щёлкин. – М : Воениздат, 1949. – 196 с.

22. Щёлкин, К. И. К вопросу о турбулентном горении и фазах горения в двигателе / К. И. Щёлкин // Известия АН СССР. Отд. техн. наук. – 1953. – № 3. – С. 463–471.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 145–158. См. п. 65.17.

23. Щёлкин, К. И. О переходе медленного горения в детонацию / К. И. Щёлкин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1953. – Т. 24. – № 5. – С. 589–600.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 127–144. См. п. 65.16.

24. Трошин, Я. К. Структура фронта шаровых пламен и неустойчивость нормального горения / Я. К. Трошин, К. И. Щёлкин // Известия АН СССР. Отделение тех. наук. – 1955. – № 9. – С. 160–166.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 168–177. См. п. 65.19.

25. Щёлкин, К. И. Явления вблизи места возникновения детонации в газе / К. И. Щёлкин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1955. – Т. 29. – Вып. 2(8). – С. 221–226.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 127–144. См. п. 65.18.

26. Трошин, Я. К. О спине у пределов газовой детонации / Я. К. Трошин, К. И. Щёлкин // Известия АН СССР. Отд. техн. наук. – 1957. – № 8. – С. 142–143.264

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 178–181. См. п. 65.20.

27. Денисов, Ю. Н. Об аналогии между горением в детонационной волне и в ракетном двигателе / Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин, К. И. Щёлкин // Известия АН СССР. Отд. техн. наук. Энергетика и автоматика. – 1959. – № 6. – С. 79–89.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 182–199. См. п. 65.21.

28. Щёлкин, К. И. Два случая неустойчивого горения / К. И. Щёлкин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1959. – Т. 36. – № 2. – С. 600–606.

29. Щёлкин, К. И. Замечания об измерении скорости распространения турбулентного горения / К. И. Щёлкин // Известия АН СССР. Отд. техн. наук. Энергетика и автоматика. – 1959. – № 2. – С. 137–138.

30. Щёлкин, К. И. О возможном механизме усиления слабых ударных волн в зоне турбулентного горения / К. И. Щёлкин // Известия АН СССР. Отд. техн. наук. Энергетика и автоматика. – 1959. – № 5. – С. 86–96.

31. Волин, Б. П. О реакционно-кинетической природе неоднородностей в ударном фронте и роли их в процессе распространения газовой детонации / Б. П. Волин, Я. К. Трошин, К. И. Щёлкин // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1960. – № 2. – С. 78–89.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 200–220. См. п. 65.22.

32. Денисов, Ю. Н. О некоторой аналогии между горением в ракетном двигателе и детонационной волне / Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин, К. И. Щёлкин // Третье Всесоюзное совещание по теории горения. – М.: Изд. АН СССР, 1960. – Т. 1: Распространение пламени и детонация в газовых смесях. – С. 193–199.

33. Щёлкин, К. И. Детонационные процессы / К. И. Щёлкин // Вестник АН СССР. – 1960. – № 2. – С. 12–20.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 221–232. См. п. 65.23.

34. Щёлкин, К. И. Вглубь атомного ядра / К. И. Щёлкин // Природа. – 1961. – № 10. – С. 11–22.

35. Щёлкин, К. И. О доказательстве неосуществимости сильных дефлаграций и слабых детонаций / К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1961. – Т. 139. – № 2. – С. 420–423.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 233–238. См. п. 65.24.

36. Denisov, Yu. N. Some Questions of Analogy Between Combustion in a Thrust Chamber and in a Detonation Wave / Yu. N. Denisov, K. I. Shchelkin, Ya. K. Troshin // Eighth Symposium (international) on combustion, Pasadena, California, 1960. – Baltimore. – 1962. – P. 1152–1159.

37. Сербинов, А. И. Кинетические параметры процессов детонации, самовоспламенения и изотермического окисления бензола / А. И. Сербинов, Я. К. Трошин, К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1962. – Т. 145. – № 6. – С. 1314–1317.

38. Щёлкин, К. И. Странные частицы / К. И. Щёлкин // Природа. – 1962. – № 12. – С. 10–18.265

39. Shchelkin, K. I. Non-stationary Phenomena in the Gaseous Detonation Front / K. I. Shchelkin, Ya. K. Troshin // Combustion and Flame. – 1963. – Vol. 7. – N 2. – P. 143–151.

40. Щёлкин, К. И. Газодинамика горения / К. И. Щёлкин, Я. К. Трошин. – М.: Изд. АН СССР, 1963. – 256 с.

41. Щёлкин, К. И. Обаяние большого таланта / К. И. Щёлкин // Природа. – 1963. – № 1. – С. 30–32.

42. Щёлкин, К. И. Что такое вакуум? / К. И. Щёлкин // Природа. – 1963. – № 10. – С. 125–126.

43. Щёлкин, К. И. Детонация / К. И. Щёлкин // Природа. – 1964. – № 7. – С. 14–23.

44. Щёлкин, К. И. Детонация / К. И. Щёлкин // Природа. – 1964. – № 8. – С. 10–20.

45. Щёлкин, К. И. О высокочастотных пульсациях при горении твердого топлива / К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1964. – Т. 156. – № 5. – С. 1178–1181.

46. Щёлкин, К. И. Вдохновенная жизнь: 70 лет со дня рождения академика И. Е. Тамма / К. И. Щёлкин // Природа. – 1965. – № 11. – С. 113–114.

47. Щёлкин, К. И. Взрывы на земле / К. И. Щёлкин // Техника – молодежи. – 1965. – № 9. – С. 3–4.

48. Щёлкин, К. И. Детонация в газах / К. И. Щёлкин // Природа. – 1965. – № 8. – С. 53–55.

49. Щёлкин, К. И. Неустойчивость горения и детонации газов / К. И. Щёлкин // Успехи физических наук. – 1965. – Т. 87. – № 2. – С. 273–302.

50. Щёлкин, К. И. Об одномерной неустойчивости детонации / К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1965. – Т. 160. – № 5. – С. 1144–1146.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 239–242. См. п. 65.25.

51. Щёлкин, К. И. Физика микромира / К. И. Щёлкин. – М.: Атомиздат, 1965. – 231 с.

52. Современные достижения ядерной физики: рекомендательный указатель литературы / сост. Г. П. Ордина; конс. К. И. Щёлкин. – М.: Знание, 1966. – 24 с.

53. Щёлкин, К. И. Бывают взрывы / К. И. Щёлкин // Техника – молодежи. – 1966. – № 10. – С. 9–11.

54. Щёлкин, К. И. Математика в физике / К. И. Щёлкин // Природа. – 1966. – № 1. – С. 7–12.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_matematika-v-fizike\\_1966/go,0/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_matematika-v-fizike_1966/go,0/?bookhl=)

55. Щёлкин, К. И. Усиление слабых ударных волн ячеистым пламенем / К. И. Щёлкин // Физика горения и взрыва. – 1966. – № 2. – С. 33–35.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 243–246. См. п. 65.26.

56. Советская атомная наука и техника / под ред. К. И. Щёлкин. – М.: Атомиздат, 1967. – 391 с. 266

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/sovetskaya-atomnaya-nauka-i-tehnika\\_1967/go,0/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/sovetskaya-atomnaya-nauka-i-tehnika_1967/go,0/?bookhl=)

57. Щёлкин, К. И. К теории акустических вибраций при горении твердого топлива / К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1967. – Т. 175. – № 1. – С. 152–155.

58. Гуссак, Л. А. Исследование устойчивости фронта нормального пламени / Л. А. Гуссак, Е. Н. Спринцина, К. И. Щёлкин // Физика горения и взрыва. – 1968. – № 3. – С. 358–366.

59. Лесняк, С. А. К механизму распространения гетерогенной детонации / С. А. Лесняк, М. А. Назаров, Я. К. Трошин, К. И. Щёлкин // Доклады АН СССР. – 1968. – Т. 182. – № 5. – С. 1122–1125.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 255–261. См. п. 65.28.

60. Щёлкин, К. И. Гидродинамика горения / К. И. Щёлкин // Физика горения и взрыва. – 1968. – № 4. – С. 455–468.

61. Щёлкин, К. И. Детонация / К. И. Щёлкин. – М.: Знание, 1968. – 32 с.

62. Щёлкин, К. И. К влиянию сжимаемой границы на распространение газовой детонации / К. И. Щёлкин // Физика горения и взрыва. – 1968. – № 1. – С. 39–44.

Перепечатано в кн. К. И. Щёлкин. Избранные труды. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011, С. 247–254. См. п. 65.27.

63. Щёлкин, К. И. Физика микромира / К. И. Щёлкин. – М.: Атомиздат, 1968. – 245 с.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_fizika-mikromira\\_1968/go,0/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_fizika-mikromira_1968/go,0/?bookhl=)

64. Щёлкин, К. И. Теория горения и детонации / К. И. Щёлкин // Механика в СССР за 50 лет. – М.: Наука, 1970. – Т. 2 – С. 343–422.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_teoriya-goreniya-i-detonatsii\\_1970/go,0/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_teoriya-goreniya-i-detonatsii_1970/go,0/?bookhl=)

65. К. И. Щёлкин. Избранные труды / под ред. д-ра техн. наук, проф. Б. Г. Любойко. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2011. – 268 с., ил.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,0/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,0/?bookhl=)

1. Соколик, А. С., Щёлкин, К. И. Детонационная способность кислородных смесей углеводородов жирного ряда и ароматических, С. 5–8.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,5/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,5/?bookhl=)

2. Соколик, А. С., Щёлкин, К. И. Распространение пламени в смесях метана с кислородом в закрытых трубах, С. 9–37.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,9/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,9/?bookhl=)

3. Соколик, А. С., Щёлкин, К. И. Детонация в газовых смесях. II. Изменение скорости детонационной волны с давлением, С. 38–43.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,38/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,38/?bookhl=)

4. Соколик, А. С., Щёлкин, К. И. Изменение скорости детонационной волны с давлением, С. 44–46.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,44/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,44/?bookhl=)

5. Щёлкин, К. И. Попытка расчета частоты детонационного спина, С. 47–53.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,47/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,47/?bookhl=)

6. Соколик, А. С., Щёлкин, К. И. Детонация в газовых смесях. III. Влияние тетраэтилсвинца на образование детонационной волны, С. 54–61

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,54/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,54/?bookhl=)

7. Соколик, А. С., Щёлкин, К. И. Детонация в газовых смесях. IV. влияние химической подготовки на возникновение детонации в газовых смесях, С. 62–69.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,62/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,62/?bookhl=)

8. Щёлкин, К. И. Детонация в воздушной смеси пентана с гексаном в трубах, С. 70–72.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,70/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,70/?bookhl=)

9. Щёлкин, К. И. К теории возникновения детонации в газовых смесях в трубах, С. 73–80.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,73/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,73/?bookhl=)

10. Щёлкин, К. И. Влияние шероховатости трубы на возникновение и распространение детонации в газах, С. 81–87.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,81/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,81/?bookhl=)

11. Зельдович, Я. Б., Щёлкин, К. И. Приложение теории распространения произвольного разрыва к некоторым случаям воспламенения газов, С. 88–99.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,88/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,88/?bookhl=)

12. Дицент, В., Щёлкин, К. И., Быстрое горение в шероховатых трубах, С. 100–110.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,100/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,100/?bookhl=)

13. Щёлкин, К. И. К теории детонационного спина, С. 111–114.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,111/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,111/?bookhl=)

14. Щёлкин, К. И. Возникновение детонации в газах в шероховатых трубах, С. 115–121.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,115/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,115/?bookhl=)

15. Ракипова, Х. А., Трошин, Я. К., Щёлкин, К. И. Спин у пределов детонации, С. 122–126.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,122/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,122/?bookhl=)

16. Щёлкин, К. И. О переходе медленного горения в детонацию, С. 127–144.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,127/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,127/?bookhl=)

17. Щёлкин, К. И. К вопросу о турбулентном горении и фазах сгорания в двигателе, С. 145–158.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,145/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,145/?bookhl=)

18. Щёлкин, К. И. Явления вблизи места возникновения детонации в газе, С. 159–167.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,159/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,159/?bookhl=)

19. Трошин, Я. К., Щёлкин, К. И. Структура фронта шаровых пламен и неустойчивость нормального горения, С. 168–177.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,168/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,168/?bookhl=)

20. Трошин, Я. К., Щёлкин, К. И. О спине у пределов газовой детонации, С. 178–181.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,178/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,178/?bookhl=)

21. Денисов, Ю. Н., Трошин, Я. К., Щёлкин, К. И. Об аналогии между горением в детонационной волне и в ракетном двигателе, С. 182–199.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,182/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,182/?bookhl=)

22. Волин, Б. П., Трошин, Я. К., Щёлкин, К. И. О реакционно-кинетической природе неоднородностей в ударном фронте и роли их в процессе распространения газовой детонации, С. 200–220.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,200/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,200/?bookhl=)

23. Щёлкин, К. И. Детонационные процессы, С. 221–232.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,221/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,221/?bookhl=)

24. Щёлкин, К. И. О доказательстве неосуществимости сильных дефлаграций и слабых детонаций, С. 233–238.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,233/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,233/?bookhl=)

25. Щёлкин, К. И. Об одномерной неустойчивости детонации, С. 239–242.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,239/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,239/?bookhl=)

26. Щёлкин, К. И. Усиление слабых ударных волн ячеистым пламенем, С. 243–246.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,243/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,243/?bookhl=)

27. Щёлкин, К. И. К влиянию сжимаемой границы на распространение газовой детонации, С. 247–254.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,247/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,247/?bookhl=)

28. Лесняк С. А., Назаров М. А., Трошин Я. К., Щёлкин К. И. К механизму распространения гетерогенной детонации, С. 255–261.

Электронная версия: [http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin\\_izbrannye-trudy\\_2011/go,255/?bookhl=](http://elib.biblioatom.ru/text/schelkin_izbrannye-trudy_2011/go,255/?bookhl=)

Указ

Президиума Верховного Совета СССР

«О награждении Героев Социалистического Труда Ванникова Б.Л.,  
Духова Н.Л., Курчатова И.В., Харитона Ю.Б., Щёлкина К.И.  
третьей золотой медалью «Серп и Молот»<sup>41</sup>

г. Москва, Кремль

4 января 1954 г.

Секретно Экз. № 1

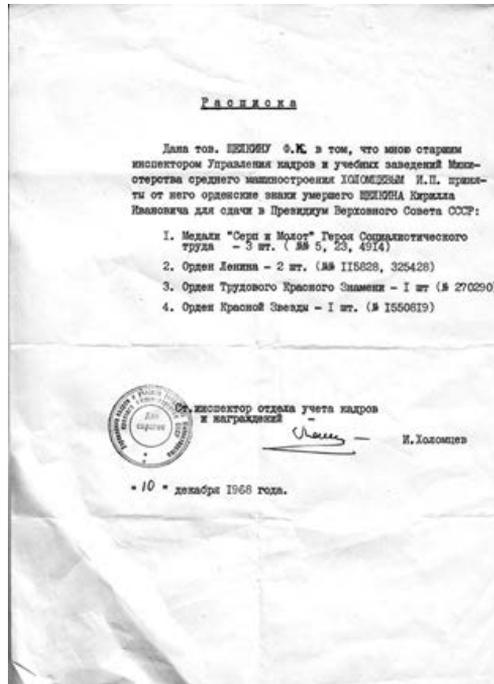
За исключительные заслуги перед государством при выполнении специального задания Правительства, дающие право на получение звания Героя Социалистического Труда, наградить третьей золотой медалью «СЕРП и МОЛОТ» Героев Социалистического Труда:

ВАННИКОВА Бориса Львовича  
ДУХОВА Николая Леонидовича  
КУРЧАТОВА Игоря Васильевича  
ХАРИТОНА Юлия Борисовича  
ЩЁЛКИНА Кирилла Ивановича

Председатель Президиума Верховного Совета СССР К. Ворошилов  
Секретарь Президиума Верховного Совета СССР Н. Пегов

---

<sup>41</sup> ГА РФ. Ф. Р-7523, оп. 67 а сс, д. 56, л. 1. Подлинник. Опубликовано: Атомный проект СССР: Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л.Д. Рябева Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Кн. 7 / Отв. сост. Г.А. Гончаров. М.: Наука; Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ; 2005. С. 647; Атомный проект СССР: Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л.Д. Рябева Т. III. Водородная бомба. 1945–1956. Кн. 2. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ; М.: ФИЗМАЛИТ, 2009. С. 123–124.



**Документы из трехтомника «Атомный проект СССР:  
Документы и материалы»**

**Письмо М. Г. Первухина и А. П. Завенягина Л. П. Берия  
с предложением об утверждении К. И. Щёлкина на должность  
заместителя главного конструктора КБ-11.**

27 февраля 1947 г

Главный конструктор КБ-11 т. Харитон не имеет заместителя по научной части. Считаю необходимым утвердить заместителем главного конструктора КБ-11 т. Щёлкина К. И., доктора физико-математических наук, заведующего лабораторией Института химической физики Академии наук (акад. Семенова).

Тов. Щёлкин – квалифицированный научный работник, работает по вопросам процессов горения и распространения взрывных волн.

Тов. Щёлкин К. И. член ВКП(б) с 1940 г. К работе по проблеме Первого главного управления к работам КБ-11 МГБ допущен.

т. Зернов, Харитон и Семенов согласны с назначением т. Щёлкина заместителем главного конструктора КБ-11, т. Щелкин – также.

Справка на т. Щёлкина прилагается.

М. Первухин А. Завенягин

На письме имеется пометка от руки: «В дело КБ-11.  
Предложение тов. Берия Л.П. принято.

Решено 27.11.  
В. Махнев. 28.11.

## Выписки из приказов Министерства, указаний, распоряжений, переписки главка и института

ПРИКАЗ<sup>42</sup> по НИИ-1011

Приказом Министра Среднего машиностроения от 28 августа с. г. на НИИ-1011 возложена разработка до 1 июля 1958 года для ракеты «Буран» нового водородного заряда.

Во исполнение указанного приказа Министра ПРИКАЗЫВАЮ:

Тов. Тов. ЛОМИНСКОМУ Г. П., ЦЫРКОВУ Г. А., ГРЕЧИШНИКОВУ В. Ф. до 1 декабря 1956 года составить и согласовать с КБ-11 проект плана-графика совместных работ НИИ-1011 и КБ-11, по разработке боевого заряда для ракеты «Буран», предусматривающего его изготовление, полигонные испытания в баллистическом корпусе, изготовление макетных вариантов боевого заряда и передачу из ОКБ–23 МАП вместе с контрольной аппаратурой для проведения совместных испытаний ракеты «Буран».

Начальникам секторов представить в III квартале 1957 года программу заводских испытаний специальной аппаратуры на ракете «Буран».

Закончить разработку до 1 июля 1958 года для ракеты «Буран» нового боевого заряда с системой автоматики и инициирования.

б/подп.

К. ЩЁЛКИН

Отпеч. 8 сентября 1956 г.

---

<sup>42</sup> Материалы переписки руководителей института (1956–1969 гг.); Научно-технический совет НИИ-1011 (1955–1962 гг.); Материалы переписки по разработке новых изделий (1965–1970 гг.); О промышленном применении ядерных взрывов в народном хозяйстве (1969 г.) (Выписки: из приказов министерства, указаний, распоряжений, переписки главка и института). ФГУП «РФЯЦ–ВНИИТФ», Снежинск. 2004. Электронное издание. С. 11.

**Товарищу ЗАВЕНЯГИНУ А.П.<sup>43</sup>**

По Вашему поручению 23 и 24 июня, я встретился с авиаконструкторами т.т. Мясищевым В. М. и Лавочкиным С. А. по вопросу о транспортировке изделия «202».

1. Из обмена мнениями с В. М. Мясищевым выяснилось, что строящийся сверхзвуковой бомбардировщик М-50, при его переработке в беспилотный вариант, управляемый средствами астронавигации, может доставить боевой заряд «202» полного веса на расстояние 7–8 тыс. км со скоростью над целью до 2000 км/час на высоте до 17 км.

Беспилотный вариант самолета М-50, по мнению В. М. Мясищева, может быть отработан к маю–июню 1958 г.

Для транспортировки изделия «202» может быть разработан беспилотный вариант самолета М-4 или М-3. Однако, по мнению В. М. Мясищева, которое я полностью разделяю, это не имеет смысла ввиду тихоходности и уязвимости самолетов М-4 и М-3, а также их малой высотности, ограничивающей применение средств астронавигации. Такая работа может отвлечь силы на разработку малоперспективных вариантов.

В. М. Мясищев считает мало целесообразной разработку планирующей авиабомбы с зарядом «202», ввиду большой уязвимости самолета носителя и самой планирующей бомбы.

2. Из беседы с С. А. Лавочкиным выяснилось, что имеется реальная техническая возможность постройки крылатой атомной ракеты с неограниченной дальностью полета, транспортирующей груз с весом и габаритом, равным весу и габариту изделия «202».

Такая ракета, подобная по принципу разрабатываемой сейчас ракете КАР, будет отличаться от последней большими размерами и весом. Маршевая часть (2-я ступень) ракеты с изделием типа «202» будет весить около 100 тонн. Вместе со стартовой ступенью весь комплекс ракеты будет весить 200-300 тонн.

По мнению Лавочкина С. А. атомная ракета под изделие типа «202» в будущем не будет заметно тяжелее и дороже трансконтинентальных бомбардировщиков или баллистических ракет, способных транспортировать то же изделие.

Особенно интересным является применение атомных ракет на малых высотах. Но для такого применения необходима разработка средств беспилотной навигации, так как астронавигация в этом случае неприменима.

Представляется целесообразным поручить ОКБ т. Лавочкина С. А., ЛИПАНу – т. Александрову А. П., НИИ-1 МАП – т. Келдышу М. В. при участии НИИ-1011 провести предэскизное проектирование ракеты типа КАР для изделия «202».

Следует отметить, что изделие «202» так же как любая другая водородная бомба, не годится для применения в атомных ракетах ввиду их чувствительности к нейтронному и  $\gamma$ -фону, создаваемому двигателем ракет и, благодаря наличию запаздывающих нейтронов, сохраняющему заметные значения даже после остановки двигателя.

п/п К. Щелкин  
«25» июня 1956 г.

<sup>43</sup> Материалы переписки руководителей института (1956–1969 гг.); Научно-технический совет НИИ-1011 (1955–1962 гг.); Материалы переписки по разработке новых изделий (1965–1970 гг.); О промышленном применении ядерных взрывов в народном хозяйстве (1969 г.) (Выписки: из приказов Министерства, указаний, распоряжений, переписки главка и института). ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», Снежинск. 2004. Электронное издание. С. 21.

**Товарищу ЗЕРНОВУ П. М.<sup>44</sup>**

Направляю Вам копию письма, посланного мною секретарю ЦК КПСС товарищу Игнатову Н. Г. Прошу Вас передать ее для сведения Е.П. Славскому.

Вопросы, поднимаемые мною в этом письме, обсуждаются уже несколько лет. Я вовсе не хочу преувеличить значение научных работников в коллективе НИИ-1011 и вообще в МСМ, поставить их в какие-то привилегированные условия. Я хочу только одного: хочу, чтобы высококвалифицированные ученые охотно шли работать к нам и не уходили от нас на любые другие работы, как до сих пор уходили из КБ-11 и, есть угроза, будут уходить и от нас.

Прошу не рассматривать это письмо как жалобу на МСМ. Министерство здесь действительно ничего сделать не может. Мне, больше испытывшему неприятности от недостатка кадров, удобнее всего доложить об этом ЦК КПСС.

п/п /К. Щёлкин/  
13 января 1958 г.

---

<sup>44</sup> Материалы переписки... ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», Снежинск. 2004. С. 26.

**ЦК КПСС**

**Товарищу СЕРБИНУ И. Д.<sup>45</sup>**

Направляю Вам письмо на имя секретаря ЦК КПСС товарища Игнатова Н. Г. Прошу Вас передать это письмо товарищу Игнатову. Копию письма я направил для сведения товарищу Славскому Е. П.

Вопросы, поднимаемые мною в этом письме, мне представляются первостепенными. Я не думаю, что я в чем-либо перегибаю палку. Если это так, прошу меня поправить. Во всяком случае положение представляется очень тревожным, лишь поэтому я решился обратиться в высшую партийную инстанцию.

Пользуясь случаем, прошу Вас помочь перевести в НИИ-1011 кандидата физико-математических наук Юрия Сергеевича Завьялова, доцента Томского университета. Он согласен работать у нас, но его не отпускает дирекция и партийная организация университета.

Вы ведь знаете, что из Москвы уезжают плохо, нам, поэтому приходится искать людей в других городах, но и оттуда часто не отпускают.

п/п            /К. Щёлкин/  
14 января 1958 г.

---

<sup>45</sup> Там же. С. 22.

**Члену президиума и секретарю ЦК КПСС  
Товарищу ИГНАТОВУ Н. Г.<sup>46</sup>**

Об Уральском научно-исследовательском центре по атомному  
и водородному оружию  
Решением ЦК КПСС на Урале создан научно-исследовательский  
и конструкторский центр по атомному и водородному оружию – НИИ-1011.

За два года существования института в нем разработано несколько типов атомных и водородных зарядов. Коллектив института тем самым подтвердил свою работоспособность. Институт имеет и другие достижения, например, впервые на Урале работает, пущенная и отлаженная силами института, электронная вычислительная машина Стрела-3. Сильный математический центр института способен производить самые сложные математические вычисления. В институте монтируются и другие счетные машины.

По существу НИИ-1011, также, как и КБ-11 МСМ, является группой крупных научно-исследовательских институтов и конструкторских бюро.

Линию ЦК КПСС на создание в восточных районах страны современных научно-исследовательских центров, оснащенных новейшим оборудованием, я считаю единственно правильной линией развития и реконструкции советской науки. В этом отношении НИИ-1011 имеет хорошие перспективы, поскольку намеченная программа строительства, в случае ее своевременного осуществления, создаст благоприятные перспективы для работы большого коллектива.

Однако, я хочу обратить Ваше внимание на одно очень слабое место, возникшее с самого начала организации института, грозящее непоправимым последствиями.

Дело в том, что институт очень слабо укомплектован научными кадрами. В институте много талантливой молодежи, проявившей себя с самой лучшей стороны на практической научной работе, но все же научных кадров слишком мало. В институте, с коллективом более двух тысяч человек, работают лишь два доктора наук и 10 кандидатов наук. Правда, среди молодых ученых есть несколько человек, вполне достойных ученой степени доктора наук, и около двадцати человек, которым давно пора быть кандидатами. Все они не могут привести в порядок свои дела с учеными степенями, вследствие непомерной загрузки работой. Но все же в институте, особенно если учесть его сложные и трудные задачи, слишком мало ученых. На каждого опытного и самостоятельного ученого приходится несколько десятков молодых сотрудников. Многие молодые специалисты, а подчас и целые отделы и сектора остаются без научного руководства.

В одном из самых сильных секторов института, в математическом, работает лишь один доктор наук – Н. Н. Яненко, руководящий сектором. Для сравнения приведу данные по московскому институту – ОПМ МИАН, имеющему такую же технику, аналогичную тематику, примерно тот же объем работ и личный состав той же численности. Во главе ОПМ стоит академик М. В. Келдыш, в нем работают члены-корреспонденты АН СССР А. Н. Тихонов и И. М. Гельфанд, доктора наук А. А. Самарский, К. А. Семендяев, М. Р. Шура-Бура, В. Е. Кузнецов, К. И. Бабенко,

<sup>46</sup> Там же. С. 23–25.

Ляпунов и др. Ясно, если мы хотим сделать математический центр НИИ-1011 жизнеспособным и поддержать его высокий научный уровень, мы должны всемерно укрепить его высококвалифицированными людьми.

Наиболее слабый сектор НИИ-1011 – сектор ядерной физики – вообще не имеет научных работников с ученой степенью, за исключением кандидата наук Л. Б. Порецкого, которому надо было бы несколько лет проработать старшим научным сотрудником и которому, вследствие недостатка ученых, мы поручили лабораторию. Естественно, работа в этой лаборатории ведется на низком научном уровне. Вся экспериментальная работа по ядерной физике в институте находится на грани полного вымирания. Несколько лучшее положение в теоретических секторах и в секторе экспериментальной газодинамики, но в целом по институту положение с научными кадрами остается очень тревожным.

Здесь мы подошли к общей проблеме научных кадров в МСМ.

В последние годы из МСМ и вообще с работ, связанных с атомным и водородным оружием, ушло подавляющее большинство известных крупнейших ученых, например академики И. Е. Тамм, Н. Н. Боголюбов, М. А. Лаврентьев, Л. Д. Ландау, члены-корреспонденты АН СССР Г. Н. Флёрв, Е. К. Завойский, А. А. Ильюшин, И. М. Франк, В. Л. Гинзбург, профессора Д. А. Франк-Каменецкий, Халатников и многие способные молодые ученые.

Отлив из МСМ крупнейших ученых я считаю явлением закономерным. Они были сосредоточены для решения проблемы создания атомной и водородной бомб, в свое время имевшей огромное государственное значение. После создания атомной и водородной бомб, когда это направление науки отошло на второй план, ученые ушли с работ по проблеме. Их вдохновляли крупные задачи, они работали только потому, что понимали важность задач и их величественность. Потом они перешли на другие более важные и более приятные дела.

Однако, если учесть некоторые основания для демобилизации ряда крупных ученых, то, по моему убеждению, нет никаких оснований для полной научной демобилизации в этой области. К сожалению, такая демобилизация идет. Мало того, что вместе с крупнейшими учеными из МСМ ушло много молодежи, которая еще могла бы поработать над проблемами усовершенствования оружия, ряд специалистов, под теми или иными предлогами перешел в Москву, некоторые из них ушли в аппарат министерства.

Между тем ослабление научно-исследовательской работы в области усовершенствования атомного и водородного оружия, и прекращение поисков новых направлений, поисков новых видов физического оружия, в наш стремительный век может привести к печальным неожиданностям. Пока ослабление научной работы мало сказывается на разработке оружия. Упадок науки отразится на работе конструкторов позже, когда истощатся старые, почти не пополняемые научные запасы.

Я сейчас говорю не только о НИИ-1011. Я знаю, что в КБ-11 существует аналогичное положение. Вообще, из МСМ улетучилась научная атмосфера, без которой невозможна никакая творческая работа. Исчезновение научной атмосферы объясняется не только уходом большинства крупных ученых, но и тем, что все институты Академии Наук, ранее занимавшихся проблемами, связанными с разработкой оружия, теперь прекратили эти работы: ЛИПАН, Институт Физических проблем, ФИАН, нынешний институт в Дубне, Лаборатория В – группа Блохинцева и др. Это обстоятельство резко сократило количество людей, занимающихся наукой в

области вооружения, прекратило приток новых идей, прекратило рост молодежи и приток ее из этих институтов в КБ-11 и НИИ-1011. Небольшое число крупных специалистов, оставшихся в МСМ, заняты залатыванием прорех, образующихся то здесь, то там.

Их начинает уже захлестывать текущая работа по созданию различных зарядов для возросшего числа носителей.

Как же быть дальше?

Мне представляется, что сначала надо выяснить, почему не только пожилые академики, но и много молодежи ушло из МСМ, почему научные работники очень неохотно уезжают из крупных городов в секретные институты МСМ, особенно удаленные от Москвы.

Как уже говорилось, основная причина – это превращение проблемы ядерного оружия в повседневное дело.

Как же привлечь к трудной, длительной не первостепенной, но очень важной работе, высококвалифицированных и талантливых людей?

Надо устранить препятствия, мешающие талантливым людям работать в институтах МСМ, находящихся далеко от Москвы. Многие понимают важность работ в области вооружения, но они боятся:

– лишиться возможности возвратиться в Москву, если они заболеют, или если кончится работа по их специальности, или если они не справятся с работой, или не сработаются с руководством;

– выпасть из научного мира, коль скоро они не смогут печатать свои научные работы;

– отстать от своих московских коллег, поскольку на работах в МСМ значительно труднее получить ученые степени и звания, чем на открытых работах;

– потерять работу в ВУЗе;

– попасть вместе с семьями навечно в плохие бытовые и культурные условия жизни;

– лишиться заграничных командировок.

Вопросы зарплаты не имеют для научных работников особого значения, коль скоро наша Партия обеспечила всех ученых, имеющих ученые степени, хорошим заработком. Однако, следует развеять миф о том, что ученые, работающие в институтах МСМ, удаленных от Москвы, зарабатывают больше своих московских или ленинградских товарищей, работающих на неоткрытых работах.

Доктор или кандидат наук, как и все сотрудники НИИ-1011, получает ту же зарплату, что и любой московский или ленинградский ученый того же ранга плюс 30% надбавки (за исключением нескольких человек, за которыми сохранена повышенная надбавка). Однако, почти каждый московский или ленинградский ученый в счет своего рабочего дня преподает в ВУЗе, за что он получает еще 50% оклада. Ученые НИИ-1011 преподавать не могут. Если же учесть, что многие работники НИИ-1011 отстают в научных степенях и званиях, примерно, на одну ступеньку, и учесть более тяжелые условия жизни и снабжения, то ясно, что их реальная зарплата не выше зарплаты московских и ленинградских товарищей той же квалификации. Правда, есть исключения. Мы, иногда, как говорилось выше, вынуждены назначать на высокие должности людей слабой квалификации. Эти люди может быть в Москве или Ленинграде не получили бы своей нынешней зарплаты. Но в том-то и беда, что страдают, как правило, лучшие работники. А научный уровень института

от таких выдвижений падает. Я подробно остановился на вопросе зарплаты вовсе не потому, что прошу как-то пересмотреть этот вопрос, повторяю, зарплата научных работников вполне достаточна, я хотел бы развеять миф о том, что якобы ученые в НИИ-1011 (так же, как и в КБ-11) находятся в каких-то преимущественных условиях по сравнению со своими товарищами в Москве или Ленинграде.

Мне представляется, что если не принять срочные меры, то институты МСМ – НИИ-1011 и КБ-11 – постепенно превратятся в заштатные КБ, захламленные неспособными, слабыми работниками, постепенно выдвигаемыми на высокие посты, вследствие недостатка людей необходимой научно квалификации. Мне, кажется, что только ЦК КПСС может исправить положение. По моему мнению МСМ не в силах провести сколько-нибудь существенную мобилизацию научных сил. При всем желании у него нет для этого никаких средств и рычагов.

Я прошу Вас дать указание проверить положения, высказанные мной в этой записке и разработать систему мер, способствующих прекращению ухода и стимулирующих приток научных сил в НИИ-1011. Мне кажется, что эти меры должны, прежде всего, устранить перечисленные выше препятствия, вызывающие опасения у ученых. Наконец, необходимы указания о беспрепятственном отпуске на работу к нам тех товарищей, которые этого желают. Ведь хороших работников никто добром не хочет отпускать.

Прошу Вас принять меня для беседы по затронутым мною вопросам.

Член КПСС с 1940 года, Научный руководитель и  
Главный конструктор НИИ-1011 М. С. М. п/п /К. Щёлкин/

13 января 1958 г.

### Товарищу ХРУЩЁВУ Н. С.<sup>47</sup>

Научно-исследовательский институт 1011, в котором мы работаем, организован по решению ЦК КПСС в 1955 году и находится на севере Челябинской области. Наряду с другой организацией того же профиля КБ-11 он является научным центром по созданию новых образцов атомного и водородного оружия.

За пять лет существования института на территории, занятой ранее лесами, построены производственные здания общей площадью 85 тыс. м, построен математический корпус, в котором работают две современные электронно-счетные машины (М-20 и «Стрела»). Всего в институте работает более 5 тыс. человек, из них в научно-исследовательских и конструкторских подразделениях около 1800 человек, в том числе 17 кандидатов наук, 3 доктора наук, 2 члена-корреспондента АН СССР.

Созданные на территории института два крупных специализированных завода обеспечивают экспериментальные работы и выпуск опытных образцов оружия. Построен город с населением около 20 тыс. человек и жилой площадью 100 тыс. м<sup>2</sup>. Общие капиталовложения к 1960 г. составляют около 850 млн рублей.

Несмотря на трудности периода строительства институтом с 1955 по 1960 гг. создан ряд новых образцов оружия, находящихся в серийном производстве или подготовленных к нему.

В 1958 г. за создание водородного заряда новой конструкции коллективу научных работников института была присуждена Ленинская премия.

Тем не менее, наш институт в настоящее время переживает большие трудности, о которых мы считаем необходимым рассказать. Речь идет о кадрах научных работников и прежде всего о научных работниках в области физики, которые определяют дальнейшее развитие научных проблем института.

Имея в своем составе небольшой костяк опытных научных работников, работавших с 1947–1950 гг. в родственном по тематике КБ-11, наш институт после 1955 г. значительно вырос за счет молодых специалистов, окончивших ВУЗы. Специалистами в области физики мы пополнились главным образом за счет выпускников Московского университета и Московского инженерно-физического института – лучших и, пожалуй, единственных Вузов страны, готовящих научных работников нужной нам специальности. Однако, уже набор молодых специалистов обычно сопряжен с большими трудностями. Так в 1956 году из 25 физиков-теоретиков, окончивших Московский университет и направленных к нам на работу, прибыло только 11, несмотря на сильное давление на них со стороны МСМ и университета. К 1960 году четверо из них уволилось по собственному желанию, а из оставшихся 7 специалистов есть такие, которые настойчиво добиваются перевода в Московские институты. Это обстоятельство тем более тяжело для института, что уход опытных сотрудников не может быть компенсирован новым набором молодежи, как правило, затрачивающей несколько лет для действительного включения в научную работу.

---

<sup>47</sup> Материалы переписки... ФГУП «РФЯЦ–ВНИИТФ», Снежинск. 2004. С. 28–30. См. также Российский ядерный центр: Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е. И. Забабахина / под ред. М. Е. Железнова. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2015. – 480 с.: ил. ISBN 978-5-902278-71-9. С. 436–438.

Имеются факты, когда отдельные руководители Московских научных организаций занимаются переманиванием наших лучших научных работников, предлагая им для этой цели квартиры в Москве и выгодные материальные условия.

Ориентация ряда основных творческих работников института на завершение своего пребывания в провинции особенно усилилась в последнее время, когда многие научные сотрудники сочли старую тематику исчерпанной. Такая обстановка в значительной степени исключает возможность подлинно плодотворной научной работы и грозит существованию института как научной организации.

Такое положение не является новым и специфическим для нашего института, ведь перестали существовать научные организации на действующих атомных промышленных комбинатах МСМ, например, на предприятии Челябинск-40, с которых ушли в Москву все более или менее крупные ученые. В настоящее время концентрация физических институтов в Москве несравненно большая, чем это было, например, в предвоенные годы. Крупнейший в мире ядерно-физический Московский комплекс начинает расти в некоторой степени стихийно, притягивая к себе лучшие кадры из других городов Советского Союза, обедняя там научные центры и создавая препятствия для развития новых организаций. Московский физический комплекс непрерывно усиливается, пополняясь способными выпускниками лучшего в Советском Союзе Московского университета, оседающими в Москве, откуда бы они ни попали в МГУ.

Таким образом, Московский физический комплекс превратился в гигантский магнит, собирающий наиболее способных и энергичных людей. Эти люди, проявляя инициативу и настойчивость, добиваются дальнейшего расширения работ и строительства в Московских научно-исследовательских институтах уникальных физических установок, процесс лавинно нарастает. Не случайно и то, что строительство уникальной установки – ускорителя элементарных частиц до рекордной энергии в 50 миллиардов вольт – в г. Серпухове, в 100 км от Москвы, а не где-нибудь в другом районе Советского Союза, где эта установка могла бы служить центром кристаллизации научных кадров.

Атомная промышленность и энергетика размещены в основном на Урале и в Сибири. Между тем все научно-исследовательские и проектно-конструкторские организации этого профиля находятся в Москве

(Институт атомной энергии им. Курчатова, институт экспериментальной и теоретической физики, институт, где директором член-корреспондент А. Н. Доллежал, научный центр ядерной энергетике в г. Обнинске вблизи Москвы).

Такая концентрация ядерно-физической науки в Москве отрицательно сказывается на развитии науки. Удачное размещение научно-исследовательских центров помимо большого стратегического значения дало бы ряд преимуществ, способствующих развитию науки:

- более тесную связь науки с промышленностью;
- наиболее широкую базу для отбора и выдвижения молодых талантливых ученых;
- различные подходы к вопросам науки, отсутствие унификации мнений и более широкий фронт поисков.

Приведем данные, характеризующие размещение в СССР и США научных сил в области физики.

В основном физическом журнале СССР, журнале экспериментальной и теоретической физики за 6 месяцев 1959 г. опубликовано 363 статьи, ниже показано их распределение по месту работы авторов.

Отсюда видно, что подавляющее число работ делается в Москве. Другая картина в США – 440 статей аналогичного журнала «Физическое обозрение» распределены по штатам следующим образом:

Нью-Йорк 83

Калифорния (штат, в котором находится научный центр атомного оружия Ливермор) 68

Иллинойс (Чикаго и Лемонт – научные центры энергетического реакторостроения) 65

Нью Джерси (Принстонский университет) 45

Остальные научные центры, равномерно распределенные по стране 179

Физические научные центры в США тесно связаны с атомными промышленными объектами. Самый крупный центр по производству урана 235 – Окридж – является одновременно одним из крупнейших центров ядерных исследований, в котором работает более 1000 ученых и инженеров. В частности, там сооружена термоядерная установка того же типа, что и построенная в Институте Атомной Энергии в Москве ОГРА.

В главнейших научных центрах атомного оружия Ливерморе и Лос-Аламосе, вдали от столицы, удалось собрать и сохранить большие группы крупных ученых самого разнообразного профиля, способных вести фундаментальные исследования во всех областях физики.

По соседству с атомными институтами США расположены крупные университеты, выпускающие молодых ученых, так недалеко от Ливермора, в Беркли, находится крупнейший в США университет, оснащенный современными установками, в том числе мощным ускорителем элементарных частиц – синхрофазотроном. В наших условиях, физико-математический факультет Уральского университета не в состоянии справиться с этой задачей, не имея, практически, лабораторной базы и достаточного количества опытных специалистов в области ядерной физики.

В Ливерморе и Лос-Аламосе научная работа ведется в значительно более широком плане, чем в КБ-11 и НИИ-1011. Наряду с разработкой атомного и водородного вооружения, там ведутся большие работы по ракетным атомным двигателям и широкие исследования в области термоядерных реакций.

Важным обстоятельством, способствующим концентрации науки, являются несравненно лучшие в Москве, чем в других городах Советского Союза материально-бытовые и культурные условия жизни.

Изложенное выше, по-видимому, относится и к другим отраслям науки, и правильный выход из создавшегося положения подсказывается решением ЦК КПСС о создании Сибирского научно-исследовательского центра. К сожалению, Новосибирск находится от нас не ближе, чем Москва, а физические науки в нем представлены относительно слабо.

По нашему мнению необходимо принять меры, способствующие сохранению уже созданного в НИИ-1011 научного коллектива и дальнейшему развитию науки на периферии, а именно:

Создать на Урале комплекс физических и учебных институтов. Этот комплекс должен быть по необходимости крупным, представлять современные направления

физики, и иметь уникальную технику. В противном случае он окажется нежизнеспособным и затраты на его создание не принесут пользы.

Привлечь из Москвы опытных специалистов для организации в НИИ-1011 центра термоядерных исследований. Закрепление уже работающих на Урале специалистов и привлечение новых требует коренного улучшения материально-бытовых и культурных условий жизни.

Просим Вас рассмотреть эти вопросы.

Член-корреспондент АН СССР п/п К. И. Щёлкин  
Член-корреспондент АН СССР п/п Е. И. Забабахин  
Доктор физико-математических наук п/п Ю. А. Романов  
Доктор технических наук п/п Б. К. Шембель  
Доктор физико-математических наук п/п Н. Н. Яненко

**Товарищу ЗЕРНОВУ П. М., Товарищу ПАВЛОВУ Н. И.<sup>48</sup>**

В последние годы вопросы вооружения стали занимать весьма большое место в работе МСМ.

По нашему мнению в стиле ведения, планирования вооруженческих работ и в качестве их выполнения имеется слишком много серьезных недостатков, происходящих от единоличных решений и субъективного подхода, от разобщенности КБ друг от друга и отсутствия достаточного руководства конструкторскими организациями.

Объединенный научный совет занимается теоретическими вопросами и вопросы конструкции остаются вне поле его зрения. Он по своему составу и назначению не может заниматься вопросами конструкции.

Для квалифицированной подготовки предложений по вопросам вооружения, по нашему мнению, необходимо создать при Министре Научно-технический комитет по специальному вооружению. Комитет должен быть небольшим по составу и очень квалифицированным.

Вся подготовительная работа к заседаниям комитета должна быть сосредоточена в секциях. По нашему мнению должны быть следующие секции:

а) заряда, компоновки и ОТТ. От НИИ-1011 в эту секцию можно ввести тт. Забахина и Есина,

б) электросхем и датчиков. От НИИ-1011 в эту секцию можно ввести т. Покровского,

в) высоковольтной, низковольтной аппаратуры и источников питания, от НИИ-1011 – Желтов и Белявский,

г) стендов, базовой оснастки и средств контроля, от НИИ-1011 – Ломинский, Клопов, Вовченко.

В состав Научно-технического комитета от КБ-11 целесообразно ввести тт. Музрукова, Харитона, Негина. Соответственно надо ввести по три человека от НИИ-1011 и КБ-25. В Комитет полезно ввести главных конструкторов СКВ и 2–3 представителей от Министерства обороны. В него, конечно, должно войти по 1–2 человека от главков Павлова и Алферова. Всего, таким образом, Комитет будет состоять из 16–17 человек.

К заседаниям Комитета следовало бы привлекать конструкторов ракет, самолетов и других носителей.

Председателем Комитета должен быть Министр или его заместитель, занимающийся вопросами специального вооружения.

Заседания Комитета проводить, примерно, раз в квартал. Секции должны работать преимущественно на объектах.

При наличии Научно-технического Комитета, за Объединенным советом остается рассмотрение теоретических и ядерно-физических вопросов, рассмотрение

---

<sup>48</sup> Материалы переписки руководителей института (1956–1969 гг.); Научно-технический совет НИИ-1011 (1955–1962 гг.); Материалы переписки по разработке новых изделий (1965–1970 гг.); О промышленном применении ядерных взрывов в народном хозяйстве (1969 г.) (Выписки: из приказов Министерства, указаний, распоряжений, переписки главка и института). ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», Снежинск. 2004. С. 27.

новых проблем, в том числе изыскание новых путей в создании зарядов, и координация работы научно-исследовательских учреждений. В соответствии с этим следовало бы уточнить состав Объединенного совета.

п/п Д. Васильев

п/п К. Щёлкин

«12» января 1959 г.

## СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

### Опубликованные источники:

1. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. I. 1938–1945. Ч. 1. М., «Наука-Физматлит», 1998. 432 с.
2. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. I. 1938–1945. Ч. 2. М., издательство МФТИ, 2002. 800 с.
3. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Книга 1. Москва–Саров: «Наука-Физматлит», 1999. 719 с.
4. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Книга 2. Москва–Саров: «Наука-Физматлит», 2000. 640 с.
5. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Книга 3. Москва–Саров: «Наука-Физматлит», 2002. 896 с.
6. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Книга 4. Москва–Саров: «Наука-Физматлит», 2003. 815 с.
7. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Книга 5. Москва–Саров: «Наука-Физматлит», 2005. 976 с.
8. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Книга 6. Москва–Саров: «Наука-Физматлит», 2006. 896 с.
9. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. II. Атомная бомба. 1945–1954. Книга 7. Москва–Саров: «Наука-Физматлит», 2007. 696 с.
10. Атомный проект СССР: Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. III. Водородная бомба. 1945–1956. Книга 1. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ; М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. - 736 с.
11. Атомный проект СССР. Документы и материалы: В 3 т. / Под общ. ред. Л. Д. Рябева. Т. III. Водородная бомба. 1945–1956. Книга 2. Москва–Саров: «Наука-Физматлит», 2009. 600 с.

### Литература:

- Аврорин Е. Н., Рыкованов Г. Н. К. И. Щёлкин. Военно-промышленная комиссия. 60 лет на страже Родины. – М.: Издательский дом «Оружие и технологии», 2017. 1176 с.: ил.
- Асташенков П. Т. Пламя и взрыв. – М.: Политиздат. 1974, 103 с. с ил.
- Атомные города Урала. Город Снежинск: энциклопедия. Под общ. ред. акад. РАН В. В. Алексеева, чл.-корр. РАН Г. Н. Рыкованова; отв. ред. д.и.н. Е. Т. Арте-

- мов, д.т.н. Н. П. Волошин. – Екатеринбург: Банк культурной информации, 2009. 358 с., ил.
- Атомное оружие России: биографическая энциклопедия: А-Я / [сост. М. А.Первов]. – Москва: Столичная энциклопедия, 2012. 723 с.
- Баташов В. М., Кашеев Н. А., Кузнецов В. Н. Завод № 814 в Атомном проекте СССР. Документы и материалы. – Екатеринбург: ОАО «Полиграфист», 2007. 176 с.
- Богуненко Н. Н. Возвращение имени. – Саров: ФГУП «РФЯЦ–ВНИИЭФ», 2014. 138 с.: ил.
- Водолага Б. К., Волошин Н. П., Кузнецов В. Н. Во главе науки ядерного центра на Урале. – Екатеринбург: Банк культурной информации, 2020. 568 с.
- Вклад ученых Химфизики в советский атомный проект. Авт.-сост. В. В. Адушкин, А. А. Сулимов. Под ред. Ю. М. Михайлова, С. М. Фролова. – М.: ТОРУС ПРЕСС, 2019. 480 с.: ил.
- Герои атомного проекта / (авт.-сост. Н. Н. Богуненко, А. Д. Пелипенко, Г. А. Соснин); Федер. агентство по атом. энергии. – М.; Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005. – 566 с.: фото, ил.
- Емельянов Б. М. Раскрывая первые страницы... : К истории г. Снежинска (Челябинска-70). – Екатеринбург: ИПП «Уральский рабочий», 1997. 343 с. ил., карты.
- Жучихин В. И. Первая атомная. – М.: ИздАТ, 1993. 112 с.: ил.
- История создания ядерного оружия в СССР (1946 – 1953 г. г.) в документах, т. I, кн. 1. – Саров (Арзамас-16), 1999.
- КБ-1. Исторический очерк. / Отв. ред. А. В. Смирнов. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ–ВНИИТФ, 2015. 392 с.: ил.
- Кирилл Иванович Щелкин. К 100-летию со дня рождения. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ. 2011. 56 с.
- Кирюшкин В. Д. Правда о «Кузькиной матери». – Снежинск: Изд-во РФЯЦ–ВНИИТФ, 2015. 68 с., ил.
- Кузнецов В. Н. Атомные закрытые административно-территориальные образования: история и современность. Часть 1. Советский период. – Екатеринбург: Банк культурной информации, 2015. 440 с.
- Кузнецов В. Н. Атомные закрытые административно-территориальные образования: история и современность. Часть 2. Постсоветский период. – Екатеринбург: Банк культурной информации, 2016. 384 с.
- Кузнецов В. Н. Немцы в советском атомном проекте. – Екатеринбург: Банк культурной информации, 2014. 272 с.
- Литвинов Б. В. Грани прошедшего (триптих). – М.: ИздАТ, 2006. 673 с., [12] л. цв. ил.
- На орбитах памяти. Авт.- сост. В. И. Никитин, Г. В. Казаченкова. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2009. 744 с.: ил.
- Российский ядерный центр: РФЯЦ–ВНИИТФ им. акад. Е. И. Забабахина / под редакцией М. Е. Железнова. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2015. 480 с.: ил.
- Харитон Ю. Б., Смирнов Ю. Н. Мифы и реальность советского атомного проекта. – ВНИИЭФ, Арзамас-16, 1994. 72 с.
- Советский атомный проект: Конец атомной монополии. Как это было... / [акад. Рос. акад. наук Негин Е. А. (рук.), канд. ист. наук Голеусова Л. П., Куличков Г. Д.,

Максименко П. П., Окутина Г. С.] ; ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики»; [под ред. Г. Д. Куличкова]. 2-е изд., испр. и доп. – Саров: [РФЯЦ–ВНИИ-ЭФ], 2003. — 214 с., л. ил., портр. (Сов. секретно. Рассекречено).

Щёлкин К. И. Обаяние большого таланта. / Воспоминания об Игоре Васильевиче КУРЧАТОВЕ. – М.: Издательство «Наука». 1988. С 424–426.

Щёлкин К. И. Избранные труды: [сборник научных статей] / под ред. Б. Г. Лобойко. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ–ВНИИТФ, 2011. 268 с. : ил., табл.

Щёлкин Ф.К. Апостолы атомного века. Воспоминания, размышления. – М.: ДеЛи принт. 2004. 162 с.

### **Литература о К. И. Щёлкине**

Асташенков П. Т. Пламя и взрыв. 2-е изд., доп. – М. : Политиздат, 1978. 112 с., ил.

Атомные города Урала. Город Снежинск: энциклопедия. Под общ. ред. акад. РАН В. В. Алексеева, чл. -корр. РАН Г. Н. Рыкованова; отв. ред. д. и. н. Е. Т. Артёмов, д. т. н. Н. П. Волошин. – Екатеринбург: Банк культурной информации, 2009. С. 311.

Богуненко Н. Н. Возвращение имени. – Саров: РФЯЦ–ВНИИТФ, 2014. 137 с. : ил.

Волошин Н. П. К истории отечественного атомного проекта : курс лекций для слушателей учеб. заведений «Росатома», студ. физ. специальностей вузов (14 лекций, 34 академических часа) / [отв. ред. Т. Г. Новикова]. Ред. 2-я, испр. – М.: ИздАТ, 2009. С. 74–85.

Герои атомного проекта. – М. – Саров : ФГУП РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2005. С. 431–432.

Губарев В. С. Белый архипелаг Сталина. Документальное повествование о создании ядерной бомбы, основанное на рассекреченных материалах «Атомного проекта СССР». – М. : Мол. гвардия, 2004. С. 77–83.

Дубовицкий Ф. И. Институт химической физики (очерки истории). – Черноголовка. 1992. 812 с.

Емельянов Б. М. Раскрывая первые страницы...: К истории г. Снежинска (Челябинска-70). – Екатеринбург: ИПП «Урал. рабочий», 1997. С. 13, 15, 52, 78, 87, 93.

КБ-1. Исторический очерк. / Отв. ред. А. В. Смирнов. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ– ВНИИТФ, 2015. С. 10.

Кирилл Иванович Щёлкин. К 100-летию со дня рождения. – Снежинск: РФЯЦ–ВНИИТФ. 2011. 56 с.

Кирюшкин В. Д. Правда о «Кузькиной матери». – Снежинск: Изд-во РФЯЦ–ВНИИТФ, 2015. С. 4, 43, 52, 54.

Кудряшов Н. А. Трижды Герой Социалистического Труда Кирилл Щёлкин // Кудряшов Н. А. Берия и советские ученые в атомном проекте. – М.: НИЯУ МИФИ, 2013. С. 137–156

Литвинов Б. В. Ученый и гражданин (К 90-летию Кирилла Ивановича Щёлкина) // Литвинов Б. В. Грани прошедшего: воспоминания. – М.: ИздАТ, 2006. С. 539–565.

Михайлов А. Л. «Улицы Щёлкина нет в Сарове. Почему?» // Новый город. № 19 (11 мая) 2011 г.

Николай Николаевич Яненко. Очерки, статьи, воспоминания. Новосибирск: Издательство «Наука», 1988. С. 61, 68.

Симоненко В. А. Наш первый научный руководитель: К 90-летию Щёлкина Кирилла Ивановича. Снежинск: РФЯЦ–ВНИИТФ, 2001. 15 с., [5] л. ил.

Симоненко В. А. Первый научный руководитель и главный конструктор // Бюллетень по атомной энергии. 2005. № 4 С. 12–16.

Советский атомный проект. Конец атомной монополии. Как это было...2-е изд., исправ. и доп. – Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ. 2000. С. 159–160.

Щёлкин Ф.К. Апостолы атомного века. Воспоминания, размышления. М. : ДеЛи принт. 2004. 162 с.

Щёлкин Кирилл Иванович // На орбитах памяти: об основателях и создателях уральского ядерного центра. Снежинск: Изд-во РФЯЦ–ВНИИТФ, 2009. С. 681–705.

Научное издание

**КИРИЛЛ ЩЁЛКИН:  
УЧЕНЫЙ, ГРАЖДАНИН, СОЛДАТ**

*Рекомендовано к печати*

*Ученым советом Института истории и археологии УрО РАН,  
Ученым советом Физического института имени П.Н. Лебедева РАН,  
Редакционно-издательским советом РФЯЦ-ВНИИТФ*

Формат 70x100 1/16

Гарнитура Times

Усл.-п. л. 26,33. Уч.-изд. л. 17,22

Тираж 300 экз.

Издатель – Российская академия наук

Верстка и печать – УНИД РАН

Отпечатано в экспериментальной цифровой типографии РАН

Издается по решению Научно-издательского совета  
Российской академии наук (НИСО РАН)  
и распространяется бесплатно