**Министерство строительства
и жилищно-коммунального хозяйства
Российской Федерации**

**Федеральное автономное учреждение
«Федеральный центр нормирования, стандартизации
и оценки соответствия в строительстве»**

Методическое пособие

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ПОЖАРОБЕЗОПАСНЫХ РАССТОЯНИЙ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ПРОМЫШЛЕННЫХ ПРЕДПРИЯТИЙ

Москва 2016

СОДЕРЖАНИЕ:

Введение **6**

1. Общие положения **11**

2. Анализ методов оценки значений опасных факторов пожара при аварийных выбросах горючих веществ **14**

2.1 Методики оценки опасных факторов пожара при струйных выбросах газа 14

2.1.1 Ламинарный диффузионный факел 15

2.1.2 Турбулентный диффузионный факел 15

2.1.3 Аэродинамическая теория горения факела 16

2.1.4 Расчет газового факела по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности 17

2.1.5 Расчет турбулентного диффузионного факела, основанный на статистической теории турбулентной диффузии 18

2.1.6 Влияние силы тяжести на конфигурацию факела 18

2.1.7 Осесимметричное турбулентное диффузионное пламя 19

2.1.8 Влияние ветра на конфигурацию пламени 22

2.1.9 Модель точечного источника («PS») 24

2.1.10 Модель многоточечного источника 25

2.1.11 Модель линейного (линейно-поверхностного) источника 27

2.1.12 Модели поверхностного излучателя 29

2.1.13 Модель, представленная в [39] 31

2.1.14 Методика Shell Shepherd Desktop Technical Guide [40] 35

Литература к разделу 2.1 36

2.2 Анализ методик расчета опасных факторов пожара при аварийных выбросах горючих жидкостей **39**

2.2.1 Классификация жидкостей по способам хранения 39

2.2.2 Выброс, разлитие и испарение различных жидкостей 43

2.2.3. Горение пролитой жидкости 72

Литература к разделу 2.2 93
2.3 Анализ методик оценки опасных факторов пожара при сгорании газопаровоздушных смесей 100
2.3.1 Определение радиуса воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака в случае пожара-вспышки..... 100
2.3.2 Дефлаграционное сгорание облака 101
2.3.3 Детонационное сгорание облака 111
2.3.4 Модель расчета параметров опасного воздействия при сгорании облаков ГПВС [15] 115
Литература к разделу 2.3 122
2.4 Оценка опасных факторов воздействия огненного шара.....123
2.4.1 Явление огненного шара 123
2.4.2 Опасности огненного шара 124
2.4.3 Нестационарное развитие огненного шара. Максимальная величина ОШ 125
2.4.4 Характерные времена развития ОШ 130
2.4.5 Время существования огненного шара..... 131
2.4.6 Высота подъема огненного шара..... 134
2.4.7 Перенос тепловой энергии от ОШ 134
Литература к разделу 2.4 138
3 Критерии, определяющие степень опасного воздействия факторов пожара на людей, здания, сооружения и технологическое оборудование 140
3.1 Критерии поражения ударной волной 140
3.1.1 Возможные последствия воздействия ударной волны на людей, оборудование, здания и сооружения..... 140
3.1.2 Детерминированные критерии оценки поражающего действия УВ 144
3.1.3 Вероятностные критерии оценки поражающего действия УВ 147
3.2 Критерии поражения тепловым излучением 148

3.2.1 Детерминированные критерии оценки поражения тепловым излучением 152
3.2.2 Вероятностные критерии оценки поражения тепловым излучением 159
Литература к разделу 3 160
4 Инженерные формулы для оценки пожаробезопасных расстояний для людей, зданий и сооружений при возникновении различных вариантов аварийных ситуаций с пожарами и взрывами 162
4.1 Определение безопасных расстояний при «пожаре-вспышке» ... 162
4.1.1 Горючее вещество – газы горючие (метан, пропан, этан, н-бутан, водород) 162
4.1.2 Горючее вещество – жидкости 165
4.1.3 Горючее вещество – сжиженные углеводородные газы 166
4.2 Определение безопасного расстояния при воздействии ударной волны 171
4.3 Определение безопасных расстояний при воздействии теплового излучения 181
4.3.1 Пожар пролива 181
4.3.2 Огненный шар 189
4.4 Определение безопасных расстояний при воздействии высокотемпературных пламен струйных выбросов горючих веществ 193
Литература к разделу 4 196
5 Методология оценки пожаробезопасных расстояний при выбросах горючих веществ из технологического оборудования 198
5.1 Общие положения 198
5.2 Оценка пожаробезопасных расстояний при воздействии теплового излучения пожаров разлитий жидкостей 199
5.2.1 Используемые обозначения 199
5.2.2 Исходные соотношения 200

5.3 Оценка пожаробезопасных расстояний при воздействии теплового излучения огненного шара 203
5.3.1 Используемые обозначения 203
5.3.2 Исходные соотношения..... 204
5.4 Оценка пожаробезопасных расстояний при воздействии ударных волн 205
5.4.1 Используемые обозначения 205
5.4.2 Исходные зависимости..... 206
5.5. Оценка пожаробезопасных расстояний при воздействии высокотемпературных пламен струйных выбросов....214
5.5.1 Используемые обозначения 214
5.5.2 Исходные соотношения..... 215
5.6 Оценка пожаробезопасных расстояний при сгорании газопаровоздушных облаков в режиме «пожара-вспышки» 218
5.6.1 Используемые обозначения 218
5.6.2 Исходные соотношения..... 219
Заключение **..... 223**

Введение

Основанием для проведения настоящей работы является государственное задание на оказание услуг (выполнение работ) Федеральным автономным учреждением «Федеральный центр нормирования, стандартизации и технической оценки соответствия в строительстве» на 2016 год по реализации комплекса мероприятий по развитию нормативной технической и научной базы в области строительства с целью повышения уровня безопасности людей в зданиях и сооружениях в соответствии с требованиями Федерального закона от 30 декабря 2009 г. № 384-ФЗ «Технический регламент о безопасности зданий и сооружений».

Комплекс мероприятий предусматривает организацию и проведение методической и разъяснительной работы по вопросам технического нормирования в сфере строительства, в том числе разработку методических материалов по применению нормативных технических документов при проектировании и строительстве зданий и сооружений.

Целью настоящей работы является разработка методического пособия, предназначенного для специалистов и руководителей проектно-изыскательских и строительных организаций, учреждений и служб заказчика (инвестора) и других заинтересованных организаций для научно-обоснованного определения пожаробезопасных расстояний при проектировании промышленных объектов.

Методическое пособие разрабатывается с целью уточнения и дополнения требований пожарной безопасности в действующих нормативных документах, обеспечивающих соблюдение Федеральных законов от 30 декабря 2009 г. № 384-ФЗ «Технический регламент о безопасности зданий и сооружений» и от 22 июля 2008 № 123-ФЗ «Технический регламент о требованиях пожарной безопасности», а также при разработке сводов правил, отражающих особенности проектирования, строительства и эксплуатации объектов промышленного назначения.

Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи:

а) проведен анализ существующих методов оценки опасных факторов пожара на персонал, технологическое оборудование, здания и сооружения промышленных предприятий при различных вариантах возможного развития чрезвычайных ситуаций;

б) проведен анализ применяемых критериев, определяющих степень опасного воздействия факторов пожара на человека, оборудование и промышленные объекты;

в) разработана научно-обоснованная методика расчета пожаробезопасных расстояний для объектов промышленного назначения.

Методическое пособие разработано в развитие положений СП 56.13330.2011 «Производственные здания. Актуализированная редакция СНиП 31-03-2001»,СП 43.13330.2012 «Сооружения промышленных предприятий. Актуализированная редакция СНиП 2.09.03-85» и СП 18.13330.2011 «Генеральные планы промышленных предприятий. Актуализированная редакция СНиП II-89-80*» для реализации проектировщиками требований, заложенных в сводах правил, и выполнения более грамотного и рационального проектирования.

Оценка пожаробезопасных расстояний является одной из основных составных частей прогнозирования возможных вариантов развития пожаров на промышленных предприятиях. Она позволяет определить контуры опасного воздействия пожара на людей, технологическое оборудование, здания и сооружения промышленных предприятий и предопределить зоны, где это воздействие будет находиться в пределах допустимых значений, а также оценить вероятность каскадного развития пожаров как наиболее тяжелого случая техногенной аварии. Данная оценка позволит принимать обоснованные управленческие решения по безопасному и рациональному размещению сил и средств, участвующих в ликвидации пожаров и чрезвычайных ситуаций, а также по безопасной эвакуации персонала

промышленных предприятий при угрозе пожара.

Пособие предназначено для использования при проектировании промышленных и производственных зданий.

Исходными данными для выполнения работы являются положения действующей нормативно-технической документации и литературных источников по данному направлению, а также результаты научных исследований, проведенных ранее в ФГБУ ВНИИПО МЧС России.

В процессе работы проанализированы и приняты во внимание отдельные положения следующих нормативных документов и литературных источников:

- Федеральный закон от 21.0701997 №116-ФЗ «О промышленной безопасности опасных производственных объектов»;

- Федеральный закон от 22.07.2008 г. № 123-ФЗ «Технический регламент о требованиях пожарной безопасности»;

- Федеральный закон от 30.12.2009 г. № 384-ФЗ «Технический регламент о безопасности зданий и сооружений»;

- ГОСТ Р 12.3.047-2012 «ССБТ. Пожарная безопасность технологических процессов. Общие требования. Методы контроля»;

- СП 4.13130.2013 «Системы противопожарной защиты. Ограничение распространения пожара на объектах защиты. Требования к объемно-планировочным и конструктивным решениям»;

- СП 18.13330.2011 «Генеральные планы промышленных предприятий. Актуализированная редакция СНиП II-89-80*»;

- СП 36.13330.2012 «Магистральные трубопроводы. Актуализированная редакция СНиП 2.05.06-85*»;

- СП 42.13330.2011 «Градостроительство. Планировка и застройка городских и сельских поселений. Актуализированная редакция СНиП 2.07.01-89*»;

- СП 62.13330.2011 «Газораспределительные системы. Актуализированная редакция СНиП 42-01-2002»;

- СП 155.13130.2014 «Склады нефти и нефтепродуктов. Требования пожарной безопасности»;

- СП 156.13130.2014 «Станции автомобильные заправочные. Требования пожарной безопасности»;

- СП 231.1311500.2015 «Обустройство нефтяных и газовых месторождений. Требования пожарной безопасности»;

- СП 240.1311500.2015 «Хранилища сжиженного природного газа. Требования пожарной безопасности»;

- ВНТП 03/170/567-87 «Противопожарные нормы проектирования объектов Западно-Сибирского нефтегазового комплекса»;

- ВНТП 01/87/04-84 «Объекты газовой и нефтяной промышленности, выполненные с применением блочных и блочно-комплектных устройств»;

- ВНТП 51-1-88 «Ведомственные нормы технологического проектирования установок по производству и хранению сжиженного природного газа, изотермических хранилищ и газозаправочных станций»;

- ВУПП-88 «Ведомственные указания по противопожарному проектированию предприятий, зданий и сооружений нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности»;

- «Руководство по безопасности для складов сжиженных углеводородных газов и легковоспламеняющихся жидкостей под давлением», утв. приказом Федеральной службы по экологическому, технологическому и атомному надзору от 26 декабря 2012 г. N 778;

- «Руководство по безопасности факельных систем», утв. приказом Федеральной службы по экологическому, технологическому и атомному надзору от 26.12.2012 г. № 779;

- Федеральные нормы и правила в области промышленной безопасности «Правила безопасности в нефтяной и газовой

промышленности», утв. приказом Федеральной службы по экологическому, технологическому и атомному надзору от 12.03.2013 г.№ 101;

- Правила устройства электроустановок (седьмое издание);

- NFPA59A. Стандарт национальной ассоциации противопожарной защиты США на получение, хранение и обращение со сжиженным природным газом (СПГ). Издание 1994 г.

и других.

1. Общие положения

В настоящее время на территории Российской Федерации производится строительство и эксплуатация большого числа промышленных предприятий, в технологических процессах которых обращаются пожаровзрывоопасные вещества. Выброс в окружающее пространство пожаровзрывоопасных веществ, связанный с разгерметизацией различного технологического оборудования, является одной из основных причин возникновения аварийных ситуаций на промышленных предприятиях.

В ряде случаев, особо тяжелых, происходит развитие аварийных ситуаций, связанных с пожарами и взрывами по «эскалационному» (каскадному) сценарию, вызванному недостаточными расстояниями между зданиями и сооружениями. При данном сценарии развития аварийной ситуации пожар распространяется от одного объекта к другому.

Одним из наиболее часто используемых мероприятий по обеспечению пожарной безопасности промышленных предприятий является размещение технологического оборудования с горючими веществами на определенных расстояниях от окружающих их зданий и сооружений. Указанные расстояния должны быть не меньше минимально допустимых, регламентированных нормативными правовыми актами и нормативными документами по пожарной безопасности.

Требования к минимально допустимым пожаробезопасным расстояниям, установленные в нормативных документах в нашей стране и за рубежом основаны, как правило, на обобщении отечественного и мирового опыта эксплуатации соответствующих объектов, а также на статистических данных и научных разработках 50-60 годов XX в. В условиях прогресса и постоянного роста объемов производств необходима разработка методологии по оценке пожаробезопасных расстояний, основанной на анализе сценариев развития аварий с пожарами и взрывами с вычислением значений поражающих факторов (давления в волне

сжатия, интенсивности теплового излучения и т.п.) на различном удалении пожароопасного оборудования.

Данная методология также необходима для осуществления прогнозирования возможных вариантов развития пожаров на промышленных предприятиях при возникновении аварийной ситуации.

Возникновение аварий, сопровождаемых пожарами и взрывами на промышленных объектах, может оказать опасное, а в некоторых случаях катастрофическое, воздействие на соседние объекты, здания, сооружения и оборудование. При этом в зависимости от количества и типа горючего вещества и материала, участвующего в пожаре и взрыве, возможных вариантах развития аварии опасные факторы пожара и взрыва будут различными.

При авариях с оборудованием, где обращаются горючие жидкости, газы и пары, основными опасными факторами пожара и взрыва являются:

- прямое воздействие высокой температуры факела при струйном выбросе горючей среды из технологического оборудования;

- тепловое излучение от пожаров разлитий и выбросов горючих веществ;

- параметры ударных волн, образующихся при дефлаграционном или детонационном сгорании газопаровоздушных смесей горючих веществ в окружающей атмосфере.

Оценка пожаробезопасных расстояний является одной из основных составных частей прогнозирования возможных вариантов пожаров на промышленных предприятиях. Она позволяет определить контуры опасного воздействия пожара на людей, технологическое оборудование, здания и сооружения промышленных предприятий и предопределить зоны, где это воздействие будет находиться в пределах допустимых значений, а также оценить возможность каскадного развития пожаров как наиболее тяжелого случая техногенной аварии. Данная оценка позволит принимать обоснованные управленческие решения по безопасному и рациональному размещению сил и средств, участвующих в

ликвидации пожаров и чрезвычайных ситуаций, а также по безопасной эвакуации персонала промышленных предприятий при угрозе пожара.

2. Анализ методов оценки значений опасных факторов пожара при аварийных выбросах горючих веществ

2.1 Методики оценки опасных факторов пожара при струйных выбросах газа

Пожарная опасность газовых выбросов определяется, прежде всего, высокой вероятностью воспламенения и устойчивого горения выбрасываемого газа и характеризуется теплофизическими параметрами самого пламени, его размерами и формой, температурой и тепловыми потоками, а также длительностью воздействия на окружающие объекты.

Сложность оценки уровня пожарной опасности в данном случае обусловлена широким диапазоном возможного изменения условий аварийного выброса, а именно:

- скорости и направления газосброса могут варьироваться в широких пределах;

- используются различные горючие газы и газовые смеси, в том числе с инертными газами;

- выброс газа может происходить в условиях воздействия ветра различной скорости и направления;

- сбросные отверстия, образующиеся при аварийной разгерметизации технологического оборудования, могут иметь различную форму и размеры;

- выброс газа может осуществляться как в свободное, так и в загроможденное пространство и т.д. [1-2]

Развитие аварийных ситуаций, реализующихся в виде струйных выбросов горючих газов, может происходить по следующим сценариям:

- выброс газа без последующего воспламенения, образование зоны загазованности;

- мгновенное воспламенение газовой струи, образование факела газа;

- воспламенение с задержкой, сгорание образовавшегося облака газовоздушной смеси (два режима сгорания: детонационный и дефлаграционный).

Данный раздел работы посвящен вопросам определения опасных факторов пожара и взрыва, возникающих в результате мгновенного воспламенения газовой струи. Горение газовоздушных облаков рассмотрено в разделе 2.3 настоящего отчета.

2.1.1 Ламинарный диффузионный факел

Одна из первых попыток теоретического анализа закономерностей развития ламинарного диффузионного факела была предпринята в работе [3]. Изучались форма и длина пламени для двух параллельных ламинарных потоков окислителя и горючего одинаковой скорости. Было установлено, что длина ламинарного диффузионного факела $L_ф$ пропорциональна расходу горючего газа и обратно пропорциональна коэффициенту диффузии D:

$$L_ф \approx \frac{u_0 d_0^2}{D}. \qquad (2.1)$$

Аналогичный вывод был получен авторами работ [4,5] при исследовании ламинарного диффузионного пламени, образующегося при истечении струи горючего газа в неподвижный воздух.

2.1.2 Турбулентный диффузионный факел

В работах тех же авторов представлена картина последовательного перехода от ламинарного диффузионного факела к турбулентному при увеличении скорости истечения струи из горелки. Переход от ламинарного горения к турбулентному осуществляется в диапазоне чисел Рейнольдса от $1 \cdot 10^3$ до $1 \cdot 10^4$. Для области развитых турбулентных пламен было установлено, что высота пламени пропорциональна диаметру сопла и не зависит от скорости истечения. Для турбулентного диффузионного пламени, в котором эффект подъемной силы незначителен, была предложена [5] полуэмпирическая зависимость для определения

длины факела:

$$\frac{L_{\phi}}{d_0} = \frac{5{,}3}{C_T}\sqrt{\frac{T_F}{\alpha_T T_N}\left[C_T \frac{M_S}{M_N}(1-C_T)\right]}, \qquad (2.2)$$

где L_{ϕ} – видимая длина пламени; d_0 – диаметр горелки; T_F – абсолютная адиабатическая температура пламени; T_N – абсолютная температура газа, вытекающего из горелки; C_T – количество молей газа в стехиометрической смеси; α_T – отношение количества молей исходных реагентов к молям продуктов сгорания для стехиометрической смеси; M_S, M_N – соответственно молекулярные массы воздуха и горючего газа.

Значение численного коэффициента в формуле (2.2), равное 5,3, было получено путем обработки немногочисленных экспериментальных данных, полученных на горелках с диаметром проходного сечения, не превышающим 7,5 мм и, как отмечают сами авторы [4], вполне возможно, что предложенная зависимость не описывает максимальные длины пламен. Последнее было подтверждено в работе [6], где показано, что, например, для расчета максимальных размеров факелов водорода значение численного коэффициента в уравнении (2.2) должно быть примерно равным 8.

Общий теоретический анализ процесса горения не перемешанных газов, сделанный в исследовании [7], показал, что горение в диффузионном пламени происходит в некоторой сравнительно узкой зоне – фронте пламени, местоположение которого определяется условиями смешения горючего и окислителя в стехиометрическом соотношении. Температура на фронте (без учета потерь) должна быть равна адиабатической температуре горения стехиометрической смеси.

2.1.3 Аэродинамическая теория горения факела

Отсутствие горения во всем объеме позволяет рассматривать факел с аэродинамических позиций и использовать аппарат теории струй для газодинамических расчетов. Широко распространен метод расчета струи и факела,

разработанный в работе [8]. Суть метода сводится к следующему. Неизвестные профили скоростей и концентраций в поперечных сечениях факела заменяются некоторыми аппроксимирующими кривыми. Основные характеристики факела и, в частности, его длина определяются с помощью интегральных соотношений. Результаты такого приближенного расчета будут тем точнее, чем ближе аппроксимирующие функции соответствуют истинным профилям скоростей, концентраций и температур в факеле.

2.1.4 Расчет газового факела по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности

В развитие аэродинамической теории горения в работах [9,10] был предложен способ расчета газового факела по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности. Метод базируется на внешней аналогии между процессами перераспределения импульса в турбулентных струях и процесса теплопроводности, откуда появляется возможность, при соответствующих условиях, совместить кривые распределения. Таким образом, в конечном счете, результаты решения задачи теплопроводности используются для расчета закономерностей развития турбулентного факела. При этом исходная система нелинейных уравнений переноса импульса, тепла и вещества в турбулентном пограничном слое заменяется системой линейных однородных зависимостей типа уравнений нестационарной теплопроводности, методы решения которых хорошо отработаны. Окончательные уравнения содержат эмпирическую константу, которая определяется из опыта путем сравнения теоретических и экспериментальных кривых изменения импульса и избыточного теплосодержания вдоль оси факела. Последнее обстоятельство в значительной мере снижает ценность названного метода, поскольку в некоторых случаях для получения эмпирической константы необходимо из опыта определить распределение температуры по оси факела, что практически равносильно определению его длины.

2.1.5 Расчет турбулентного диффузионного факела, основанный на статистической теории турбулентной диффузии

Полуэмпирическим является также метод расчета турбулентного диффузионного факела, основанный на статистической теории турбулентной диффузии, представленный в работах [11-13]. Основной физический параметр, используемый в этом методе для расчета размеров факела – дисперсия струи, так же заимствуется из опыта. Как видно, роль эксперимента при определении длины турбулентного диффузионного факела до настоящего времени остается определяющей.

2.1.6 Влияние силы тяжести на конфигурацию факела

В рассмотренных выше методах расчета турбулентных диффузионных факелов практически не учитывалось влияние сил поля тяжести на процессы смешения и горения в газовом факеле, что, по мнению ряда авторов [6, 13-15], приводит к завышению расчетных значений длины факела. Анализируя влияние сил поля тяжести на размеры пламени, авторы многих работ [4, 6, 13-16] приходят к выводу, что мерой действия подъемной силы в факеле должно являться число Фруда (*Fr*). Для расчетов длины турбулентных диффузионных факелов предлагается использовать [6, 13,15,16] уравнение следующего вида:

$$\frac{L_{ф}}{d_0} = m \cdot Fr^n \ , \qquad (2.3)$$

где m и n – переменные коэффициенты.

Предлагаемая зависимость достаточно проста, однако ее использование вызывает значительные затруднения, так как даже для подобных условий истечения в разных работах предлагаются зависимости с различными показателем степени n при числе Фруда, значения которого изменяется от 0 до 0,2. Сводка формул, предлагавшихся различными авторами для оценки длины турбулентного диффузионного факела, данная в работе [17], также свидетельствует о крайней разноречивости в оценке размеров пламени.

Использование критерия Fr для оценки влияния подъемных сил на длину факела было подвергнуто обоснованной критике в исследовании [14]. В частности отмечалось, что важнейшими параметрами, характеризующими горение, являются числа Рейнольдса и Архимеда. Число Ar характеризует отношение скоростного напора к выталкивающей силе, действующей на объем пламени, и является для горящего факела физическим параметром. Критерий же Fr, определенный по диаметру сопла, для факела в физическом смысле ничего не характеризует и является формальным.

В свою очередь, обрабатывая собственные опытные данные, полученные на водороде, метане и пропане в широком диапазоне чисел *Re*, автором названной работы были получены аппроксимирующие зависимости для расчета длины турбулентного факела. Предложенные зависимости находятся в качественном согласии с экспериментальными данными и других авторов, однако в количественном плане наблюдаются значительные расхождения. Так, например, максимальные относительные размеры факелов (длина пламени, отнесенная к диаметру горелки), определенные в работе [14], составляют для водорода 150–160, метана – 180–200, пропана – 280–300, в то время как авторы большинства исследований [6, 18–21] приходят к выводу о том, что максимальная относительная длина названных факелов составляет, соответственно, для водорода – 250, метана – 350 и пропана – 600.

2.1.7 Осесимметричное турбулентное диффузионное пламя

Представляют интерес подходы к определению формы и длины турбулентного факела, разработанные в работе [22]. В ней для того, чтобы осветить общие свойства явлений, связанных с турбулентными диффузионными пламенами, при сохранении простого аналитического описания, рассматривалось осесимметричное турбулентное диффузионное пламя. Основной целью ставилось достижение понимания явления с учетом возможности получения практических выводов. Принимались упрощающие предположения, не приводящие к утрате существенных свойств пламени.

В предложенной модели не учитывались эффекты, связанные с изменением плотности, кроме расчета потока количества движения, в котором используется действительная плотность подаваемого вещества, т. е. горючего. Учитываются пульсации величины концентрации и связанных с ней величин.

Математическое описание идеального турбулентного диффузионного пламени базировалось на предположении о равномерности физических свойств, что позволяет не рассматривать влияние горения на структуру потока.

При определении формы пламени было сделано предположение о том, что положение стехиометрического контура и соответственно массовой доли горючего газа на ней ($f_{стех}$) в турбулентной струе пульсируют в диапазоне $\pm f^*$,а зона реакции составляет конечный объем, заключенный между поверхностью ($f_{стех} - f^*$) и поверхностью ($f_{стех} + f^*$).

Наружная поверхность соответствует ($f_{стех} - f^*$),поскольку на ней присутствует в основном газ с «бедным» содержанием горючего, а химическая реакция происходит в те моменты времени, когда смесь содержит максимальное количество горючего.

Используя соотношение

$$\frac{u}{u_0} = f = \frac{6{,}57 d_0}{x(\rho_\infty / \rho_0)^{0,5}} \left[1 + 58 \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right]^{-2}, \qquad (2.4)$$

справедливое для осесимметричных турбулентных струй, автор [22] получает выражения для координат наружного и внутреннего контуров пламени

$$\frac{r_{нар}}{x} = \left[\frac{1}{58} \left\{ \left[\frac{6{,}57}{f_{стех} - f^*} \frac{d_0}{x} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{0,5} \right]^{0,5} - 1 \right\} \right]^{0,5}, \qquad (2.5)$$

$$\frac{r_{вн}}{x} = \left[\frac{1}{58} \left\{ \left[\frac{6{,}57}{f_{стех} + f^*} \frac{d_0}{x} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{0,5} \right]^{0,5} - 1 \right\} \right]^{0,5}. \qquad (2.6)$$

Между наружной и внутренней поверхностями пламени расположена поверхность, соответствующая стехиометрическому составу газа. Радиус этой поверхности определяется формулой

$$\frac{r_{стех}}{x} = \left[\frac{1}{58} \left\{ \left[\frac{6{,}57}{f_{стех}} \frac{d_0}{x} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{0,5} \right]^{0,5} - 1 \right\} \right]^{0,5} . \qquad (2.7)$$

Длины, характеризующие пламя для каждой из этих поверхностей, получаются при условии ***r***= 0. Например, для стехиометрического контура

$$x_{стех} = \frac{6{,}57 d_0}{f_{стех} (\rho_\infty / \rho_0)^{0,5}}, \qquad (2.8)$$

где f – коэффициент смешения, физически означающий массовую долю истекающего газа, находящуюся на поверхности стехиометрического контура; ρ_0, ρ_∞ – плотности истекающего газа и окружающей атмосферы, соответственно, кг/м^3; d_0 – диаметр сбросного отверстия, м.

В табл.2.1 дается сопоставление длины контура стехиометрического состава длины пламени для четырех газообразных топлив, полученные автором [22].

Таблица 2.1

Топливо	$f_{стех}$	ρ_0/ρ_∞	$x_{стех}/d_0$	$x_{пл}/d_0$	$x_{стех}/x_{пл}$
CO	0,288	0,965	21,7	45	0,483
H_2	0,028	0,069	61,6	130	0,474
C_2H_2	0,070	0,895	89,0	175	0,508
C_3H_8	0,060	1,515	135,8	295	0,461

Рассмотрение последнего столбца табл. 2.1 показывает, что расчетная величина $x_{стех}$ приблизительно вдвое меньше, чем экспериментально полученная длина пламени $x_{пл}$. Это расхождение объясняется автором главным образом тем, что средняя плотность в пламени значительно меньше, чем в атмосфере. Если вместо ρ_∞ подставить величину $0{,}25\,\rho_\infty$, то величина $x_{стех}$ будет близка к $x_{пл}$.

Кроме того, могут играть роль пульсации, поскольку длина наружного контура пламени превышает длину контура стехиометрического состава. Полученные данные весьма интересны, однако остается неясным, для каких именно режимов горения получены значения $x_{пл}/d_0$.

Анализируя многочисленные формулы [15–17, 19–21, 23], полученные разными авторами для оценок длины турбулентного диффузионного факела, развивающегося в неподвижной атмосфере, можно сделать вывод о том, что предлагаемые зависимости весьма противоречивы и наиболее приемлемы для тех условий, в которых проводились эксперименты.

Большой практический интерес представляет оценка степени влияния добавок негорючих газов на длину диффузионного факела, поскольку выбросы горючих газов нередко оказываются забалластированными негорючими присадками (азотом, углекислотой, гелием и т. п.). Имеющиеся в литературе сведения [10, 16, 23–25] позволяют лишь качественно судить о степени влияния негорючих добавок на длину пламени, показывая, что при разбавлении горючего газа относительная длина факела должна уменьшаться. Количественные данные, представленные в работе [6], получены в достаточно узкой области изменения условий сброса горючих газов, и их трудно использовать непосредственно для практических оценок.

2.1.8 Влияние ветра на конфигурацию пламени

Рассмотренные выше работы в основном посвящены изучению факелов, развивающихся в неподвижной атмосфере. В них рассмотрен лишь частный случай прямоструйного горения газа без учета весьма значительного влияния ветра на геометрические размеры факела и гидродинамику смешения топлива с воздухом.

Вместе с тем, с точки зрения проблемы безопасности реальных объектов наибольший интерес представляет анализ каскадного развития аварий, когда линейные размеры пламен, характеризующие зоны максимального теплового воздействия, близки к противопожарным разрывам между оборудованием, и отклонение пламени от вертикальной оси под действием ветра в сторону объекта может значительно увеличить интенсивность радиационного потока вплоть до прямого контакта пламени с объектом. Вследствие этого были проанализированы теоретические и экспериментальные исследования по гидродинамике горения газа в поперечном потоке воздуха.

Имеется ряд работ, посвященных исследованию траектории дымовых газов [26, 27], в которых на основании анализа экспериментальных результатов показано, что данные по подъему дымовых газов удовлетворительно коррелируются по гидродинамическому параметру $I = \rho_0 u_0^2 / \rho_\infty u_\infty^2$, где $\rho_0 u_0^2$ и $\rho_\infty u_\infty^2$ – гидродинамические напоры дымовых газов и потока воздуха, соответственно. Для расчета высоты подъема дыма Δh над устьем трубы предложено выражение:

$$\frac{\Delta h}{d_0} = 1{,}1 \cdot I^{0,6} \qquad (2.9)$$

т. е. относительная высота подъема пропорциональна отношению гидродинамических напоров дымовых газов и потока воздуха (ветра) в степени 0,6.

В работах [25, 28] была теоретически решена задача о глубине проникновения факела в сносящий поток воздуха применительно к процессам сжигания газа в камере сгорания. Однако полученные авторами сложные зависимости для координат траектории факела практически невозможно использовать для расчетов длины и конфигурации пламен, образующихся при сбросе горючего газа, поскольку они оказались пригодными лишь для условий и допущений, при которых они были выведены.

Имеющиеся в работе [29] немногочисленные экспериментальные данные по размерам и углам наклона водородных факелов в поперечном потоке воздуха носят, в основном, качественный характер.

Представляют интерес исследования влияния ветра на характеристики струйного пламени, проведенные в аэродинамической трубе Шеффилдского университета [30, 31] при горении метана, пропана, этилена и бутана, истекающих из вертикально ориентированных труб диаметром от 6 до 22 мм с высотой 0,6 м над уровнем пола, при скоростях воздушного потока поперечного направления – от 2,7 до 8,1 м/с и при изменении чисел Ричардсона $Ri_L = Ri_o \cdot L_b / L_{bo}$ от 1,3 до 11,6.

Для указанных газов такие специфические характеристики горения, как отношения масс топлива и воздуха в стехиометрической смеси, изменялись слабо, поэтому в качестве определяющих были приняты параметры $D_s = d_o \sqrt{\rho_o / \rho_a}$ и

$\Omega = W_a / u_o$.

Наибольшее распространение при определении размеров факела при воздействии ветра в настоящее время получили подходы, основанные на анализе и систематизации нескольких серий промышленных испытаний факельных систем.

При обработке экспериментальной информации в качестве определяющих приняты критерии Ri, L_{bo}, D_s, Ω. Были использованы также результаты исследований ряда других авторов [30–33].

2.1.9 Модель точечного источника («PS»)

Данная модель рассматривается в технической литературе в двух вариантах:

- модель API-RP521 (нормативный документ Американского нефтяного института), где длина видимой (излучающей) части пламени рассчитывается как функция общего тепловыделения при сгорании топлива [34];

$$L = 6{,}04 \cdot 10^{-3} \cdot Q^{0{,}4776} \qquad (2.10)$$

Пламя рассматривается при этом как точечный источник, находящийся в геометрическом центре, т. е. примерно на середине общей длины и излучающий тепло в количестве $\eta \cdot Q$ равномерно во всех направлениях полупространства (4π стерадиан) – см. рис. 2.1.

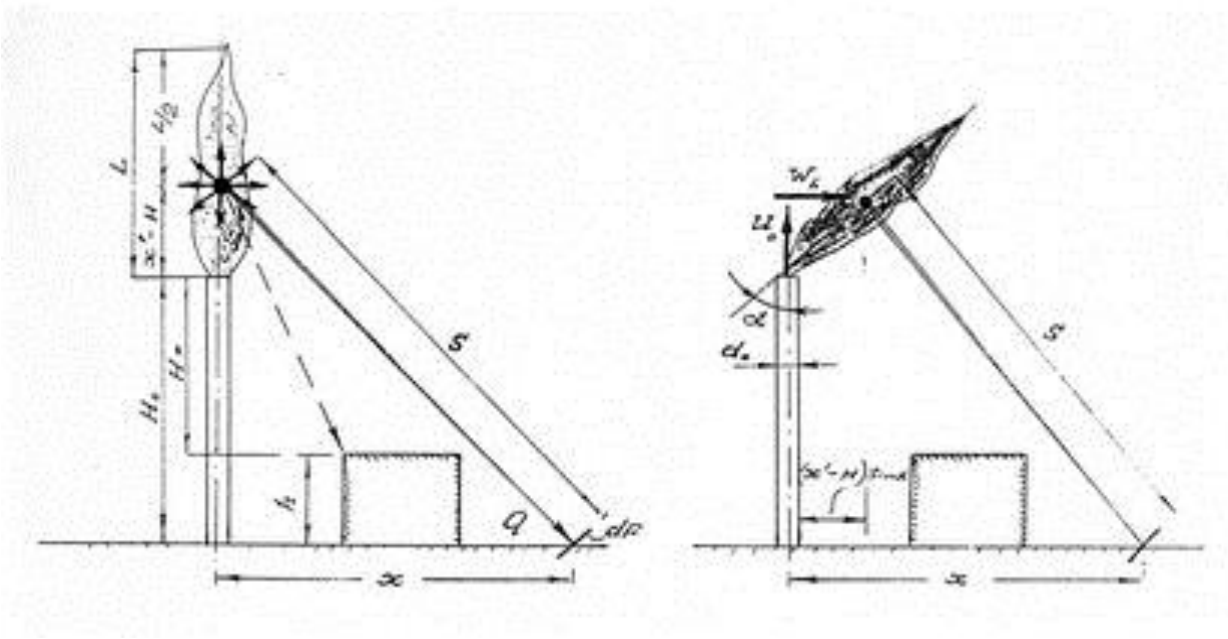


Рисунок 2.1 – К расчету воздействия факела на окружающую среду – модель Т. Бжустовски

Тепловой поток, воспринимаемый единичной площадкой на расстоянии «S» от источника:

$$q = \frac{Q \cdot \eta \cdot cos\beta}{4 \cdot \pi \cdot S^2} \quad (2.11)$$

где β – угол между нормалью единичной площадки и линией, соединяющей ее с источником излучения; η – коэффициент излучения, характеризующей долю тепла от общего теплового потенциала в виде излучения в окружающее пространство от видимой части пламени.

Т. Бжустовски была проведена модификация точечного источника в плане более четкого определения искривленной под действием ветра формы пламени [35].

Основываясь на модельных экспериментах в аэродинамической трубе, им были предложены эмпирические соотношения для расчета траектории «оси» вытянутого (дословный перевод – «ленивого») пламени при соотношении его длины к среднему диаметру $L/D_{\text{пл}} \gg 1$ (т. е. при относительно низких, значительно меньше критических, скоростях истечения газа; слабой «ижекции» воздуха в зону горения и возрастании за счет этого протяженности самой зоны реакции; большей подверженности пламени воздействию ветра и т.п.).

2.1.10 Модель многоточечного источника

В данной модели существуют три метода.

- Метод IPS. Узкое пламя большой длины рассматривается как совокупность последовательно расположенных вдоль траектории оси пламени точечных источников, каждый из которых излучает тепло независимо друг от друга во всех направлениях пространства (4π стерадиан). Иначе говоря, не учитывается поглощение тепла в пределах объема пламени, т. е. пламя рассматривается как абсолютно прозрачное [35, 36].

При этом тепловое облучение единичной площадки при равномерном тепловыделении по всей длине пламени (см. рис. 2.2):

$$q = \frac{Q \cdot \eta}{4\pi} \cdot \frac{1}{L} \int_0^L \frac{\cos\beta}{S^2} dl \,. \qquad (2.12)$$

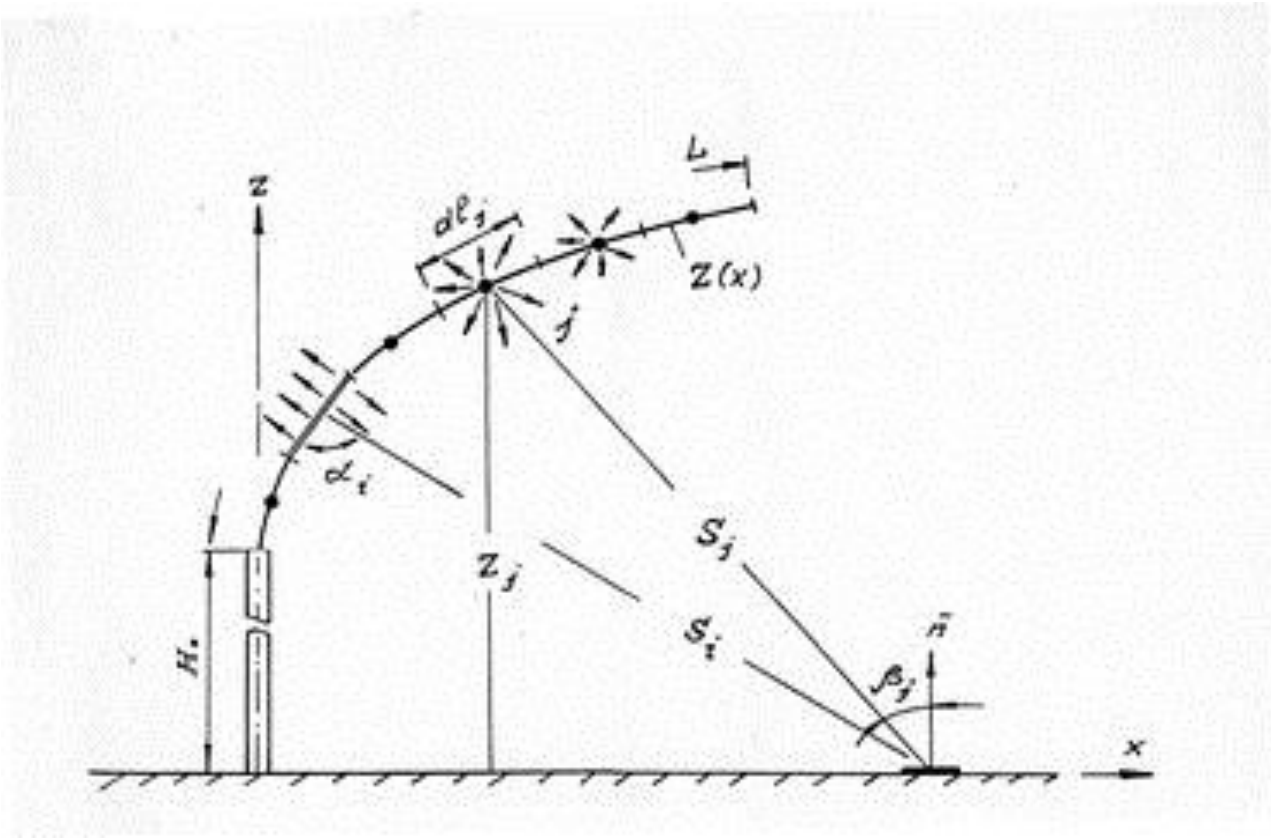


Рисунок 2.2 – К расчету модели многоточечного (линейного) источника теплового излучения от струйного пламени

- Метод IDS. В отличие от метода IPS рассматривает пламя как «абсолютно черное», т. е. полностью поглощающее излучение в пределах своего объема. При излучении в окружающее пространство идет только с поверхности. Поскольку пламя рассматривается как линейный источник [35], то

$$q = \frac{Q \cdot \eta}{\pi^2} \cdot \frac{1}{L} \int_0^L \frac{\sin\alpha \cdot \cos\beta}{\overline{S}^2} dl \,. \qquad (2.13)$$

- Метод IMS (Р. Макмаррей) – поскольку из общих физических соображений следует, что модель IPS дает завышенные, а модель IDS – заниженные значения теплового облучения объекта, Р. Макмаррейем [36] было предложено рассматривать «истинный» поток тепла в виде:

$$q_{IMS} = a \cdot q_{IPS} + (1 - a) \cdot q_{IDS} \qquad (2.14)$$

где a – числовая константа, определяемая экспериментально.

Результаты измерений и расчетов по различным моделям представлены на рис. 2.3. При $\eta = 0{,}0985$ и $a = 0{,}54$ модель IMS обеспечивает удовлетворительное согласование с экспериментом. Заметим, что расчет по модели API в ближней к основанию факела зоне дает завышенные (до 1,5 раз) значения тепловой нагрузки.

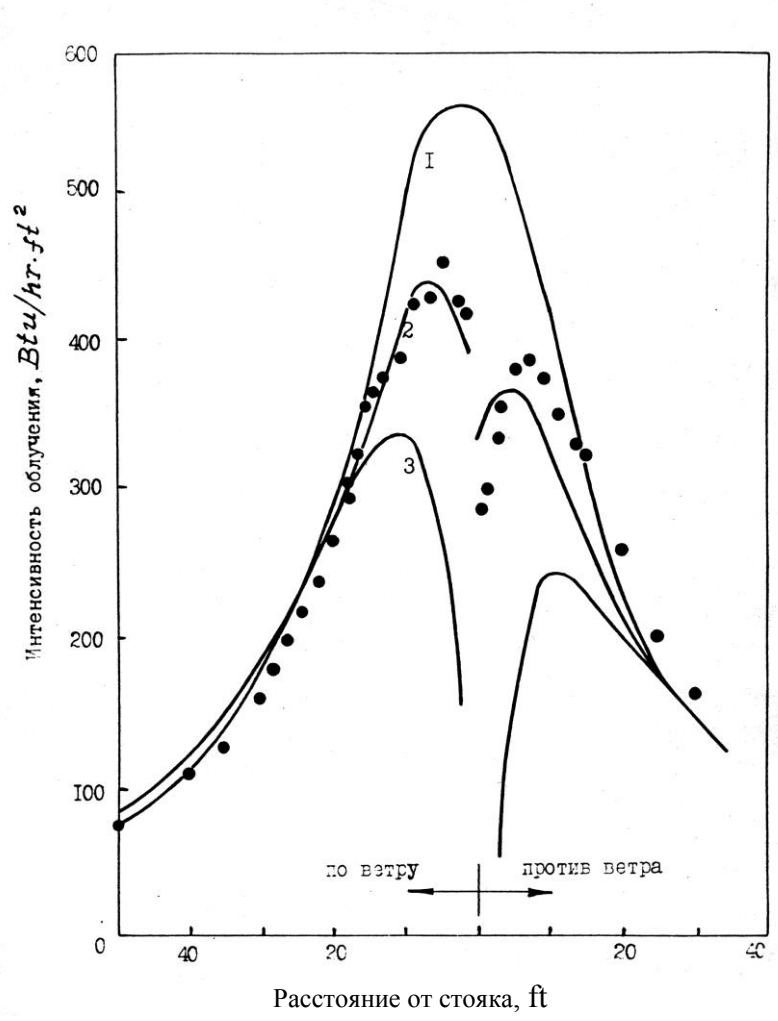


Рисунок 2.3 – Сравнение методик расчета теплового облучения от факела (1 – метод «IPS»; 2 – метод «IMS»; 3 – метод «IDS»; ● – эксперимент)

2.1.11 Модель линейного (линейно-поверхностного) источника

Модель предложена Д.М. ДеФавери и др. [37]. Тепловой поток, падающий на единичную площадку (рис. 2.4).

$$q = \int_{F_П} \frac{Q \cdot \eta \cdot \cos\beta}{4 \cdot \pi \cdot S^2} dF_П \qquad (2.15)$$

где $F_П$ – излучающая внешняя поверхность (оболочка) пламени;

$$dF_П = \pi \cdot D_П \cdot dl\,.$$

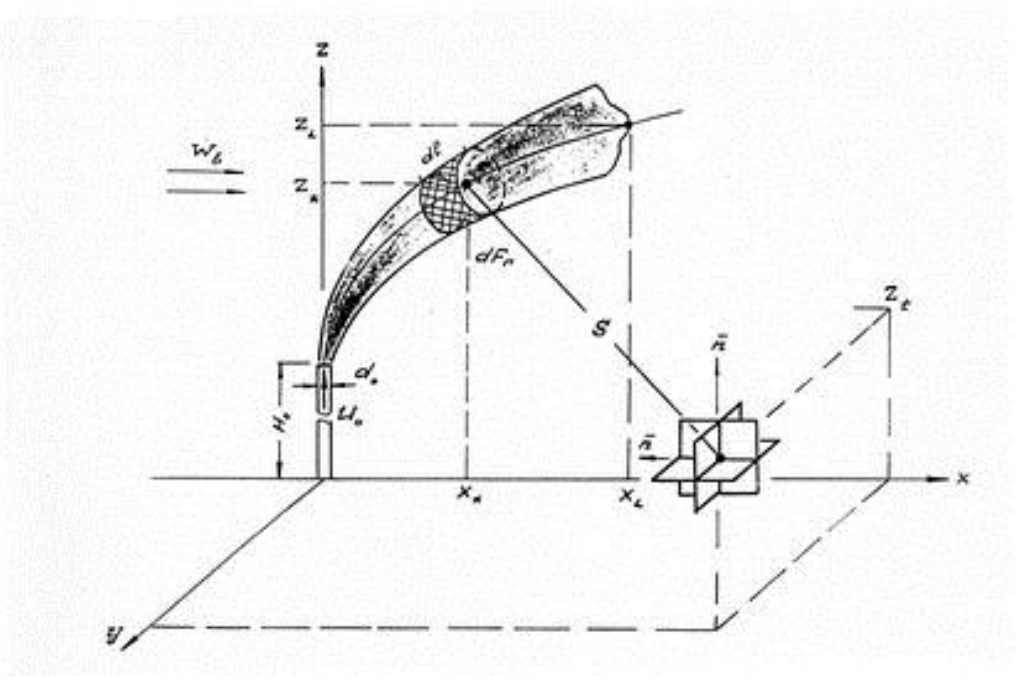


Рисунок 2.4 – К расчету модели линейно-поверхностного источника теплового излучения от струйного пламени

По результатам модельных экспериментов Д.М. ДеФавери получена следующая связь между текущим диаметром оболочки и осевой координатой:

$$D_П = 2 \cdot x_*^{\,0,4} \cdot (d_0 \cdot \Omega)^{0,6}\,. \qquad (2.16)$$

С учетом (2.16), полагая тепловыделение равномерным по длине, имеем

$$q = \frac{Q \cdot \eta}{2} \cdot (d_0 \cdot \Omega)^{0,6} \int_0^L \frac{x_*^{\,0,4} \cdot \cos\beta \cdot dl}{S^2}\,. \qquad (2.17)$$

Уравнение (2.17) решается численно с привлечением необходимых уравнений связи. При этом значения

$$cos\beta = \begin{cases} \frac{z-z_t}{S} \text{ при } z_t < h - \text{горизонтальная "мишень"} \\ \frac{x-x_*}{S} \text{ при } x > x_L - \text{ вертикальная "мишень"} \end{cases}.$$

На рис. 2.5 представлены результаты сравнительных расчетов по различным моделям.

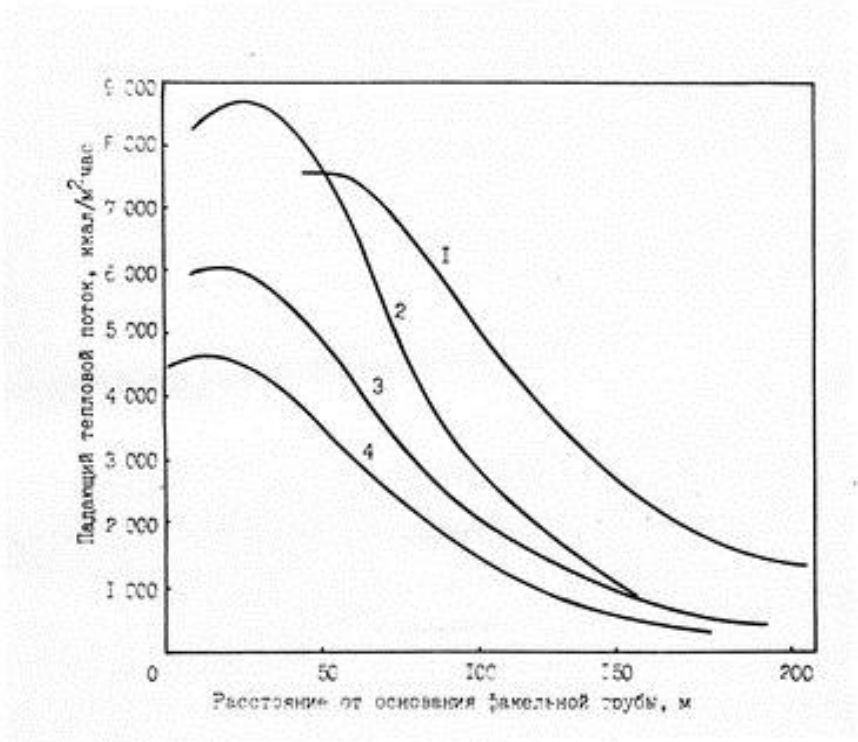


Рисунок 2.5 – Сравнение моделей расчета теплового излучения от факела (1 – модель Бжустовски, 2 – API, 3 – модель поверхностного излучателя, 4 – модель линейного источника)

Как следует из сравнения, модели точечных источников дают в ближней к факелу зоне существенно завышеные значения тепловых потоков. Наилучшее согласование с данными экспериментов (из сравниваемых моделей) обеспечивает модель линейно-поверхностного излучения.

2.1.12 Модели поверхностного излучателя

В основе построения базовой модели лежит предположение о том, что пламя является трехмерным (объемным) телом, внутри которого происходят различные физико-химические процессы, а излучение в окружающее пространство происходит с наружной «оболочки» пламени и выражается через коэффициент излучения пропорционально общему тепловыделению.

Модели «поверхностного излучателя» получили за рубежом наибольшее признание и, как правило, именно они применяются в практике проектирования факельных установок в условиях ограниченности производственных площадей.

Расчетная модель струйного пламени проиллюстрирована на рис. 2.6. В качестве геометрического приближения к реальной, достаточно сложной, быстро и спонтанно изменяющейся геометрической конфигурации пламени, используется усеченные конус [38].

Как следует из общих физических соображений, длина видимой части пламени, т. е. протяженность зоны реакции, определяется свойствами газа (горючего) и гидродинамикой смешения, т. е. скоростью поступления воздуха (окислителя) в зону горения. Поскольку ветер оказывает значительное влияние на характер смешения, в качестве базового критерия принята длина пламени в спокойной атмосфере L_{bo}, т. е. когда процесс горения определяются «чистым» захватом воздуха через оболочку пламени.

Под воздействием ветра длина пламени уменьшается, поскольку возрастает скорость захвата воздуха вдоль пламени за счет дополнительной турбулизации смеси. Под длиной пламени в условиях воздействия ветра L_b, т. е. при отклонении пламени от вертикальной оси, подразумевается расстояние от среза трубы до «кончика» пламени.

Ниже представлено обобщение результатов указанных работ.

1. Изменение длины пламени под действием ветра по отношению к длине пламени в спокойной атмосфере определяется по следующей зависимости:

$$L_b = L_{bo}\left(0{,}49 + 0{,}51 \cdot e^{-0{,}4W_a}\right) \cdot \left[1 - 6{,}7 \cdot 10^{-3}\left(\gamma - 90^\circ\right)\right]. \qquad (2.20)$$

2. Отклонение пламени под действием ветра от своей исходной оси для области, где доминирует струйный факел и слабое влияние ветра (Ω < 0,05)

$$\alpha = 8000\frac{\Omega}{Ri_o} + \left(1 - e^{-25{,}6\Omega}\right) \cdot \left(\gamma - 90^\circ\right), \qquad (2.21)$$

для области заметного и сильного влияние ветра (Ω > 0,05)

$$\alpha = \frac{1}{Ri_o}\left[134 + 1736 \cdot \left(\Omega - 0{,}026\right)^{0{,}5}\right] + \left(1 - e^{-25{,}6\Omega}\right) \cdot \left(\gamma - 90^\circ\right), \qquad (2.22)$$

где $Ri_{os} = L_{bo}\left(\frac{g}{u_o^2 D_o^2}\right)^{1/3}$.

3. Расстояние отрыва пламени от среза трубы за счет гидродинамической неустойчивости процесса смешения определяется соотношением

$$b = L_b\left(0{,}185 \cdot e^{-20\Omega} + 0{,}015\right). \tag{2.23}$$

4. Геометрические характеристики пламени определяются по следующим зависимостям:

- длина усеченного конуса

$$H_L = \sqrt{L_b^2 - b^2 \sin\alpha} - b\cos\alpha\,; \tag{2.24}$$

- малый диаметр усеченного конуса

$$D_1 = L_b\left(13{,}5e^{-6\Omega} + 1{,}5\right)\cdot\left(1 - \left(1 - 0{,}067\left(\rho_a/\rho_o\right)^{0{,}5}\right)\cdot e^{-70Ri_s C\Omega}\right); \tag{2.25}$$

где $Ri_s = D_s\left(\dfrac{g}{u_o^2 D_o^2}\right)^{1/3}$, $C = 1000 \cdot e^{-100\Omega} + 0{,}8$;

- большой диаметр усеченного конуса

$$D_2 = L_b\left(0{,}18e^{-1{,}5\Omega} + 0{,}31\right)\cdot\left(1 - 0{,}47e^{-25\Omega}\right). \tag{2.26}$$

Следует отметить, что основной задачей при разработке представленных выше зависимостей, описывающих геометрические параметры факелов, было получение базовых расчетных формул для последующего их использования при определении тепловых полей от излучения пламени.

Использование в качестве геометрического приближения к реальной форме пламени усеченного конуса связано также с упрощением последующего решения названной задачи. При этом следует отметить, что размеры и конфигурация реального факела, определяющие зону возможного прямого контакта пламени, т. е. область максимального теплового воздействия, могут значительно отличаться от рассчитанных по представленным выше зависимостям.

2.1.13 Модель, представленная в [39]

Методика расчета параметров струйных выбросов горючих газов, представленная в [39], позволяет производить расчеты, как для чистых газов, так и для смесей, учитывает параметры газа и окружающей среды, в которую происходит

аварийный выброс. В рекомендациях предложены полуэмпирические зависимости для расчетов частных случаев, а также графики для различных газов (метан, пропан и водород).

Расчеты производятся при условии, что при разгерметизации или разрыве элементов газового оборудования выброс горючего газа в открытое пространство осуществляется, в основном, в виде различного типа турбулентных струй, которые перемешиваясь с окружающим воздухом, образуют газовоздушные пожаровзрывоопасные облака. Горючая часть таких облаков, как правило, представляет собой вытянутое осесимметричное тело.

Определяющее влияние на размеры и конфигурацию диффузионного факела оказывают физико-химические свойства газа, законы перемешивания истекающей струи с окружающим воздухом, параметры окружающей атмосферы, а также характера течения горючего газа после выхода из сбросного отверстия.

В зависимости от характера истекающей струи горючего газа на выходе из сбросного отверстия может образоваться ламинарный или турбулентный факел.

Ламинарные факелы образуются, как правило, при низкой скорости истечения газа из небольших отверстий ($Re < 2300$). В реальных условиях, в основном, возникают турбулентные факелы.

Максимальная длина свободного турбулентного диффузионного факела, развивающегося в неподвижной атмосфере, может быть определена с помощью следующей зависимости:

$$L_{\Phi} = \frac{H_C}{0{,}23+\frac{0{,}017}{M}}\,, \tag{2.27}$$

где $\mathrm{H_C}$, м – длина стехиометрического контура истекающего горючего газа; $\mathrm{M} = U_0/a$ – число Маха; U_0, м/с – среднерасходная скорость истечения газа; a, м/с – скорость звука.

Для общего случая истечения смеси горючего и инертного газов в атмосферу с произвольным содержанием кислорода:

$$\mathrm{H_C} = \frac{6{,}57\cdot d_{\Э}}{f\cdot\sqrt{\rho_{00}/\rho_0}}, \tag{2.28}$$

где $d_Э = \sqrt{4 \cdot F/\pi}$, м – диаметр эквивалентного по площади круглого отверстия; f – коэффициент смешения; ρ_0, ρ_{00}, кг/м^3 – плотности сбрасываемого газа и окружающей атмосферы соответственно.

Для определения длин горящих факелов чистых газов могут быть использованы следующие зависимости:

для водорода:

$$L_Ф = \frac{250 \cdot d_Э}{1+\frac{100}{U_0}}; \quad (2.29)$$

для метана:

$$L_Ф = \frac{360 \cdot d_Э}{1+\frac{30}{U_0}}; \quad (2.30)$$

для пропана:

$$L_Ф = \frac{550 \cdot d_Э}{1+\frac{25}{U_0}}. \quad (2.31)$$

Предложенные зависимости описывают размеры факелов для дозвуковых скоростей газосброса, когда давление газа на срезе сбросного отверстия равно окружающему. Для расчета размеров факела, образующегося при сбросе «пересжатых» газовых струй, при давлении в трубопроводе >0,2 мПа может быть использовано следующее выражение:

$$L_Ф^Р = L_Ф^0 \cdot \sqrt{\beta \cdot Р_Р} \quad , \quad (2.32)$$

здесь $L_Ф^0$ – длина факела при звуковой скорости истечения ($U_0 = a$); $Р_Р$ – давление газа в трубопроводе; $\beta = [2/(к+1)]^{\frac{к}{к-1}}$ – критическое отношение давлений.

Для водородного, метанового и пропанового факелов зависимость (2.32)без ощутимой потери может быть преобразована к следующему виду:

$$L_Ф^Р = 0{,}75 \cdot L_Ф^0 \cdot \sqrt{Р_Р}. \quad (2.33)$$

Для оценки размеров факелов при масштабных выбросах природного газа может быть использована следующая зависимость:

$$L_Ф = (24 \div 28) \cdot Q^{0,4}, \quad (2.34)$$

где Q, млн м^3/сутки – расход газа; значение коэффициента пропорциональности равное 24 соответствует средней длине факела, 28 – максимальной.

При сбросе горючего газа, имеющего температуру отличную от температуры окружающего воздуха, расчетная длина факела должна быть скорректирована в соответствии с зависимостью

$$L_{\Ф}^{\mathrm{T}} = L_{\Ф} \cdot \sqrt{\mathrm{T}_0/\mathrm{T}_r}, \tag{2.35}$$

где $L_{\Ф}$ – длина факела при температуре окружающего воздуха T_0; T_r, К – температура истекающего горючего газа.

При выбросе газа вдоль поверхности земли и образовании настильного факела длина последнего будет больше, чем у свободного, и составит:

$$L_{\Ф}^{\mathrm{H}} = (1{,}15 \div 1{,}25) \cdot L_{\Ф}\ . \tag{2.36}$$

Ширина турбулентного факела h увеличивается практически линейно по мере удаления от устья сбросного отверстия и достигает максимума примерно в середине факела:

$$h_{max} = (0{,}1 \div 0.15) \cdot L_{\Ф}. \tag{2.37}$$

При воздействии ветра на факел его конфигурация будет изменяться. Координаты оси факела, развивающегося в поперечном ветре, могут быть рассчитаны с использованием следующего выражения:

$$\frac{x}{d_{\Э}} = \left(\frac{\rho_{00} \cdot {U_{00}}^2}{\rho_0 \cdot {U_0}^2}\right)^{1,3} \cdot \left(\frac{y}{d_{\Э}}\right)^3 + \frac{y}{d_{\Э}} \cdot \mathrm{ctg}\alpha, \tag{2.38}$$

где α, град. – угол между осью сбросного отверстия и направлением ветра; U_{00}, м/с – скорость ветра.

Воздействие ветра на факел приводит к изменению не только его конфигурации, но и размеров. Уменьшение длины факела, развивающегося в поперечном ветре, может быть оценено по следующим зависимостям:

$$L_{\Ф}^{00} = \frac{L_{\Ф}}{1+8{,}3 \cdot \frac{U_{00}}{U_0}}\ , \text{при } \frac{U_{00}}{U_0} \leq 0{,}3; \tag{2.39}$$

$$L_{\Ф}^{00} = 0{,}3 \cdot L_{\Ф}\ , \text{при } \frac{U_{00}}{U_0} > 0{,}3.$$

Предложенные выше зависимости позволяют оценивать размеры и конфигурацию диффузионных факелов, и, следовательно, область максимального теплового воздействия в достаточно широком диапазоне изменения условий регламентного и аварийного сброса горючих газов.

2.1.14 Методика Shell Shepherd Desktop Technical Guide [40]

Для расчета модели струйного горения газа используется стандартная модель, где длина факела струи газа рассчитывается по формуле:

$$L_{FLAME} = C_{FLAME} \cdot m^{0.4}, \quad (2.40)$$

где L_{FLAME} – длина пламени, м; C_{FLAME} – эмпирическая константа газа; m – массовый расход истечения газа, кг/с.

Константа длины факела, которая оценивается как для вертикального, так и для горизонтального пламени, зависит в некоторой степени от скорости ветра в направлении истечения газа. Предполагается, что погодные условия имеют очень небольшое влияние, и таким образом не принимаются во внимание. Длина пламени используется для определения горизонтального расстояния и для вычисления воздействия пламени на объекты. Ширина пламени описывается углом в 30º, исходящим из источника. Направление пламени не определяется направлением ветра.

Для горизонтального истечения газа длина факела устанавливается равной максимально возможной длине пламени, таким образом, не учитывается высота подъема пламени. Значение константы длины факела газа колеблется от 8 до 15 для огнеопасных углеводородов, предлагается принимать его равным 12.

Максимальное значение константы устанавливается равное 15,0, объясняя неизбежные пульсации пламени.

Наряду с вертикальными факелами при аварийных выбросах горючего газа из технологического оборудования возможно образование горизонтальных факелов и настильных факелов. При этом существенно увеличивается опасность прямого контакта пламени с окружающим оборудованием.

Как было отмечено в начале данного раздела, одним из возможных вариантов развития пожара является возникновение так называемого рассеянного факела, например, в случае загромождения зоны аварийного выброса газа разрушенными элементами конструкции или наземного оборудования. По существующей классификации этот режим горения газа также относится к

диффузионному, однако, протекает уже в условиях «недостаточной» эжекции воздуха. Объем исследований в области горизонтальных, настильных и рассеянных факелов на сегодня весьма ограничен и не позволяет дать однозначные рекомендации по расчету характеристик пламени. Имеются лишь сведения об увеличении длины настильного факела примерно на 25% по сравнению с вертикальным факелом [39].

Литература к разделу 2.1

1. Федеральный закон от 21.0701997 №116-ФЗ «О промышленной безопасности опасных производственных объектов».
2. ГОСТ Р 12.3.047-2012. Пожарная безопасность технологических процессов. Общие требования. Методы контроля.
3. Burke S.P., Schumann T.E.W. Diffusion flames // Ind. Eng. Chem. – 1928. – Vol. 20, № 10. - P. 998-1004.
4. Хоттел Г., Гауссорн В. Диффузия пламени в ламинарном потоке // В кн.: Вопросы горения. – М.: Иностранная литература, 1953. – С. 124–145.
5. Гаусорн В., Уиделл Д., Хоттел Г. Смешение и горение в турбулентных газовых струях // В кн.: Вопросы горения. М.: Иностранная литература, 1953. – С. 147–193.
6. Шевяков Г.Г. Экспериментальное исследование размеров и пределов устойчивого горения турбулентных диффузионных пламен водорода и метана. – Дис. канд. техн. наук – М.: МИХМ, 1974. - 168 с.
7. Зельдович Я.Б. Теория горения и детонации газов. – М.: Изд. АН СССР, 1944. - 71 с.
8. Абрамович Г.Н. Турбулентные свободные струи жидкостей и газов. – М. – Л.: Госэнергоиздат, 1948. – 288 с.
9. Вулис Л.А., Ершин Ш.А., Ярин Л.П. Основы теории газового факела. – Л.: Энергия, 1968. – 204 с.

10. Вулис Л.А., Кашнаров В.П. Теория струй вязкой жидкости. – М.: Наука, 1965, 431 с.

11. Прудников А.Г., Волынский М.С., Сагалович В.Н. Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях. – М.: «Машиностроение», 1971. – 355 с.

12. Прудников А.Г., Сагалович З.Н. Статистическая модель струи и диффузионного факела // В кн.: Кинематика и аэродинамика горения. – М.: Наука, 1969. – С. 7–25.

13. Замятина Н.А., Прудников А.Г., Сагалович Г.А. О диффузионных параметрах турбулентной струи // Изв. ВУЗов. Серия: Авиационная техника. – 1966. – № 2. – С. 59–68.

14. Аннушкин Ю.М. Диффузионное горение газообразных топлив в неограниченном пространстве. – М.: Труды ЦИАМ, 1979. – № 857. – 45 с.

15. Китаев Б.И. Расчет длины горящего факела // Труды научно-технической конференции по промышленным печам. – М.: 1959. – С. 45–57.

16. Аверин С.И., Семикин И.Д. Влияние различных факторов на длину турбулентного газового факела // Изв. ВУЗов. Сер. Черная металлургия. – 1965. – № 10. – С. 39–52.

17. Sunavala P.O. Dynamics of the buoyant diffusion flame // Journal of the Institute of Fuel. – 1967. – № 11. – P. 31–39.

18. Kalghatgy G.T. Lift-off heights and visible lengths of vertical turbulent jet diffusion flame in still air // Combustion science and Technology. – 1984. – Vol. 41. – P. 17–25.

19. Баев В.К. Критериальное описание геометрии пламени гомогенной смеси // Изв. Сибирского отд. АН СССР. Сер.техн. наук. – 1969. – Вып. 1, № 3. – С. 145–149.

20. Баев В.К., Ясаков В.А. О характере влияния подъемных сил на длину диффузионных пламен // Физика горения и взрыва. – 1974. – Т. 10, № 6. – С. 835–843.

21. Комов В.Ф., Шевяков Г.Г. Определение безопасных расстояний при

выбросе в атмосферу газообразного водорода // Проблемы горения и тушения: Сб. научн. тр. – М.: ВНИИПО, 1973. – С. 180–191.

22. Сполдинг Д.Б. Горение и массообмен. – М.: Машиностроение, 1985. – 236 с.

23. Steward F. R. of the height of turbulent diffusion flames // Combustion Science and Technology. – 1970. – Vol. 2, № 2. – P. 203–212.

24. Алексеева Т.Н., Новиков Л.М. Новые закономерности стабилизации пламени // Физика горения и взрыва. – 1979. – Т. 15, № 4. – С. 135–137.

25. Кинк А., Иванов Ю.В. Глубина проникновения и границы круглого турбулентного диффузионного фазового факела в поперечном потоке // Изв. АН ЭССР. Серия: физика – математика, 1967. – Т. 16, № 1. – С. 94–99.

26. Волков Э.П. Исследование подъема факела над устьем газоотводящих труб // Инженерно-физический журнал. – 1979. – Т. 36, № 4. – С. 700–707.

27. Волков Э.П., Грибков А.М. Натурные исследования траектории подъема дымового факела от труб тепловых электростанций // Энергетика. – 1977. – № 11. – С. 53–60.

28. Кинк А., Иванов Ю.В. Форма оси турбулентного диффузионного газового факела в поперечном потоке // Там же. – С. 196–200.

29. Исследование влияния скорости ветра на длину водородного пламени: Отчет о НИР / ВНИИПО; Руководитель В.И. Макеев. – С.6.1.Н007.88; Инв. № 549. – М., 1989. – 42 с.

30. Kalghatgi G. The visible shape and size of a turbulent hydrocarbon jet diffusion flame in a cross-wind // Combustion and Flame. – 1983. – № 52. – P.91–106.

31. Wu Y.,AI-Rahbi I.S., Kalghatgi G.T. Effect of carbon dioxide and propane on the stability of turbulent hydrogen flames // European Combustion Meeting. – Orleans: The French Section of Combustion Institute, 2003. – P. 159.

32. Becker H., Liang D. Visible Length of Vertical Free Turbulent Diffusion Flames // Combustion and Flame. – 1978. – № 32. – P. 115–137.

33. Brzustowski T. Turbulent Combustion (Prog. Astro. andAiro) // AIAA. – 1978. – № 58. – P. 407–416.

34. API RP-521. American Petroleum Institute, Division of Refining, 1969.

35. W.Crocker. Assessment of mathematical models for fire and explosion hazards of LPG – J. of Hazardous Materials. 1988, 20, 109–135.

36. R. McMurrey. Flare radiation estimated. – Hydrocarbon Processing, Nov. 1982, p.172–181.

37. D.M.De Faveri. Estimate flare radiation intensity – Hydrocarbon Processing, May, 1985, p.89–91.

38. TNO. CPR 14 E. Methods for the calculation of physical effects “Yellow Book”.

39. «Рекомендации по обеспечению безопасности личного состава и пожарной безопасности личного состава и пожарной техники при тушении пожаров и ликвидации последствий аварий, связанных с выбросами высокоэнергетических топлив в окружающее пространство». М: ВНИИПО, 1994 г. 50с.

40. Shell Shepherd Desktop Technical Guide, Shell Global Solutions.

2.2 Анализ методик расчета опасных факторов пожара при аварийных выбросах горючих жидкостей

2.2.1 Классификация жидкостей по способам хранения

Для понимания процессов, происходящих при аварийных разрушениях технологических аппаратов и хранилищ с горючими жидкостями с последующим горением и взрывом образующихся при этом разлитий или паровоздушных облаков, целесообразно кратко остановиться на термодинамическом состоянии обращающихся в технологическом процессе и хранимых в емкостях жидкостей и их классификации, принятой в области пожаровзрывобезопасности. Для этого удобно воспользоваться диаграммой состояния в предположении, что рассматривается однокомпонентная, химически нереагирующая система.

Выбор такой диаграммы (давление-температура, энтальпия-давление и т.п.) является произвольным и определяется исключительно наглядностью качественного описания процесса. На рис. 2.7 представлена схема диаграммы состояния в координатах температура-энтропия. Линии АК и КВ характеризуют параметры жидкости и пара, соответственно, в состоянии насыщения. Область, ограниченная кривой АКВ, – область совместного существования двухфазной парожидкостной системы. Переход вещества в жидкое состояние независимо от давления может быть осуществлен только при $T < T_{кр}$. Например, такие горючие газы как водород или метан могут быть сжижены только при охлаждении до температур ниже минус 240 ºС для водорода и минус 82 ºС для метана.

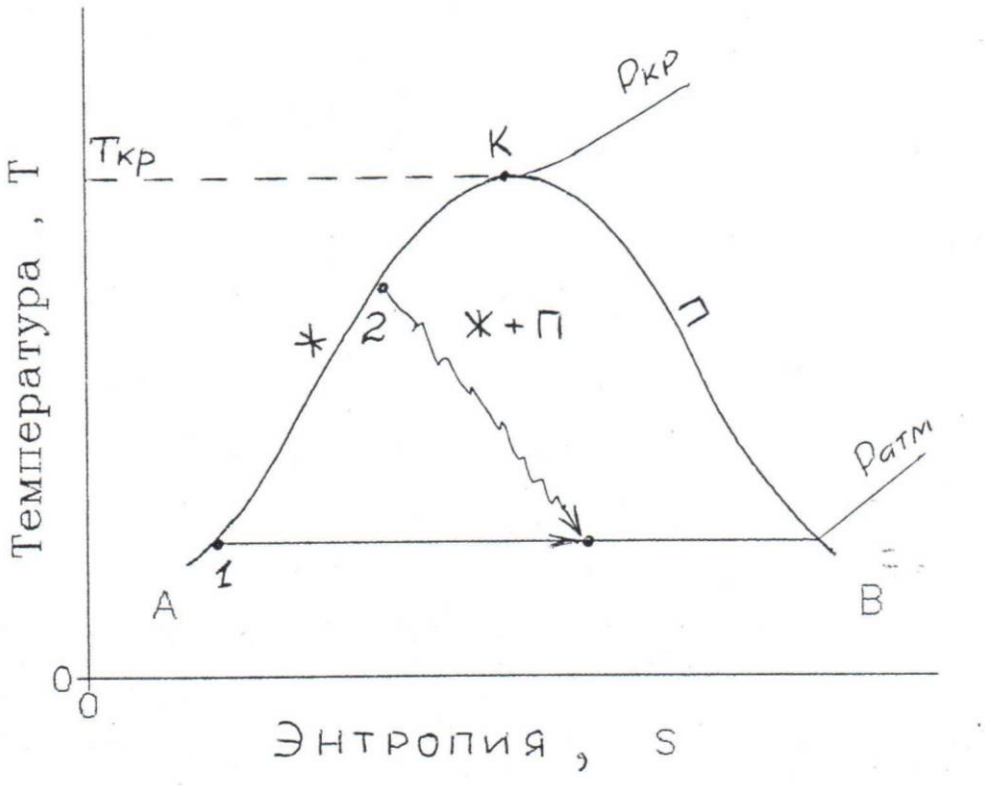


Рисунок 2.7 – Диаграмма термодинамического состояния для однокомпонентной, химически нереагирующей системы

Большая группа горючих газов имеет критические температуры выше T_o (этан, пропан, бутан и др.). Для перевода их в жидкое состояние их достаточно сжать до сравнительно невысоких давлений.

В основу классификации жидкостей по способам хранения, принятой за рубежом [1], положено соотношение между критической температурой вещества ($T_{кр}$), температурой кипения при атмосферном давлении ($T_{кип}$) и окружающей температурой ($T_о$). В соответствии с этим все жидкие вещества можно разбить на три основные категории.

Категория 1 – вещества с критической температурой и температурой кипения намного ниже окружающей ($T_{кр} \gg T_о$ и $T_{кип} \ll T_о$). Это так называемые криогенные газы – гелий, водород, кислород, метан и др. Основные параметры этих веществ представлены в табл. 2.2. Хранение этих веществ в жидком виде требует тщательной изоляции от внешних потоков тепла. Для этих целей используются специальные криогенные хранилища, в которых жидкость находится при температуре кипения и давлении чуть выше атмосферного. Исходное состояние криогенных жидкостей в хранилище характеризуется на диаграмме цифрой 1, а направление процесса испарения при внезапном разрушении сосуда указано стрелкой. Скорость испарения таких жидкостей будет определяться скоростью подвода тепла к ней от контактных поверхностей.

Таблица 2.2 – Основные параметры криогенных газов [2,3]

Вещество	$T_{кр,}$, К	$T_{кип}$, К	$P_{кр}$, МПа	ρ', кг/м^3	ρ'', кг/м^3
Гелий-4	5,2	4,21	0,229	124,8	2,68
Водород	33,2	20,27	1,315	70,79	1,35
Азот	126,1	77,36	3,39	807,3	4,6
Воздух	133	78,8	3,92	874	3,3
Аргон	150,7	87,28	4,89	1394	5,78
Кислород	154,6	90,18	5,08	1141	4,48
Метан	190,7	111,7	4,64	424,1	1,95

Примечание: ρ' и ρ'' – плотность жидкости и пара на линии насыщения при $P=10^5$ Па.

Категория 2 – вещества с критической температурой выше, а температурой кипения ниже окружающей ($T_{кр} > T_о$ и $T_{кип} < T_о$) – объединяет группу сжиженных газов, хранящихся при повышенных давлениях. Параметры наиболее распространенных таких газов представлены в табл. 2.3.

Таблица 2.3 – Основные параметры сжиженных газов [2,3]

Вещество	$T_{кр,}$, К	$T_{кип}$, К	$P_{кр}$, МПа	ρ', кг/м^3	ρ", кг/м^3	$P_{нас}$ при T = 20 °С, МПа
Пропан	370,0	231,08	4,26	584	2,42	0,81
Бутан	425,16	272,65	3,8	579	2,56	0,207
Аммиак	405,55	239,75	11,29	628	0,9	0,775
Хлор	417,15	239,11	7,71	1563	3,69	0,691

Примечание: ρ' и ρ" – плотность жидкости и пара на линии насыщения при $P=10^5$ Па.

Термодинамическое состояние жидкости в процессе хранения под давлением характеризуется на диаграмме точкой 2, стрелкой указано направление процесса при освобождении жидкости и резком падении давления до атмосферного. Специфика испарения сжиженных газов заключается в том, что избыток внутренней энергии (*pv*) вызывает спонтанное, почти мгновенное и имеющее взрывной характер испарение части жидкости. Количество испаренной жидкости зависит от разницы в температурах $T_{кип}$ и T_o. Процесс испарения, как правило, сопровождается захватом части жидкости и ее распылением до аэрозольного состояния.

Категория 3 – вещества с критической температурой и точкой кипения выше окружающей температуры – охватывает широкий класс горючих жидкостей как минерального, так и синтетического происхождения. Эту категорию можно разделить на две группы – легковоспламеняющиеся жидкости (ЛВЖ) и горючие жидкости (ГЖ). Границей, разделяющей эти две группы, может быть температура вспышки ($T_{всп}$).

Следует отметить, что представленная выше квалификация является достаточно условной, поскольку в зависимости от параметров хранения и использования веществ и от температуры окружающей среды они могут принадлежать к одной или другой категории или находиться в двух категориях одновременно.

Таким образом, категория жидкостей и способ их хранения, перевозки или использования в замкнутых сосудах будет в конечном итоге определять характер развития аварийной ситуации при нарушении целостности технологических

аппаратов или хранилищ (разлив, испарение, формирование горючего облака, образование огненного шара, факельное горение и т. п.).

2.2.2 Выброс, разлитие и испарение различных жидкостей

В типичных аварийных ситуациях, которые возникают в процессе эксплуатации технологического оборудования и резервуаров с горючими жидкостями и сжиженными газами, можно условно выделить несколько физических процессов, которые, как правило, имеют место. Это мгновенное испарение части перегретой жидкости при разгерметизации резервуаров и образование паро-аэрозольного облака, истечение газожидкостной смеси при обрыве трубопроводов или нарушении целостности емкости (пробоине, трещине и т.п.), растекание и испарение жидкости с образованием паровоздушных облаков, пожар образующегося разлития и/или сгорание паровоздушного облака.

2.2.2.1. Выброс горючих жидкостей из резервуаров под давлением

Сжиженные газы (пропан, бутан, аммиак, сжиженный нефтяной газ и др.) хранят в основном в резервуарах при повышенном давлении, соответствующем температуре окружающей среды. При внезапном разрушении резервуара происходит скачкообразный спад давления до атмосферного, сопровождающийся спонтанным испарением части перегретой жидкости.

Аналогичный процесс может иметь место и в том случае, если резервуар с горючими жидкостями (бензин, керосин, дизельное топливо и т.п.) или изотермическая емкость с криогенной жидкостью (СПГ, метан, водород и др.) оказываются в зоне температурного воздействия пожара. В этой ситуации в резервуаре может подняться давление, и в случае неспособности предохранительных систем к его понижению может произойти разрушение емкости, сопровождающееся мгновенным испарением.

Образующийся пар захватывает капли жидкости и, следовательно, образующееся облако будет представлять собой газокапельную смесь. Параметры образующегося облака, масса горючего газа в нем, его размеры очень важны в оценке параметров сгорания облака и возможности образования огненного шара.

Если предположить, что процесс разгерметизации резервуара, сопровождающийся испарением части жидкости и охлаждением оставшейся, происходит адиабатически, то долю переходящей в пар жидкости можно оценить, исходя из ее термодинамического состояния.

Для оценки доли испарившейся жидкости можно использовать в этом случае следующее неравенство:

$$(S'_O - S'_1)/(S''_1 - S'_1) \ll X \ll (h'_O - h'_1)/ (h''_1 - h'_1), \qquad (2.41)$$

где S'_O, S'_1 и S''_1; h'_O, h'_1 и h''_1 – соответственно, удельные энтропии и энтальпии жидкости в исходном состоянии, при атмосферном давлении и газа при атмосферном давлении [4].

Для более простой оценки величины X нередко используются упрощенные соотношения [1,5]:

$$X = (h'_O - h'_1)/L \qquad (2.42)$$

или

$$X = (C_p \cdot \Delta T)/L\ , \qquad (2.43)$$

где ΔT – изменение температуры жидкости при переходе из начального состояния в конечное; L – теплота испарения жидкости; C_p – удельная теплоемкость жидкости.

Общая масса горючего газа в образовавшемся при выбросе облаке определяется как количеством испарившейся жидкости, так и массой образующейся аэрозоли, которая также переходит в пар при нагревании облака. Эта масса оценивается как равная количеству испарившейся жидкости [1,5,6].

По выражениям (2.41) – (2.43) можно проводить оценки доли испарившейся жидкости и для случая частичной разгерметизации резервуара выше уровня жидкости, но в этом случае процесс растянут во времени. Время истечения пара зависит от геометрии и размера отверстия, начального давления в резервуаре и других факторов.

Приближенное время процесса мгновенного испарения можно оценить на основании предположения об образовании в конце процесса неперемешанного с воздухом облака пара. За это время можно принять время достижения выбросом

пара края образующегося облака, при условии движения со звуковой скоростью [1]. Несложно получить выражение для времени для полусферического резервуара:

$$t_{\text{мгн.исп.}} = 0{,}78(V'' - V')/a_o \qquad (2.44)$$

где V'' – объем парового облака; V – начальный объем жидкости; a_o – скорость звука.

Эта оценка носит крайне приближенный характер, поскольку образующееся облако сразу будет перемешиваться с воздухом, и звуковая скорость вряд ли будет достигнута.

2.2.2.2. *Разлитие жидкости при утечках и разрушении резервуара.*

Выброс неиспарившейся части жидкости в окружающее пространство начинает второй процесс растекания и испарения жидкости. Именно эти процессы в значительной мере определяют размеры и форму образующегося разлития жидкости, которые, в свою очередь, существенно влияют на размеры пламени и его термическое действие.

Поведение разлития жидкости после утечки зависит от рельефа местности. Как правило, резервуары защищают обвалованием, которое должно сдерживать жидкость в случае разрушения резервуара или утечки жидкости. Объем обвалования обычно выбирается равным объему хранилища. Однако при разрушении резервуара может образоваться гидродинамическая волна, способная «перехлестнуть» через защитный барьер и тем самым существенно увеличить зону разлития жидкости. Возможен также случай, когда место утечки расположено достаточно высоко и образующаяся струя жидкости может достигать поверхности земли за стенкой обвалования.

Площадь разлития жидкости является одним из важных параметров, определяющих масштаб аварии, безопасные расстояния и время существования опасной ситуации, возможную мощность теплового излучения и взрыва. Наибольшая площадь разлития достигается при мгновенном проливе жидкости на неограниченную горизонтальную поверхность, и эта величина может служить верхней оценкой. Под мгновенным принято принимать пролив, при котором время истечения жидкости из хранилища меньше времени ее растекания на местности.

Рассмотрим более детально поведение жидкостей разных типов при мгновенных проливах. В работах [7–11] исследовались растекание и испарение СПГ и других криогенных жидкостей при аварийных проливах на воду в случае аварии на танкере. При этом предполагалось, что скорость движения передней границы разлития определяется толщиной слоя жидкости в каждый момент времени. В этом случае скорость фронта разлития полностью определяется гидравлическим напором.

$$\frac{dR}{dt} = c \cdot (g \cdot h)^{0,5}, \qquad (2.45)$$

где R – радиус разлития; t – время; C – коэффициент; h – толщина слоя жидкости.

Растекание криогенной жидкости сопровождается ее испарением. Интенсивность испарения зависит от многих факторов: теплоподвода от подстилающей поверхности, образования льда на поверхности воды [7,11], наличия пожара над разлитием [10]. Результаты различных подходов к решению этого вопроса обобщены в обзоре [7].

В табл. 2.4 приведены расчетные зависимости для определения радиуса и времени растекания по работам различных авторов, сущность подхода и пример расчета для пролива 4000 м^3 СПГ. Видно, что данные для радиуса растекания по всем методикам, кроме второй, имеют близкие значения. Пренебрежение теплоемкостью льда во втором подходе, по-видимому, приводит к уменьшению скорости испарения и, следовательно, увеличению площади разлития. В то же время значения времени растекания могут служить только оценкой.

Все предлагаемые подходы основаны на том факте, что растекание жидкости происходит вплоть до ее полного испарения. В то же время экспериментально установлено, что до полного испарения сплошное разлитие распадается на отдельные зоны [12]. Толщина слоя, при которой начинается этот распад, определяется капиллярно-гравитационным масштабом:

$$\delta_{\sigma_g} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}, \qquad (2.46)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения; ρ' и ρ'' – плотность жидкости и газа, соответственно.

Таблица 2.4 – Расчет параметров растекания при проливах СПГ на воду

	Сущность подхода (допущения)	Формула для радиуса растекания, $R_м$	Формула для времени растекания, t	Расчетные значения $V_О$ = 4000 м^3		Литера-тура
				$R_м$ (м)	t (с)	
1	Образование слоя льда под СПГ. Линейное изменение температуры по толщине льда от $T_{кип}$ для СПГ до 0 ^{O}C	$6{,}33V_О^{5/12}$	$10{,}82\ V_О^{1/3}$	200	170	[11]
2	То же, но пренебрегается теплом при охлаждении льда	$10{,}9V_О^{5/12}$	$31{,}8\ V_О^{1/3}$	345	500	[7]
3	Вследствие турбулентности лед не образуется. Используется экспериментально измеренный тепловой поток при испарении СПГ 100 кВт/м^2	$8{,}47V_О^{3/8}$	$19{,}25V_О^{1/4}$	190	150	[7]
4	Лед не образуется. Приравниваются интеграл во времени потока испарения и пролитая масса.	$3{,}34(V_О^{3/8}/a^{1/8})$	$0{,}62(V_О^{1/4}/a^{1/2})$	200	240	[7]
5	Приравниваются гравитационная движущая сила и инерционная сила сопротивления	$1{,}23(V_О^{3/8}/a^{1/4})$	$0{,}44(V_О^{1/4}/a^{1/2})$	200	175	[13]

Примечание: a – скорость регрессии уровня жидкости вследствие испарения. В расчетах принималось a = 0,4 мм/с [7], $V_О$ – объем пролитой жидкости, м^3.

В [7] указано, что в экспериментах распад слоя СПГ начинался при толщине слоя примерно 1,83 мм. Расчет по соотношению (2.46) дает величину $\delta_{\sigma g}$ = 1,8 мм. Отметим, что в экспериментах по проливам водорода на бетонную поверхность распад разлития происходил при толщине слоя примерно 2 мм, расчетное значение 2,02 мм, что также удовлетворительно согласуется [14].

Рассмотрим теперь мгновенный пролив криогенной жидкости на неограниченную твердую поверхность. В работе [8], предлагаемый в [13] подход принят и для рассмотрения проливов на грунт. Предложена зависимость для изменения радиуса растекания во времени:

$$R = \left[R_0{}^2 + \frac{8 \cdot g \cdot V_0 \cdot t}{\pi}\right]^{0.5}, \qquad (2.47)$$

где R_O – начальный радиус разлития (радиус резервуара).

Проведенные во ВНИИПО [14] экспериментальные исследования мгновенных проливов жидкого водорода, кислорода и азота на горизонтальную бетонную поверхность показали, что результаты экспериментов существенно расходятся с предлагаемой зависимостью (кривые 1–3 на рис. 2.8 и 2.9). В [14] было сделано предположение о том, что кипение криогенных жидкостей и наличие парового слоя приводят к значительному уменьшению трения жидкости при ее растекании. Следовательно, энергия, которой обладает объем пролитой жидкости, не должна сильно меняться, а скорость растекания будет определяться потенциальной энергией жидкости перед проливом.

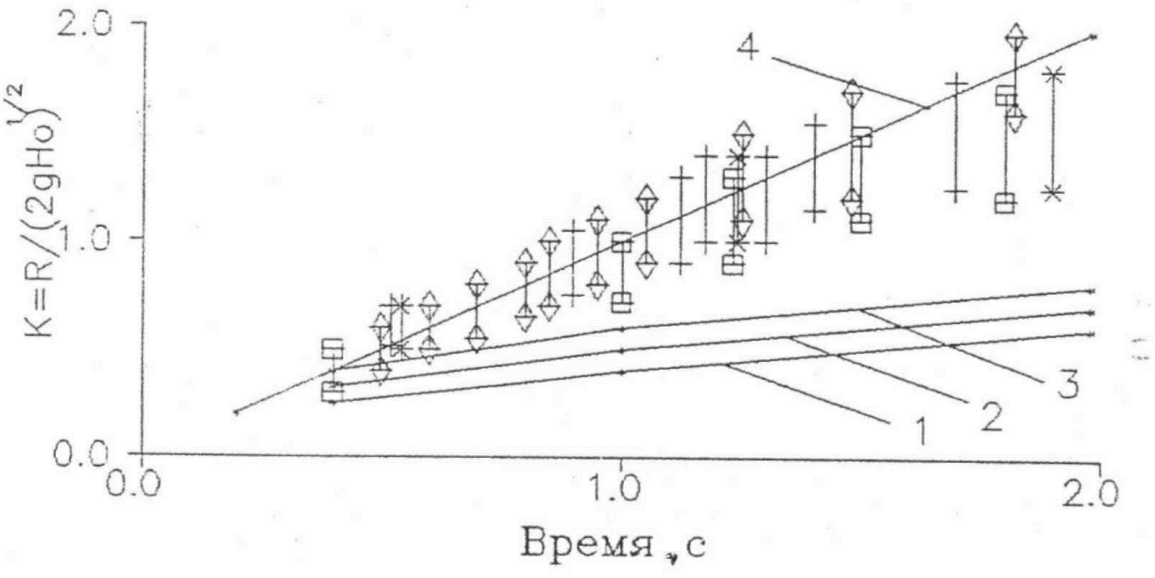


Рисунок 2.8 – Зависимость комплекса $K = {R}/{(2 \cdot g \cdot H_0)^{1/2}}$ от времени при растекании водорода; *1* – V_0 = 100 л; *2* – V_0 = 50 л; *3* – V_0 = 25 л (все – расчет по (2.47));*4* – расчет по модели, предложенной в [9]; ◊ – 25 л; +, * – 50 л; □ – 100 л

Проведенное аналитическое решение при постоянной скорости испарения (а), показывает, что

$$\frac{dR}{dt} \approx (2 \cdot g \cdot h_0)^{0,5} \tag{2.48}$$

где h_O – начальная высота жидкости при мгновенном проливе.

В этом случае время растекания оценивается как

$$\tau = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot V_0}{2 \cdot \pi \cdot g \cdot h_0 \cdot a}}, \tag{2.49}$$

а радиус растекания $R_м$:

$$R_M = (2 \cdot g \cdot h_0) \cdot \tau. \tag{2.50}$$

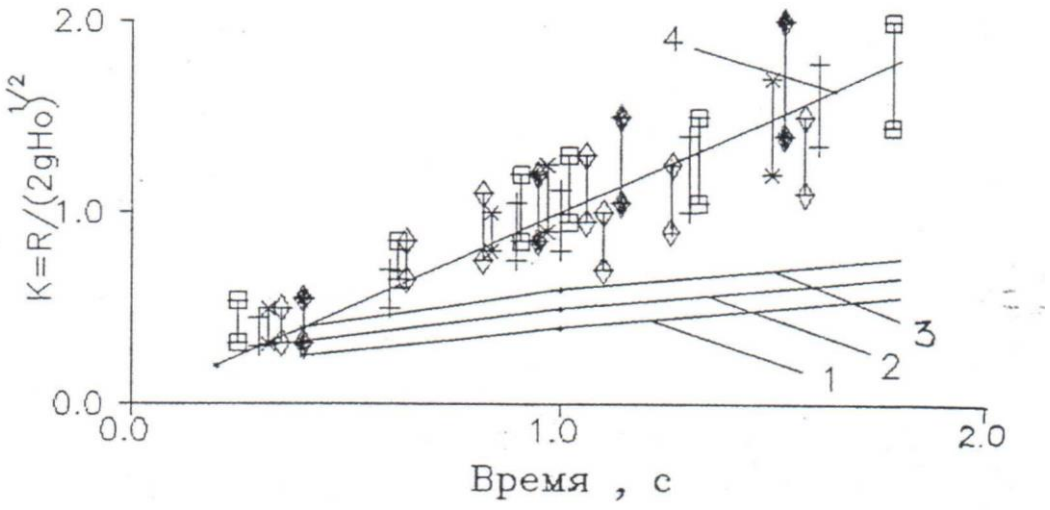


Рисунок 2.9 – Зависимость комплекса $K = {R}/{(2 \cdot g \cdot H_0)^{1/2}}$ от времени при растекании азота:
1 – V_0 = 100 л; *2* – V_0 = 50 л; *3* – V_0 = 25 л (все – расчет по (2.47)); *4* – расчет по модели, предложенной в [9]; □, ♦ – 25л; + –50 л; *,◊ – 100 л

Авторами работы [14] проведено также численное решение задачи о растекании, учитывающее изменение скорости испарения в процессе растекания жидкости. Для определения скорости испарения криогенной жидкости численно решалась задача нестационарной теплопроводности при переменном значении коэффициента теплоотдачи. В программу расчета закладывались реальные кривые кипения, приведенные в [15,16].

На рис. 2.8 и 2.9 кривая 4 соответствует расчету по описанной модели. Видно, что результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. В то же время необходимо отметить, что увеличение масштабов разлитий, по-видимому, приведет к увеличению действия сил сопротивления, и реальные значения радиуса растекания будут лежать между кривыми 1 и 4. Тем не менее, выражение (2.50) целесообразно использовать для верхней оценки радиуса растекания при определении безопасных расстояний. Отметим также, что для определения времени испарения разлития необходимо ко времени τ (2.49) добавить время испарения сфероидов после распада сплошного разлития, которое оценивается как 5–10 с.

При длительном проливе криогенной жидкости или сжиженных газов с постоянным расходом площадь разлития может быть оценена из баланса поступления жидкости в разлитие и ее испарения со всей площади [17]

$$Q = \pi \cdot R^2 \cdot a, \tag{2.51}$$

где Q – интенсивность истечения жидкости; R – радиус разлития.

Эксперименты по проливам на воду показали, что скорость испарения с поверхности воды меняется слабо и выражение (2.51) дает удовлетворительные результаты.

Поскольку по мере испарения жидкости поверхность, на которой разливается жидкость, охлаждается – скорость испарения будет падать, что вызовет увеличение площади разлития. В исследованиях, проведенных в работе [17], было получено выражение для оценки площади разлития жидкого азота во времени:

$$S = 30\sqrt{\pi \cdot t}\,\frac{QL}{\sqrt{\lambda C_p \rho \Delta T_O}}, \tag{2.52}$$

где L – теплота испарения; λ, C_p – теплопроводность и теплоемкость жидкости; ΔT_O – начальная разность температур жидкости и твердой поверхности; t – время.

Полученная зависимость удовлетворительно описывает экспериментальные данные по истечению жидкого азота с расходами 0,03–0,16 л/с на асбоцементную плиту [17].

В работе [18] проведены экспериментальные исследования по разлитию горючих жидкостей с температурой кипения выше температуры окружающей среды – бензин, дизельное топливо, автол, масло. На основании экспериментальных данных была получена зависимость для радиуса разлития во времени в случае мгновенного пролива:

$$\frac{R}{\sqrt[3]{V_0}} = 0{,}58\left(\frac{gV}{\nu^2}\right)^{0{,}08}\left(\frac{gt^2}{\sqrt[3]{V_0}}\right)^{0{,}06} \tag{2.53}$$

и при проливе с постоянным расходом:

$$\frac{R}{\sqrt[3]{Gt}} = 0{,}46\left(\frac{gQt}{\nu^2}\right)^{0{,}08}\left(\frac{gt^2}{\sqrt[3]{Qt}}\right)^{0{,}06}, \tag{2.54}$$

где ν – вязкость жидкости.

Отметим, что поскольку испарение жидкостей такого типа существенно менее интенсивно, чем для сжиженных газов, то их растекание будет происходить до тех пор, пока толщина слоя жидкости не достигнет характерного размера шероховатости грунта. На площадь разлития решающим образом будет влиять рельеф местности.

В работе [56] определена зависимость для максимального радиуса растекания нефти и нефтепродуктов, полученная аналитически для модели растекания на твердых, непроницаемых, гладких горизонтальных поверхностях:

$$R_{\max} = (Q^{0,5}\rho^{0,25}g^{0,25}\tau^{0,5})/[2{,}1\sigma^{0,25}(1-\cos\varphi)^{0,25}], \tag{2.55}$$

где Q – объемная скорость вытекания жидкости, м^3/ч; ρ – плотность жидкости, кг/м^3; g – ускорение силы тяжести, м/с^2; τ – время вытекания, час; σ – поверхностное натяжение, Н/м; φ – угол контакта между жидкостью и поверхностью.

Формула дает значения R_{max} более чем на порядок завышенные по сравнению с реальными, наблюдаемыми на практике.

Более корректные оценки размеров зон аварийного разлития нефтепродуктов дают эмпирические формулы, полученные по результатам экспериментов или анализа реальных аварийных разлитий.

В работе [57] приведена зависимость между площадью зоны растекания $F_н$ (м^2) и объемом пролитой нефти $V_н$(м^3):

$$F_н = 53{,}5V_н^{0{,}89}. \qquad (2.56)$$

Однако на практике при оценке размеров зон растекания, как правило, ориентируются на материалы реальных аварий при адекватности анализируемых ситуаций. При этом учитывается характер подстилающей поверхности (грунт, щебень, песок), рельеф местности (низина, возвышенность, неровности, уклоны) и т.п. в предполагаемом месте аварии. Максимальная площадь растекания нефти на горизонтальной поверхности вычисляется по формуле

$$F_н = fV_н, \qquad (2.17)$$

где f – коэффициент разлива, рекомендуемое значение которого для масштабных разлитий лежит в пределах 5–12, что соответствует средней толщине слоя разлитой нефти от 0,2 до 0,08 м. При наличии небольшого уклона на местности площадь разлива принимается в виде эллипса и вводятся соответствующие поправочные коэффициенты.

Достаточно часто аварии на резервуарах и разлития жидкостей сопровождаются их воспламенением в начальной фазе аварии. В этом случае разлитие жидкости будет сопровождаться ее горением, которое, по-видимому, должно оказывать существенное влияние на параметры разлития. Действительно, в случае горения тепловой поток к испаряющейся жидкости можно разделить на две составляющих: тепловой поток от поверхности, на которой разливается жидкость, и излучение от пламени. Следовательно, интенсивность испарения жидкости возрастает, что, соответственно, приведет к уменьшению площади разлития жидкости. В исследованиях по разлитию горящего СПГ [10] на воде показано, что к скорости испарения с воды, оцениваемой примерно как 0,05 кг/м^{2}с, необходимо добавить долю, определяемую излучением – примерно 0,06 кг/м^{2}с. В результате получаем скорость выгорания жидкости. Если полученную величину подставить в приведенные выше выражения для радиуса растекания и времени испарения, то можно получить параметры разлития горящей жидкости. Вопросы определения скорости выгорания для других жидкостей будут рассмотрены ниже.

Остановимся еще на одном аспекте обсуждаемой проблемы. Как уже отмечалось выше, как правило, резервуары окружаются защитным обвалованием,

равным по объему максимальному объему хранимой жидкости. В случае мгновенного разрушения резервуара возможно образование волны жидкости и, как показали исследования [4,19], до 30% пролитой жидкости способно «перехлестнуться» через обвалование. В [4] получено полуэмпирическое выражение для доли переливающейся жидкости:

$$\frac{M_p}{M_0} = 0{,}35[0{,}9 + (\frac{r}{R})^2 - \frac{h}{H_0}]^3, \quad (2.58)$$

где M_0 и M_p – соответственно, масса пролитой и перелившейся жидкости; r, H_0 –- начальные параметры столба жидкости; R и h – расстояние до обвалования и его высота. Приведенная зависимость удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [4,19] и может быть использована при анализе аварийных ситуаций на реальных резервуарах.

Определение площади пролива жидкости на плоскую поверхность по ГОСТ Р 12.3.047-2012 [60]

Площадь пролива жидкости (ЛВЖ и ГЖ) F, (м^2) определяется:

а) площадью обвалования или поддона, если предусмотрена локализация растекания пролива посредством этого устройства (но не более величины $F = k \cdot m_a$, где k = 0,21 м^2/кг для бензина и 0,19 м^2/кг для дизельного топлива, m_a – масса вышедшей из оборудования жидкости);

б) величиной $F = k \cdot m_a$, (2.59)

если локализация пролива обвалованием или поддоном не предусмотрена.

Для СУГ площадь пролива определяется с помощью соотношения:

$$F = k_V \cdot V, \quad (2.60)$$

где V – объем пролитой жидкой фазы, л; k_V – коэффициент, равный 0,15 м^2 на 1 л пролитого продукта.

2.2.2.3. Испарение разлитых жидкостей и образование паровоздушных облаков

Рассматривая процесс испарения жидкостей при разлитиях целесообразно выделить два основных случая: испарение криогенных жидкостей и сжиженных

газов, характеризующееся тепловыми потоками в жидкости, и испарение горючих жидкостей (керосин, бензин и т.п.) под действием ветра.

Рассмотрим подробнее оба случая.

1. Вытекающая криогенная жидкость или сжиженный газ будут находиться в равновесии со своими парами при атмосферном давлении. Следовательно, при подводе тепла возникнет немедленное кипение жидкости, интенсивность которого тем выше, чем выше скорость подвода тепла. Теплоприток к жидкости складывается из нескольких тепловых потоков: от подстилающей поверхности, от окружающего воздуха, от Солнца и т. п. Но поскольку разность температур жидкости и подстилающей поверхности велика, существенным оказывается именно тепловой поток на границе жидкость/твердое тело. В зависимости от температурного напора на этой границе различают три режима кипения жидкости: пленочный, переходный и пузырьковый, каждый из которых характеризуется значительно отличающимися коэффициентами теплопередачи (см. рис. 2.10).

Решение нестационарной задачи теплопроводности для подстилающей поверхности позволяет получить изменения профиля температуры во времени, а следовательно, и изменение интенсивности испарения жидкости. В [20, 22] зависимость скорости испарения криогенных жидкостей от времени была получена на основе аналитического решения уравнения теплопроводности для тела полубесконечной толщины при постоянном значении коэффициента теплоотдачи. В [14, 22] в модель расчета закладывалась реальная кривая кипения, корректируемая на основе экспериментальных данных по кипению СПГ, водорода, азота и кислорода на различных поверхностях. Предлагаемая программа расчета может быть использована для оценки параметров испарения при проливах криогенных жидкостей и сжиженных газов.

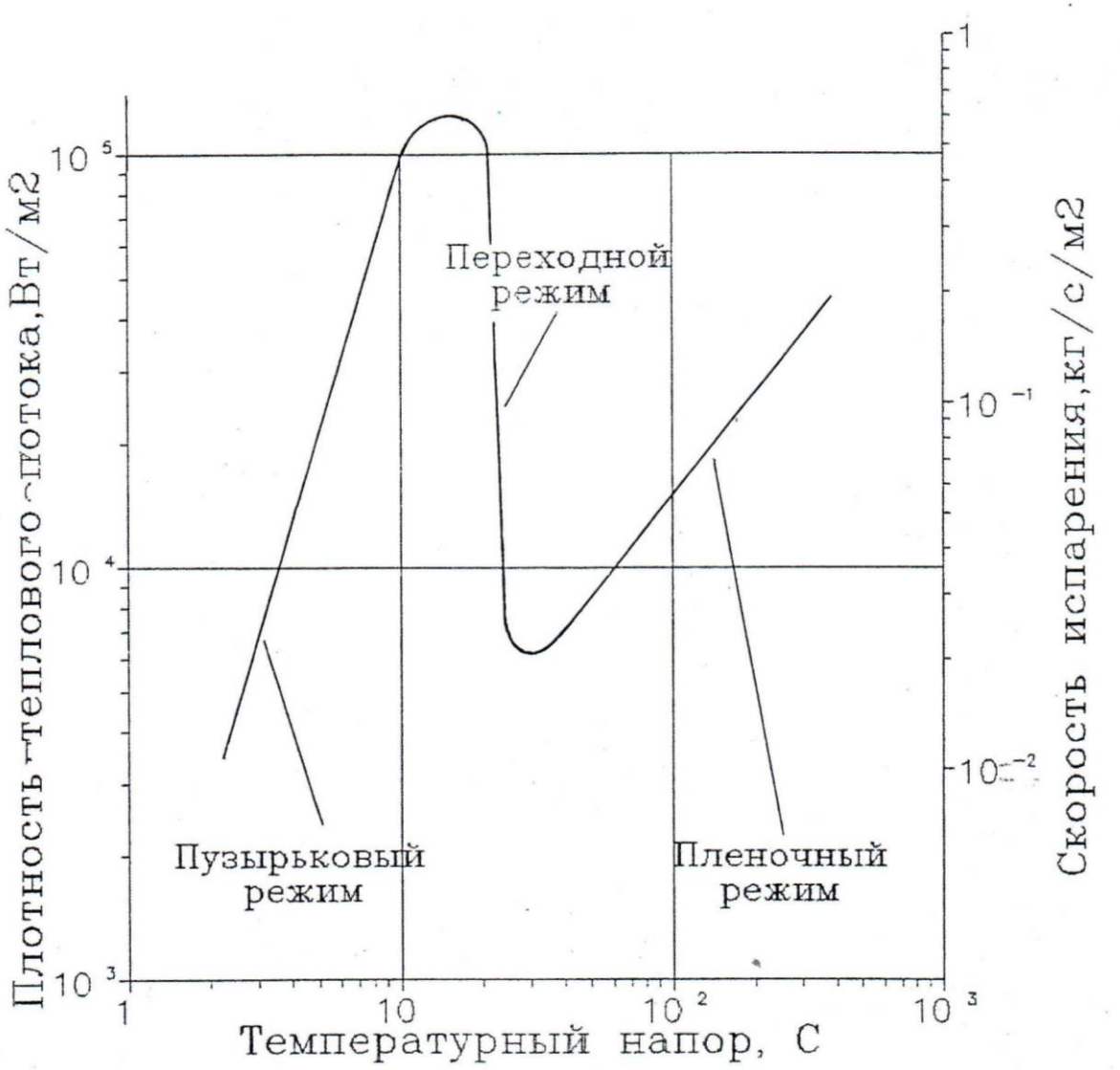


Рисунок 2.10 – Кривая кипения азота и зависимость скорости испарения азота от температурного напора

2. Рассмотрим теперь процесс испарения горючих жидкостей под действием ветра, и испарение сжиженных газов после захолаживания поверхности, когда испарение переходит в стационарный режим. В этом случае интенсивность испарения определяется скоростью ветра в атмосфере и температурой воздуха.

В литературе имеются многочисленные данные об экспериментальных исследованиях стационарной скорости испарения обычных жидкостей типа анилин, нафталин и др. [23]. В [24] указано, что интенсивность испарения горючих жидкостей при анализе аварийных ситуаций, связанных с их проливами, должна

определяться по справочной литературе и экспериментальным данным. Для ЛВЖ в отсутствии таких данных допускается рассчитывать ее по формуле:

$$\dot{m} = 10^{-6}\eta\sqrt{\mu}p_н \quad (\text{кг/м}^2\text{с}), \tag{2.61}$$

где η – коэффициент, зависящий от скорости и температуры воздушного потока над поверхностью испарения; μ – молекулярная масса (г/моль); $p_н$ – давление насыщенного пара при расчетной температуре жидкости (кПа).

В [25] при расчете производительности вентиляционных систем для помещений, в которых возможны проливы горючих жидкостей для расчета количества испаряющегося вещества применяется формула:

$$M = (0{,}04 + 0{,}03v)Sp_{ж}\sqrt{\mu} \quad (\text{г/час}), \tag{2.62}$$

где v – скорость движения воздуха над поверхностью жидкости, м/с; S – площадь «лужи»; $p_ж$ – парциальное давление пара над поверхностью жидкости, Па.

Однако, применение выражений (2.61) и (2.62) для испарения криогенных жидкостей (водород, кислород, азот) и сжиженных газов (пропан, сжиженный нефтяной газ) дает существенное расхождение с экспериментальными данными. В работе [26] для обобщения имеющихся данных по испарению аммиака предложено использовать следующее критериальное соотношение:

$$Nu_Д = 0{,}094\,\mathrm{Re}^{0,8}\,\mathrm{Pr}_Д^{\,0,3}\,Qu^{0,2}, \tag{2.63}$$

где $Nu_Д = \dfrac{\beta_м \cdot L}{Д}$; $\mathrm{Re} = \dfrac{v \cdot L}{\nu}$; $\mathrm{Pr}_Д = \dfrac{\nu}{Д}$; $Qu = \dfrac{T_0 - T_{ж}}{T_0}$; $\beta_м$ – коэффициент массоотдачи, м/с; L – характерный размер пролива, м; $Д$ – коэффициент диффузии, м^2/с; v – скорость ветра, м/с; ν – кинематическая вязкость, м^2/с; T_0 – температура воздуха, К; $T_{ж}$ – температура жидкости, К.

Исходя из того, что низкотемпературные жидкости должны быть близкими по характеру испарения (температура кипения аммиака минус 34 ºС, пропана – минус 42 ºС), соотношение (2.63) было скорректировано с учетом экспериментальных данных по испарению пропана:

$$Nu_Д = 0{,}03\,\mathrm{Re}^{0,8}\,\mathrm{Pr}_Д^{\,0,3}\,Gu^{0,2}. \tag{2.64}$$

В табл. 2.5 приведены сравнительные данные, полученные расчетом по формулам (2.61) – (2.64), и экспериментальные данные по испарению пропана, аммиака и водорода при различных скоростях движения воздуха над поверхностью жидкости.

Анализ данных показывает, что скорректированная формула (2.64) дает удовлетворительное согласие с результатами экспериментов по испарению пропана и аммиака. Некоторое отличие по водороду, по-видимому, связано с существенно более низкой температурой кипения, хотя отличие в этом случае не превышает 1,5–2 раза.

Таблица 2.5 – Сравнительные данные по расчетным и экспериментальным значениям скорости испарения

Жидкость	Скорость ветра, м/с	Скорость испарения, кг/м^{2}с				Литература
		Расчетные данные			Экспериментальные данные	
		по (2.61)	по (2.63)	по (2.64)		
Пропан	1,3	0,0051	0,0147	0,0065	0,0064	[6]
	3,6	0,0084	0,0275	0,0146	0,0148	
	5,0	0,0098	0,0353	0,190	0,0190	
	12,0	0,0151	0,0741	0,381	0,380	
Аммиак	1,8	0,0060	0,0175	0,0019	0,016	[26]
Водород	3,0	0,0016	0,0051	0,0360	0,0170	[14]
	3,5	0,0018	0,0057	0,0412	0,0240	
	4,6	0,0020	0,0070	0,0500	0,0340	
	6,0	0,0023	0,0087	0,0630	0,0390	
	8,0	0,0026	0,0110	0,0800	0,0940	

2.2.2.3.1. Определение максимальных размеров взрывоопасных зон по [37]

Оценку максимальных размеров взрывоопасных зон, образующихся при выходе ЛВЖ или ее паров, а также паров СУГ в окружающее пространство при безветрии или низкой скорости ветра – до 2 м/с, когда размеры зон максимальны, следует проводить по следующим соотношениям (ниже все формулы даны для паров ЛВЖ, но они также справедливы и для паров СУГ):

$$X_{LFL} = K_1 \cdot L \left[K_2 \cdot \ln\left(\frac{\delta \cdot C_0}{C_{LFL}} \right) \right]^{0,5}, \quad (2.65)$$

$$Z_{LFL} = K_3 \cdot L \left[K_2 \cdot \ln\left(\frac{\delta \cdot C_0}{C_{LFL}} \right) \right]^{0,5}, \quad (2.66)$$

где X_{LFL} – горизонтальный размер взрывоопасной зоны, м (радиус взрывоопасной зоны); Z_{LFL} – вертикальный размер взрывоопасной зоны, м (высота взрывоопасной зоны); K_1, K_2, K_3 – константы, значения которых составляют:

- для выхода ЛВЖ при отсутствии подвижности воздушной среды (наиболее опасный рассматриваемый случай) K_1 = 1,1958; K_2 = T/3600; K_3 = 0,04714;

- для паров ЛВЖ при отсутствии подвижности воздушной среды K_1 = 1,1314; K_2 = 1,0; K_3 = 0,0253;

T – время полного испарения ЛВЖ, с; L – эффективная длина, м, вычисляемая по формуле:

- для выхода ЛВЖ при отсутствии подвижности воздушной среды

$$L = \left[\frac{100m}{C_{LFL}} \cdot \rho_V \cdot \left(\frac{C_{LFL}}{\rho_V \cdot C_0} \cdot e^{1,5n} \right)^{1/n} \right]^{1/3}, \quad (2.67)$$

для выхода паров ЛВЖ при отсутствии подвижности воздушной среды

$$L = \left[\frac{3,77 \cdot 10^3 \cdot m \cdot \delta}{\rho_V \cdot C_{LFL} \cdot e^{1,5}} \right]^{1/3}, \quad (2.68)$$

m – масса пара, вышедшего в атмосферу, кг; C_{LFL} – величина нижнего концентрационного предела распространения пламени паров ЛВЖ, % (об.); ρ_V – плотность пара, кг/м^3; δ – коэффициент, составляющий 1,25 при доверительной вероятности 0,95; n – коэффициент, составляющий 0,41 при отсутствии подвижности воздушной среды; C_0 – величина, определяемая соотношением:

- для выхода ЛВЖ при отсутствии подвижности воздушной среды:

$$C_0 = C_S \cdot \left(\frac{m \cdot 100}{C_S \cdot \rho_V \cdot L^3} \right)^n; \quad (2.69)$$

- для выхода паров ЛВЖ при отсутствии подвижности воздушной среды

$$C_0 = \frac{3,77 \cdot 10^3 \cdot m}{\rho_V \cdot L^3}; \quad (2.70)$$

C_S – концентрация насыщенных паров ЛВЖ при расчетной температуре, % (об.), вычисляемая по формуле:

$$C_S = 100 \cdot \frac{P_S}{P_0}; \qquad (2.71)$$

P_S – давление насыщенных паров ЛВЖ при расчетной температуре t_0, кПа; P_0 – атмосферное давление, равное 101 кПа.

Приведенные выше формулы для расчета X_{LFL} при выходе (вытеснении из резервуаров) паров ЛВЖ в свободное пространство справедливы при расположении источника поступающих паров на высоте до 5 м над поверхностью земли. Формулы для расчета Z_{LFL} при поступлении паров ЛВЖ в свободное пространство справедливы при расположении источника паров непосредственно у поверхности земли или ниже ее уровня. При расположении источника паров на высоте от 0 до 2 м все пространство с радиусом X_{LFL} от источника и ниже его является взрывоопасной зоной.

При истечении СУГ из трубопровода при наличии ветра (скорость ветра более 2 м/с) размер взрывоопасной зоны по направлению ветра X_{LFL} (м/с), находят по формуле:

$$X_{LFL} = 40(G/u)^{0,5}, \qquad \text{(м)} \qquad (2.72)$$

где G – массовая скорость поступления горючего газа в окружающее пространство, кг/с; u – скорость ветра, м/с.

2.2.2.3.2. Анализ исследований по проблеме распространения и рассеивания в атмосфере паров сжиженных углеводородных газов при аварийных разливах и выбросах

Выбросы (поступления) различных промышленных газов в атмосферу могут быть в общем случае классифицированы двумя видами. Первый представляет собой выделение газа с температурой, близкой к окружающей температуре, но имеющего плотность больше плотности воздуха. К другому виду относится выделение холодных газов, первоначально имеющих большую плотность, чем плотность воздуха.

Представителями первой категории является CO_2 и различные фторуглероды. Типичными представителями категории холодных газов являются сжиженные углеводороды, такие как СПГ и СНГ. При рассеивании тяжелых газов

важное значение приобретают гравитационные эффекты, особенно в начальной стадии процесса, следующей сразу же за выделением тяжелых газов в атмосферу. Вследствие действия силы тяжести облако газа распространяется сначала не столько как газ, а скорее как жидкость.

Существующие модели рассеивания газов (или других примесей) можно условно разделить на три категории:

1. Модели пассивного рассеивания примеси, находящейся по отношению к атмосфере в состоянии нейтральной плавучести (аналитические).

2. Модели, основанные на принципах подвода воздуха к облаку известной, заданной конфигурации (как правило цилиндрической) – полуаналитические.

3. Модели К-теории, основанные на совместном решении трехмерных уравнений сохранения массы, импульса и энергии.

2.2.2.3.2.1. Модели пассивного рассеивания нейтральной примеси

Модели первой категории, используемые для предсказания атмосферного рассеивания примеси в состоянии нейтральной плавучести, рассматривают дисперсию как результат турбулентного движения в атмосферном пограничном слое. Эти модели были разработаны для прогнозирования последствий промышленных выбросов в атмосферу (например, выброс примеси из дымовых труб). Поскольку предполагается, что выброс примеси с плотностью равной или превышающей плотность воздуха не влияет на характер течения в атмосфере, то проблема пассивного атмосферного рассеивания сводится к пониманию и предсказанию турбулентности в атмосферном пограничном слое [61–69].

Существует два подхода к исследованиям распространения примеси в приземном слое воздуха. Один из них основывается на решении уравнения турбулентной диффузии:

$$\frac{\partial \chi}{\partial \tau} + u\frac{\partial \tau}{\partial x} + \vartheta\frac{\partial \chi}{\partial y} + W\frac{\partial \chi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}K_x\frac{\partial \chi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}K_y\frac{\partial \chi}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}K_z\frac{\partial \chi}{\partial z}, \qquad (2.73)$$

где χ – концентрация примеси; K_x, K_y, K_z – горизонтальная (x, y) и вертикальная (z) составляющие коэффициента турбулентной диффузии, u, ϑ, W – соответствующие составляющие средней скорости перемещения примеси.

При рассмотрении конкретных задач общий вид уравнения (2.73) может быть упрощен.

Краевые условия уравнения (2.73) определяются типом источника. Для непрерывных точечных источников, помещенных на уровне земли, граничными условиями являются:

а) $\chi \to 0$ при $x, y, z \to \infty$,

б) $K_z \frac{\partial \chi}{\partial z} \to 0$ при $z \to 0$ (условие непроницаемости земли для газа),

в) $\chi \to \infty$ при $x = y = z = 0$, (2.74)

г) условие непрерывности

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{0}^{\infty} \bar{u}\chi(x, y.z)dzdy = Q,$$

где Q – мощность источника , $\bar{u}$ – средняя скорость ветра.

Решение уравнения (2.73) с учетом (2.74) для постоянных K_x, K_y, K_z было получено О. Робертсом [70] для мгновенного и непрерывного точечного или безграничного линейного источника.

Другой подход к исследованию проблемы рассеивания примеси, развитый О. Сеттоном [71], состоит в использовании для определения концентрации примеси от источника формул, полученных на статистической основе. Согласно Сеттону, распределение примеси вблизи точечного источника в разных направлениях описывается нормальным законом распределения (закон Гаусса). В результате применения этого метода к диффузии вблизи поверхности земли найдены выражения для распределения концентрации примеси для мгновенных непрерывного точечного, конечного линейного и безграничного линейного источников при постоянной скорости ветра.

Попытки использования полученных Сеттоном формул для описания процесса рассеивания паров сжиженных газов были предприняты Р. О. Паркером и Дж. К. Спата [72]. Они получили следующее уравнение для расчета концентрации паров тяжелого газа на уровне земли в точке x_i по ветру и y_i перпендикулярно ветру

от поверхностного источника, состоящего из сети непрерывных точечных источников, распределенных равномерно по всей площади разлива сжиженного газа

$$\chi = \sum_{ij} \chi_{ij}(x_i, y_j) = \sum_{ij} \frac{Q_{ij}}{\pi \sigma_y \sigma_z u} \exp\{-\frac{1}{2}[\frac{y^2}{\sigma_y{}^2} + \frac{h^2}{\sigma_z{}^2}]\}, \qquad (2.75)$$

где Q_{ij} – интенсивность точечного источника; σ_y, σ_z – коэффициенты дисперсии, определяемые в зависимости от расстояния до источника и атмосферной стабильности в соответствии с классификацией [73,74].

Однако, как показало сравнение с имеющимся экспериментальным материалом, использование уравнения (2.75) для оценки максимального расстояния распространения взрывоопасного облака дает значения в несколько раз превышающие реальные. Это объясняется тем, что характер рассеивания паров СПГ значительно отличается от рассеивания нейтральной примеси из-за того, что начальная плотность паров СПГ приблизительно в 1,6 раза превышает плотность воздуха. Выброс большого количества тяжелого газа даже в случае, когда его температура близка к температуре окружающей среды и отсутствуют теплообменные эффекты, может существенно изменить характер турбулентного течения вблизи места выброса. В этом случае значительную роль будут играть гравитационные эффекты, обусловленные градиентом плотности. Модели пассивного рассеивания примеси в состоянии нейтральной плавучести, основанные на интегрировании уравнения диффузии или на предположении о Гауссовском характере распределения примеси, естественно не учитывают гравитационное распространение облака паров. ХаммертБассет и Монтет [75] предложили учитывать специфический характер рассеивания тяжелых газов путем введения вертикальной составляющей скорости в модифицированное уравнение Сеттона [71]

$$\chi = \sum_i \{\frac{10^2 Q(\tau_i)}{2\pi \sigma_y(x_i)\sigma_z(x_i)u}[\exp(-\frac{1}{2}(\frac{h_1}{\sigma_z(x_i)})^2) + \exp(-\frac{1}{2}(\frac{h_2}{\sigma_z(x_i)})^2)]\sum_j \exp(-\frac{1}{2}(\frac{y_i}{\sigma_y(x_i)})^2)\}, \qquad (2.76)$$

где $h_1 = h_м - (h_g + \frac{\overline{\vartheta}}{u} x)$; $h_2 = h_м + (h_g + \frac{\overline{\vartheta}}{u} x)$ – разница в высоте точки (М) измерения концентрации по отношению к двум источникам; x_i, y_i – координаты точки измерения (М) по отношению к источнику; $Q(\tau_i)$ – интенсивность поступления газа из источника; $h_м$ – высота точки измерения концентрации; h_g – высота источника; $\overline{\vartheta}_к$ – условная вертикальная составляющая скорости ветра.

При выводе уравнения (2.76) авторы предполагали, что газ выделяется двумя симметричными по отношению к уровню грунта источниками. Введение вертикальной составляющей скорости ветра позволяет, по мнению авторов [72] согласовать результаты расчетов по уравнению с экспериментальными данными, полученными в Фосс Сюр Мере (Франция) [75]. Рекомендуемый интервал изменения вертикальной скорости от 0,1 до 0,3 м/с.

2.2.2.3.2.2. Модели подобия

Модели второй категории, основанные на принципах подвода воздуха к облаку известной конфигурации, представляют рассеивание в виде совокупности нескольких процессов: гравитационное распространение тяжелого газа, его адвекция и турбулентное перемешивание, конвективный теплообмен и тепловые эффекты в облаке. К этой категории относятся модели Гермелеса – Дрейка [76], Ван Улдена [77], Пикнетта [78], Эйдсвика [79], Кокса – Карпентера [80], Риля [81], Флосмана и Никодема [82], Оомса [83] и др.

В соответствии с принципами подвода воздуха изменение концентрации облака в стадии гравитационного распространения происходит в результате захвата воздуха облаком, растекающимся под действием силы тяжести. Поскольку в большинстве перечисленных моделей распространяющееся облако предполагается пространственно однородным, то его разбавление может быть представлено в общей форме следующим уравнением

$$V_a = W_e A_T + u_e A_p, \qquad (2.77)$$

где V_a – объем воздуха, захваченного облаком в единицу времени; A_T – площадь верхней поверхности облака; A_p – площадь фронтальной поверхности облака; W_e – вертикальная скорость подвода воздуха; u_e – горизонтальная скорость подвода воздуха.

Модели этой категории отличаются друг от друга по существу различным расчетом скоростей вертикального и горизонтального подвода воздуха.

В моделях, учитывающих горизонтальный подвод воздуха, его скорость определяется уравнениями

$$u_e = \chi \vartheta_R \tag{2,78}$$

или

$$u_e = \frac{\chi \vartheta_R^{\,2}}{\vartheta_R(\tau = 0)}. \tag{2.78а}$$

Вертикальный подвод воздуха в слой стратифицированного по плотности тяжелого газа определяется характерной турбулентной скоростью (скорость трения u_* и стабилизирующим эффектом градиента плотности в сдвиговом течении (число Ричардсона – *Ri*)

$$W_e = f(u_*, Ri). \tag{2.79}$$

В соответствии с классической теорией пограничного слоя в моделях этой категории предполагается, что при отсутствии стратификации скорость вертикального подвода воздуха должна быть пропорциональна скорости трения

$$W_e = c_1 \cdot u_* \quad (Ri = 0). \tag{2.80}$$

Для стратифицированного течения скорость вертикального подвода обратно пропорциональна числу Ричардсона

$$W_e = c_2\, u_* / Ri. \tag{81)}$$

Уравнения (2.80) и (2.81) справедливы для пограничных слоев, примыкающих к земной поверхности, где перенос импульса направлен к твердой границе. Некоторые модели облака тяжелого газа предполагают, что вертикальный подвод воздуха пропорционален скорости гравитационного растекания

$$W_e = c_3 \vartheta_R, \tag{2.82}$$

где c_1, c_2, c_3 – некоторые константы.

Модель Гермелеса и Дрейка. Гермелес и Дрейк предложили рассматривать процесс рассеивания тяжелых холодных газов в виде последовательности следующих стадий: стадия полного испарения заданного объема сжиженного газа; стадия гравитационного распространения холодных «тяжелых» паров; стадия пассивного рассеивания нейтральной смеси.

Отличие других моделей подобия от модели Гермелеса и Дрейка заключается в основном в интерпретации механизма подвода воздуха при гравитационном растекании облака, а также в выборе критерия перехода от стадии гравитационного распространения к стадии пассивного рассеивания «примеси», находящейся в состоянии нейтральной плавучести по отношению к атмосфере.

Модель Кокса и Карпентера. Модель создана для описания процесса рассеивания паров СПГ от источника мгновенной мощности (цилиндрического) или источника постоянного действия (вертикальной прямоугольной конфигурации). В стадии гравитационного распространения предполагается однородное по составу облако. Переход от стадии гравитационного распространения к стадии пассивного рассеивания осуществляется в момент, когда скорость турбулентного движения становится больше скорости гравитационного растекания. Модель учитывает теплопередачу от подстилающей поверхности, а также фазовые превращения влаги в воздухе. Её отличительной чертой является рассмотрение термодинамики процесса применительно к двухфазным смесям. Модель предназначена для описания процесса рассеивания над ровной местностью.

Модель Ван-Улдена (Нидерландский институт метеорологии). Одномерная модель Ван-Улдена предполагает в стадии гравитационного распространения изменение только радиуса облака. При этом увеличение объема облака происходит за счет подвода воздуха через фронтальную поверхность облака. Теплопередача от подстилающей поверхности и тепловые эффекты, связанные с конденсацией и замерзанием влаги в воздухе, в модели не учитываются. Модель Ван-Улдена предназначена для описания процесса рассеивания паров СПГ над ровной

поверхностью от источника мгновенной мощности (цилиндрической конфигурации).

Модель DENZ (Атомная энергия Великобритании), авторы Фрайер, Кайзер. В стадии гравитационного распространения разбавление облака происходит за счет подвода воздуха только через верхнюю поверхность, фронтальный подвод воздуха отсутствует. Скорость подвода является функцией атмосферной турбулентности и числа Ричардсона. Предполагается однородное по составу облако. В модели учитывается теплопередача от подстилающей поверхности и не учитывается дополнительный нагрев облака за счет конденсации и замерзания влаги в облаке. Переход к модели пассивного рассеивания, нейтральной по отношению к атмосфере смеси, происходит тогда, когда разность плотностей облака и воздуха становится меньше определенной величины. Альтернативным критерием перехода является условие, когда радиальное расширение облака за счет гравитации не превышает распространение облака за счет турбулентного движения в атмосфере, а скорость подвода воздуха через верхнюю поверхность облака тяжелого газа становится больше скорости турбулентного движения. Модель предназначена для описания дисперсии над ровной подстилающей поверхностью. Тип источника – мгновенный, цилиндрической формы.

Модель Пикнетта (Chemical Debence Est., Porton, HSEcontract). Модель Пикнетта также создана для описания процесса рассеивания от мгновенного источника (цилиндрической формы), но в отличие от модели DENZ учитывает подвод воздуха не только через верхнюю поверхность облака, но и через фронтальную. Скорость подвода воздуха через верхнюю поверхность облака является функцией атмосферной турбулентности и числа Ричардсона. Скорость захвата воздуха фронтальной поверхностью облака зависит от скорости гравитационного растекания. Предполагается, что в облаке отсутствуют градиенты плотности, концентрации, температуры. Модель учитывает теплоприток к облаку в результате фазовых превращений влаги в воздухе. Теплообмен с подстилающей поверхностью отсутствует. Переход к модели Гаусса для пассивного рассеивания

осуществляется при распространении турбулентных вихрей до поверхности земли или числе Ричардсона равным 1.

Модель Д. Фея (Массачусетский технологический институт). В модели Фея рассматривается уравнение гравитационного распространения, аналогичное модели Ван-Улдена и Кокса–Карпентера. Подвод воздуха к облаку осуществляется через верхнюю и фронтальную поверхность облака. Скорость подвода через верхнюю поверхность определяется атмосферной турбулентностью и не зависит от числа Ричардсона. При более поздних стадиях рассеивания фронтальное перемешивание не учитывается. Предполагается отсутствие теплообмена с подстилающей поверхностью. Модель учитывает выделение энергии при замерзании или конденсации влаги в воздухе. Переход к стадии пассивного рассеивания нейтральной примеси отсутствует. Модель не в состоянии описать динамику роста облака. Тип источника – мгновенной мощности (цилиндрический).

Модель Флосмана и Никодема (Германия, Баттель). Модель Флосмана и Никодема описывает процесс рассеивания облаков холодных, тяжелых газов от источников мгновенной мощности (цилиндрических) или источников постоянной производительности (вертикальных прямоугольной конфигурации). В отличие от других, модель пригдна для предсказания рассеивания аэрозольных примесей. В соответствии с принципами механизма подвода воздуха предполагается, что скорость подвода через верхнюю поверхность облака является функцией атмосферной турбулентности и числа Ричардсона, а скорость фронтального захвата воздуха зависит от скорости гравитационного распространения. Предполагается, что распределение концентрации подчиняется нормальному закону (Гаусса). Переход от стадии гравитационного распространения к стадии рассеивания нейтральной по отношению к атмосфере примеси протекает непрерывно и плавно. Модель учитывает теплоотдачу от подстилающей поверхности и дополнительный нагрев облака за счет фазовых превращений влаги в воздухе. Модель не пригодна для описания рассеивания при малых скоростях ветра (меньше 1м/с). Предполагается ровная подстилающая поверхность.

Модель Эйдсвика (Норвежский институт по воздушным исследованиям). В модели Эйдсвика рассматривается рассеивание пространственно-однородного облака тяжелого, холодного газа. Подвод воздуха осуществляется через верхнюю и фронтальную поверхности. В стадии гравитационного распространения облако нагревается за счет теплообмена с подстилающей поверхностью и за счет захвата воздуха. Используемый в модели механизм подвода воздуха обеспечивает плавный и непрерывный переход к стадии пассивного рассеивания.

Модель HEGADAS (ShellResearch). Модель описывает процесс рассеивания холодного, тяжелого газа от источников мгновенной мощности, источников с постоянной интенсивностью образования примеси, а также источников переменной производительности. В отличие от ранее рассмотренных моделей (за исключением модели Флосмана и Никодема) предполагается, что образовавшееся и распространяющееся облако неоднородно. Принимаются Гауссовы профили концентрации в растекающемся облаке тяжелого газа. Дисперсия в вертикальном и горизонтальном направлениях определяется атмосферной турбулентностью. Вертикальное рассеивание является также функцией числа Ричарсона. Модель обеспечивает плавный и непрерывный переход к стадии пассивного рассеивания. Предполагается отсутствие теплообмена с подстилающей поверхностью. Модель учитывает тепловые эффекты, связанные только с конденсацией и замерзанием влаги из захваченного облаком воздуха.

Большинство указанных моделей представляют процесс рассеивания холодного тяжелого газа в виде последовательности отдельных стадий. В действительности четкого разделения между стадиями не существует, все они протекают параллельно. Следует также отметить, что модели этой категории разработаны в основном для источников мгновенного выброса газа или для источников постоянной производительности. Реальные же источники характеризуются конечным временем действия и существенно переменной интенсивностью образования паров СПГ.

Недостатки полуаналитических моделей, построенных на условном разделении процесса рассеивания на отдельные стадии, позволяют устранить только модели К-теории.

2.2.2.3.2.3. Модели К-теории

Рядом исследовательских организаций США и Германии – Ливерморской лабораторией им. Лоренса, институтами Батля, Кармана, Массачусетским технологическим институтом, компаниями САИ, Дейгон Ра и др. разработаны численные модели, основанные на совместном решении дифференциальных уравнений в частных производных, выражающих законы сохранения массы, энергии, импульса. Этомодели SIGMET [84], ZEPHYR [85], MARIAH [86], FEMZ [88], TRANSLOC [89], DISCO [90], MINT [87], TDC [91] идр. Общие уравнения турбулентного движения и рассеивания облаков тяжелых холодных газов, устанавливающие закономерности изменения во времени плотности, концентрации, скорости и энтальпии, имеют следующий вид:

Закон сохранения массы

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{d\tau} &= -\rho[\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial \vartheta}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}] \\ \rho\frac{d\chi}{d\tau} &= -[\frac{\partial}{\partial x}\rho\chi' u'+\frac{\partial}{\partial y}\rho\chi'\vartheta'+\frac{\partial}{\partial z}\rho\chi' w'] \end{aligned}, \qquad (2.83)$$

закон сохранения импульса

$$\begin{aligned} \rho\frac{du}{d\tau} &= -[\frac{\partial}{\partial x}\rho u' u'+\frac{\partial}{\partial y}\rho u'\vartheta'+\frac{\partial}{\partial z}\rho u' w']-\frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho\frac{d\vartheta}{d\tau} &= -[\frac{\partial}{\partial x}\rho\vartheta' u'+\frac{\partial}{\partial y}\rho\vartheta'\vartheta'+\frac{\partial}{\partial z}\rho\vartheta' w']-\frac{\partial p}{\partial y} \\ \rho\frac{dw}{d\tau} &= -[\frac{\partial}{\partial x}\rho w' u'+\frac{\partial}{\partial y}\rho w'\vartheta'+\frac{\partial}{\partial z}\rho w' w']-\frac{\partial p}{\partial z}-\rho g \end{aligned}, \qquad (2.84)$$

закон сохранения энергии

$$\rho\frac{dH}{d\tau} = -[\frac{\partial}{\partial x}\rho H' u'+\frac{\partial}{\partial y}\rho H'\vartheta'+\frac{\partial}{\partial z}\rho H' w']+\frac{dp}{d\tau}. \qquad (2.85)$$

При выводе уравнений не учитывались химические реакции, молекулярная диффузия; кориолисовыми силами и флуктуациями давления пренебрегалось.

Члены типа $\nabla\rho u'u'$, $\nabla\rho\chi'u'$, $\nabla\rho H'u'$ в уравнениях (2.83–2.85), определяющие турбулентное перемешивание, должны быть связаны со средними значениями концентрации, скорости и энтальпии. Это так называемое требование замыкания турбулентности. Альтернативой может являться установление эмпирического соотношения для турбулентного перемешивания или предположение об автомодельном характере решения этих уравнений.

В моделях К-теории допускается аналогия Рейнольдса между переносами импульса, массы и энергии, так что избегается независимое определение коэффициентов турбулентной температуропроводности и диффузии вихря. Используется модель замыкания первого порядка для вызванного турбулентностью переноса массы, импульса и энергии, согласно которой существует следующая связь между компонентами турбулентного потока вещества и градиентом концентрации

$$\rho\chi'u' = -\rho K_x \frac{\partial\chi}{\partial x}, \tag{2.86}$$

где коэффициент пропорциональности K_x есть коэффициент турбулентной диффузии (горизонтальный).

В соответствии с К-теорией все коэффициенты диффузии (массы, импульса, энергии) принимаются равными друг другу.

В модели SIGMET для вертикальной компоненты импульса используется гидростатическое приближение (пренебрегается вертикальным ускорением) и вместо координаты z вводится координата

$$\sigma = \frac{p - p_T}{p_S - p_T}, \tag{2.87}$$

где p_T – давление в верхней части облака; p_S – давление на подстилающей поверхности.

В данной модели для решения уравнений вводятся ряд других допущений и положений.

Модели ZEPHYR и MARIAH являются разновидностями численной модели SIGMET. Эти модели основаны на решении той же системы дифференциальных уравнений сохранения массы, энергии, импульса, но используют для этой цели

различные численные методы. Модель ZEPHYR основана на применении явной разностной схемы в сочетании с численным методом частиц в ячейке. MARIAH использует неявную разностную схему, что позволяет уменьшить стоимость расчетов на ЭВМ за счет уменьшения времени счета. Лабораторией имени Лоренса разработаны модели MINT [87] и FEM3 [88], основанные на численном решении трехмерных уравнений движения для сжимаемой среды. Разработаны также модели для несжимаемой среды [87]. Для расчетов процесса рассеивания тяжелых газов по мнению [87] могут быть использованы модели для несжимаемой среды. Такие программы более экономичны в смысле машинного времени. Однако численные модели для сжимаемой среды позволяют при необходимости решать совместно с движением облака вопросы его горения. В работе [87] указывается, что решение проблемы в двухмерном виде существенно сказывается на точности (максимальные расстояния распространения пожароопасного облака значительно увеличиваются).

На основании анализа существующих моделей рассеивания примеси в атмосфере можно сделать следующие выводы.

1. Модели пассивного рассеивания примеси, находящейся в атмосфере в состоянии нейтральной плавучести, непригодны для расчета рассеивания паров сжиженного природного газа, так как не учитывают гравитационные эффекты, связанные с распространением более тяжелого, чем воздух, газа. Исключением является модель Хамберта, Бассета и Монтета, которая может быть использована для очень приближенных оценок максимального расстояния распространения пожароопасного облака.

2. Модели подобия, основанные на принципах подвода воздуха через поверхность раздела плотного облака и атмосферы, имеют ограниченное применение для описания процесса рассеивания. Значительное расхождение модельных предсказаний по сравнению с экспериментальными данными (вблизи источника) объясняется предположением об автомодельном характере решения для концентрации, скорости и температуры распространяющегося облака. Модели подвода воздуха могут быть использованы для прогнозирования распределения

концентрации на расстояниях, значительно удаленных от источника в случае выброса в атмосферу небольших объемов газа.

3. Модели К-теории наиболее полно учитывают реальные условия рассеивания, так как основаны на решении трехмерных уравнений сохранения массы, импульса и энергии. Прогноз процесса рассеивания по моделям К-теории хорошо согласуется с экспериментальными данными для всех экспериментально исследованных объемов выброса.

2.2.3 Горение пролитой жидкости

2.2.3.1. Скорость выгорания жидкостей

Горение проливов жидкостей носит сложный характер. Жидкость испаряется в результате переноса тепла от пламени, поверхности пролива, и затем, перемешиваясь с воздухом, сгорает.

В.Л. Блинов и Г.Н. Худяков [27] изучали скорость выгорания различных жидкостей в зависимости от диаметра свободной поверхности жидкости. Они показали, что при переходе от ламинарного режима горения к турбулентному скорость выгорания сначала уменьшается, а затем возрастает и стабилизируется при диаметрах сосуда примерно больше 1 м. Для обычных жидкостей скорость выгорания, в основном, определяется теплопереносом от пламени к жидкости за счет излучения и конвекции. В диапазоне диаметров 1,2–3 м в работе [28] показано, что для бензинового пламени 60% энергии к поверхности переносится излучением и 40% конвекцией, для пламени гексана эти цифры соответственно 70 и 30%. При горении сжиженных газов, пролитых на поверхность воды, земли, бетона скорость выгорания в начальный момент после пролива в значительной мере определяется потоком тепла от этой поверхности.

Получить универсальную формулу для скорости выгорания жидкостей со свободных поверхностей пока не удается. Разные авторы пытаются связать скорость выгорания с различными факторам, например, термодинамическими параметрами (теплота испарения, теплота нагревания, теплота сгорания и т. д.), химической структурой топлива (количество атомов углерода и т. д.), газодинамическими

параметрами факела (числа *Ar*, *Gr*, *Re* и т. д.). В какой-то мере для определенных классов жидкостей при измерениях на одной установке это удается, однако особого прогресса в этой деятельности нет, поскольку скорости выгорания одной и той же жидкости у разных авторов могут отличаться в несколько раз вследствие влияния скорости ветра, высоты бортиков резервуаров и т. д. [34]. При этом значения скоростей выгорания разных жидкостей не слишком сильно отличаются (как правило, в пределах от 3 до 10 мм/мин). Это обусловлено тем, что термодинамические параметры обычных горючих жидкостей не имеют больших разбросов, температура пламени находится, как правило, в пределах 1000 – 1400 ºС, размеры пламени, в основном, определяются диаметром разлития. Следует заметить, что на процесс горения, в том числе и на скорость выгорания значительное влияние оказывает процесс сажеобразования, который сам по себе плохо изучен в настоящее время.

Тем не менее, проведенные различными авторами исследования позволяют оценивать с некоторой точностью скорости выгорания различных жидкостей.

Наиболее известно выражение для скорости выгорания, используемое в работах типа [29–33]:

$$\dot{m} = k\frac{\Delta H_{comb}}{\Delta H_{vap} + \Delta H_{neat}}, \qquad (2.88)$$

где ΔH_{comb} – теплота сгорания; ΔH_{vap} – теплота парообразования; ΔH_{neat} – теплота, необходимая для нагревания горючего от исходной температуры до температуры кипения; k – эмпирическая константа (мм/мин). В [32] это выражение используется в виде:

$$\dot{m} = 1{,}25\cdot 10^{-6}\rho\frac{\Delta Hcomb}{\Delta H_{vap} + C_p(T_k - T_0)}, \qquad (2.89)$$

где ρ – плотность жидкости при начальной температуре T_0; C_p – теплоемкость жидкости.

Оно справедливо для горения жидкостей из резервуара площадью больше 1 м^2, скорости ветра менее 3 м/с и толщины слоя жидкости более 1 м. В этой же

работе [32] приведены обширные таблицы для скорости выгорания различных жидкостей.

Скорость выгорания может изменяться при изменении формы открытой поверхности, поскольку при этом изменяется тепловой поток, попадающий от пламени к жидкости. В частности, в экспериментах с горением СПГ в вытянутых резервуарах с соотношением сторон от 5 до 30 массовая скорость выгорания изменялась от 0,098 до 0,043 кг/м^{2}с [35], однако в этих экспериментах некоторое влияние оказывал также ветер, что не позволило получить каких-либо эмпирических корреляций.

В работе [36] предлагается методика оценки скорости выгорания при больших диаметрах резервуаров на основании данных, полученных на маленьких горелках. Предложена сложная формула в виде степенной функции многих параметров, которая использовалась для прогноза скорости выгорания до размеров разлития 2,6 м. Однако практическое использование таких сложных обобщений весьма ограничено.

При проливе и загорании сжиженных углеводородных газов, в начальный момент скорость выгорания может значительно превышать среднюю скорость выгорания вследствие подвода тепла от подстилающей поверхности пролива. Так, например, скорость испарения СПГ в начальный момент примерно 0,2 кг/м^{2}с, а установившаяся скорость выгорания 0,08–0,13 кг/м^{2}с. Однако экспериментальных исследований динамики изменения скорости выгорания таких жидкостей не проводилось.

2.2.3.2. Размеры пламени пролива

Основные идеи, используемые при анализе данных по размерам пламени изложены в [38]. Параметрами, влияющими на высоту пламени, является диаметр разлития, скорость выгорания, температура продуктов сгорания, определяющая величину подъемной силы и, соответственно, скорости движения горячего газа и др. Обычно для определения высоты пламени над горящей свободной поверхностью жидкости используется формула П. Томаса [34, 39]:

$$\frac{H_f}{D} = 42[\frac{\dot{m}}{\rho\sqrt{gD}}]^{0,61}, \quad (2.89)$$

где H_f – высота пламени, м; D – диаметр «лужи», м; $\dot{m}$ – скорость выгорания, кг/м^{2}с; ρ – плотность окружающего воздуха, кг/м^3; g – ускорение свободного падения, м/с^2.

Эта формула достаточно хорошо аппроксимирует экспериментальные данные для гептана и других жидкостей до диаметра разлития 20 м [34, 47]. Она справедлива, в основном, для тех случаев, когда испарение жидкости происходит за счет теплоподвода от пламени. В случае значительного теплового потока к жидкости со стороны поверхности, на которую осуществляется пролив, высота пламени определяется, в основном, только расходом жидкости, а не диаметром разлития. Это бывает при горении проливов сжиженных газов. Например, для длины пламени водорода часто используется простое выражение [41]:

$$L = 20 \cdot \dot{M}^{0,4}, \quad (2.90)$$

где L – длина пламени, м; $\dot{M}$ – расход жидкого водорода, кг/с.

Похожее выражение предложено в работах [42,43] для разных топлив, в основном, сжиженных газов: пропан, бутан, СПГ, водород –

$$L = 0,23\dot{Q}^{0,4} - 1,02D, \quad (2.91)$$

где $\dot{Q}$ – интенсивность тепловыделения, КВт; L – длина пламени, м.

Для значений L/D меньше 1 пламя разрывается на ряд отдельных пламен, что бывает при больших масштабах пожара D > 100 м [38]. В реальных цифрах обычно высота пламени для диаметров от 3 до 20 м составляет 1–3 диаметра горящего разлития. Что касается проливов удлиненной формы, то таких данных по высоте пламени найти не удалось, однако, по-видимому, определяющим будет являться минимальный размер такого разлития – ширина.

Следует отметить, что в реальных условиях высота пламени колеблется в процессе горения, изменяясь вместе с изменениями скорости выгорания, а также вместе с движением конвективных вихрей в пламени. Мерцание верхней части

пламени в результате конвективных движений составляет примерно 50% от высоты пламени [35].

2.2.3.3. Тепловое излучение

Тепловое излучение пламени зависит от многих факторов – диаметра зоны горения, температуры и толщины пламени, концентрации сажи, различных химических компонентов продуктов сгорания, геометрического расположения приемника и источника излучения и т. п.

Для незадымленных пламен жидкостей (спирты, водород и т. д.) излучательная способность, в основном, определяется светимостью продуктов сгорания: паров воды, двуокиси углерода. При этом при средней температуре в зоне пламени $1200^{O}C$ результирующая относительная излучательная способность ε примерно равна 0,07 [38].

В основном же большинство жидкостей горят задымленным пламенем. Механизм горения и излучения образующихся микроскопических углеводородных частиц весьма сложен, спектр излучения непрерывен. Для светящихся пламен диаметром более 1 м, образующихся при горении углеводородов, относительную излучательную способность обычно принимают равной единице, и излучение рассматривается как излучение абсолютно черного тела. Для практических оценок величины лучистого потока существуют приближенные методики, справедливые в различной мере для разных расстояний R_t от пламени горящего разлития диаметром D. Выделяют три характерные зоны относительных расстояний R_t/D с точки зрения воздействия теплового излучения на объекты. Первая – зона ($0 < R_t/D < 1$) является непосредственной зоной пламени, где максимум излучения наблюдается в центре пламени на некоторой высоте от зеркала горящей жидкости. Максимальная величина потока излучения в этом случае определяется, в основном, химическим составом горящей жидкости и диаметром разлития. Во второй, называемой также «ближней» зоне ($1 < R_t/D < 5$) величина излучения в каждой точке в значительной мере определяется геометрическими размерами пламени и местом расположения приемника излучения. Третья ($R_t/D > 5$) характеризуется как «дальняя зона», где поток излучения определяется общей мощностью выделяемой при пожаре энергии и

квадратом расстояния до него. Рассмотрим некоторые результаты измерений тепловых потоков в различных зонах.

Поскольку поток излучения в пламени пропорционален T^4, то и характер зависимости излучения на поверхности пламени от высоты над разлитием похож на аналогичную зависимость температуры пламени от высоты. На рис. 2.11 приведены экспериментальные данные, полученные с помощью узкоугольного радиометра при горении гептана с площади размером 2,7×2,7 м^2 [46]. При этом максимальное излучение пламени (q_{max}) наблюдалось примерно на высоте 0,75D и составляло 220 кВт/м^2. Измерения максимального излучения пламени при выгорании разлития 20×20 м^2 показали следующие значения: СПГ – 219 кВт/м^2, СНГ – 48 кВт/м^2, керосин – 35 кВт/м^2 [47]. В то же время, для значительно меньших размеров разлития (D = 1,8 м) для СНГ получено q_{max} = 80 кВт/м^2. Большое расхождение наблюдается также в данных по температурам пламени. Так, для керосина в работе [49] получено 990 ºС, в [34] – 1380 ºС. Указанная выше тенденция снижения лучистого потока с ростом размера горящего разлития топлива отмечается в ряде работ [34, 51] и связана, по-видимому, с неполнотой сгорания и повышенным сажеобразованием в пламени. Вместе с тем, подробные систематизированные данные по излучению пламен разлитий больших размеров для различных жидкостей до настоящего времени отсутствуют.

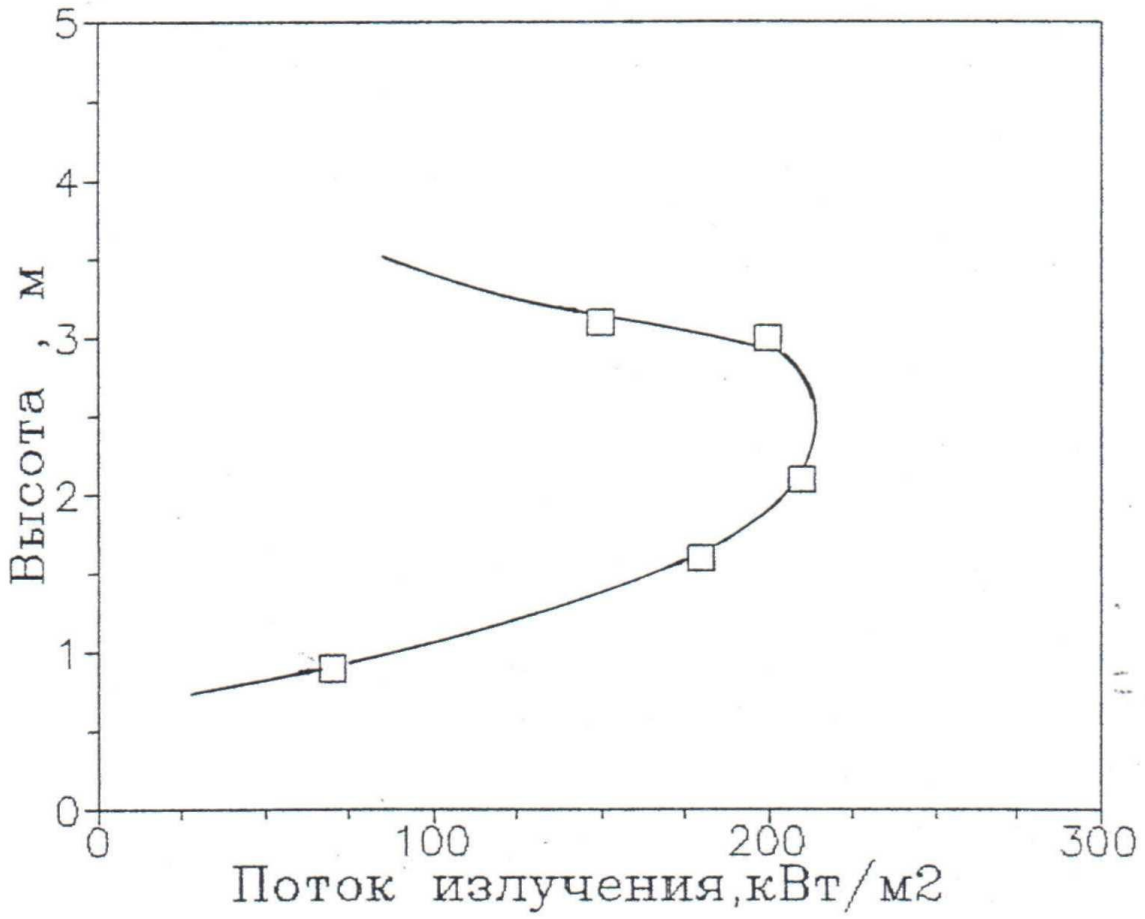


Рисунок 2.11 – Экспериментальные данные, полученные с помощью узкоугольного радиометра при горении гептана с площади размером 2,7×2,7 м^2

По имеющимся в литературе экспериментальным данным максимальное излучение пламени больших проливов заключено в пределах от 30 до 300 кВт/м^2.

Для оценок излучения на защищаемые объекты обычно используются некоторые средние значения. Например, для СПГ в [45, 50] рекомендуется брать в расчетах поток излучения 100 кВт/м^2, для нефти, керосин, бензина – 60–80 кВт/м^2.

В ближней зоне от пламени горящего разлития жидкости на интенсивность лучистого потока в значительной мере оказывают влияние размеры и форма пламени, а также расстояние до зоны горения. Наиболее распространенная методика оценки излучения в этой зоне – это представление поверхности пламени в виде какой-либо геометрической фигуры, например, цилиндра [51], прямоугольника [38], у которых интенсивность излучения определяется по закону излучения абсолютно

черного тела, имеющего температуру соответствующего пламени. Тогда мощность лучистого потока можно выразить в виде [51]:

$$q = \psi\varepsilon\sigma T^4, \qquad (2.92)$$

где ε = 1, σ – постоянная Стефана-Больцмана, T – температура пламени, примерно 1000-1400^{O}C [34], ψ – коэффициент формы.

Для цилиндра величина ψ определяется выражением [51,52]:

$$\psi = \frac{1}{\pi m} arctg \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}} + \frac{m}{\pi}\{\frac{A - 2n}{n\sqrt{AB}} arctg \sqrt{\frac{A(n-1)}{B(n+1)}} - \frac{1}{n} arctg \sqrt{\frac{n-1}{n+1}}\} \quad . \qquad (2.93)$$

Здесь $m = 2H/D$; $n = 2R_t/D$; $A = (1 + n)^2 + m^2$; $B = (1 – n)^2 + m^2$; H – высота цилиндра; D – диаметр цилиндра; R_t – расстояние от центра до точки измерения.

Предложенная модель дает удовлетворительное согласие с экспериментом только для размеров проливов до 10 м. При больших размерах горящих проливов сильно искажается форма пламени и может также иметь место явление, подобное нарушению сплошности пламени, т.е. явление «бегающих» по поверхности разлития отдельных пламен. Для практических оценок в работе [5] предложен на основе эмпирики корректирующий множитель к вышеописанной модели:

$$q = \psi\varepsilon\sigma T^4 D^{-0,84}. \qquad (2.94)$$

Результаты сравнения расчетов с этой поправкой и экспериментальных данных приведены на рис. 2.12. При этом видно удовлетворительное использование этой простой модели для случая выгорания топлива «JP-4» (керосин). В случае, если выгорающее разлитие имеет форму вытянутой полосы, то хорошее согласие расчета и эксперимента достигается при использовании в качестве характерного размера в формуле гидравлического диаметра [51].

Результаты сравнения для горящего разлития размером 23,53×1,81 м приведены на рис. 2.13. При этом по разным направлениям от пламени величина лучистого потока может изменяться примерно в 2 раза.

В дальней зоне интенсивность лучистого потока оценивается выражением, полученным заменой пожара точечным источником излучения, находящимся на высоте центра зоны пламени [38]:

$$q = \frac{f\dot{m}\Delta H_c A_f}{4\pi[(\frac{H_f}{2})^2 + r^2]}. \qquad (2.95)$$

Здесь f – доля энергии сгорания, которая идет на излучение; $\dot{m}$ - скорость выгорания жидкости, кг/м^{2}с; H_f – высота пламени; r – расстояние от оси пламени до произвольной точки на поверхности земли; ΔH_c – теплота сгорания; A_f – площадь горящего разлития.

В выражении (2.95) радиационная составляющая теплового потока пламени зависит от числа атомов углерода и водорода в молекуле горючего, диаметра разлития и т.д. Обычно для расчетов излучения горящих проливов углеводородных топлив диаметром менее 5 м используют значения f = 0,3 – 0,5. На рис. 2.14 представлены экспериментальные данные для величины f при разных диаметрах [34].

Доля радиации от пламени примерно постоянна в диапазоне диаметров 0,3–2 м, затем снижается до 0,07 при 30 м и 0,04 при 50 м. Это связано с увеличением доли сажевых частиц и неполноты сгорания с увеличением диаметра пролива. В экспериментах с горением СПГ [44], выливаемого с постоянным расходом 10–30 кг/с, где диаметр пролива примерно составлял 10–20 м, доля излучения составляла в среднем 0,12 от полной выделяемой энергии, а максимальное значение в некоторых направлениях составляло 0,16. Причем в одних направлениях от зоны горения эта доля возрастала от 0,10 до 0,15, а в других падала с 0,14 до 0,08.

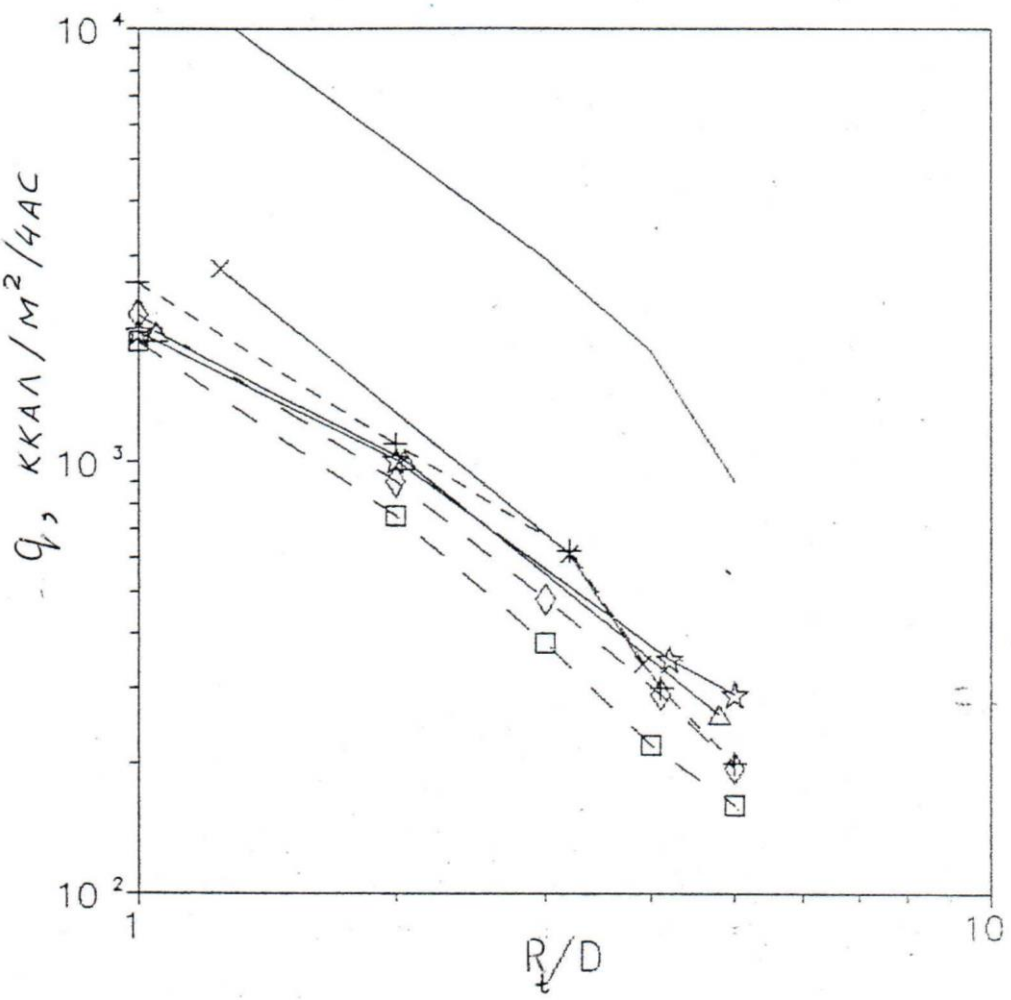


Рисунок 2.12 – Сравнение экспериментальных и расчетных потоков излучения на разных расстояниях:

— существующая расчетная формула d = 38 м;
—x— эксперимент d = 38 м;
--+-- скорректированная расчетная формула d = 38 м;
-- --эксперимент d = 30 м;
--◊-- скорректированный расчет d = 30 м;
—Δ— эксперимент d = 50 м;
--□-- скорректированный расчет d = 50 м;
d – диаметр резервуара

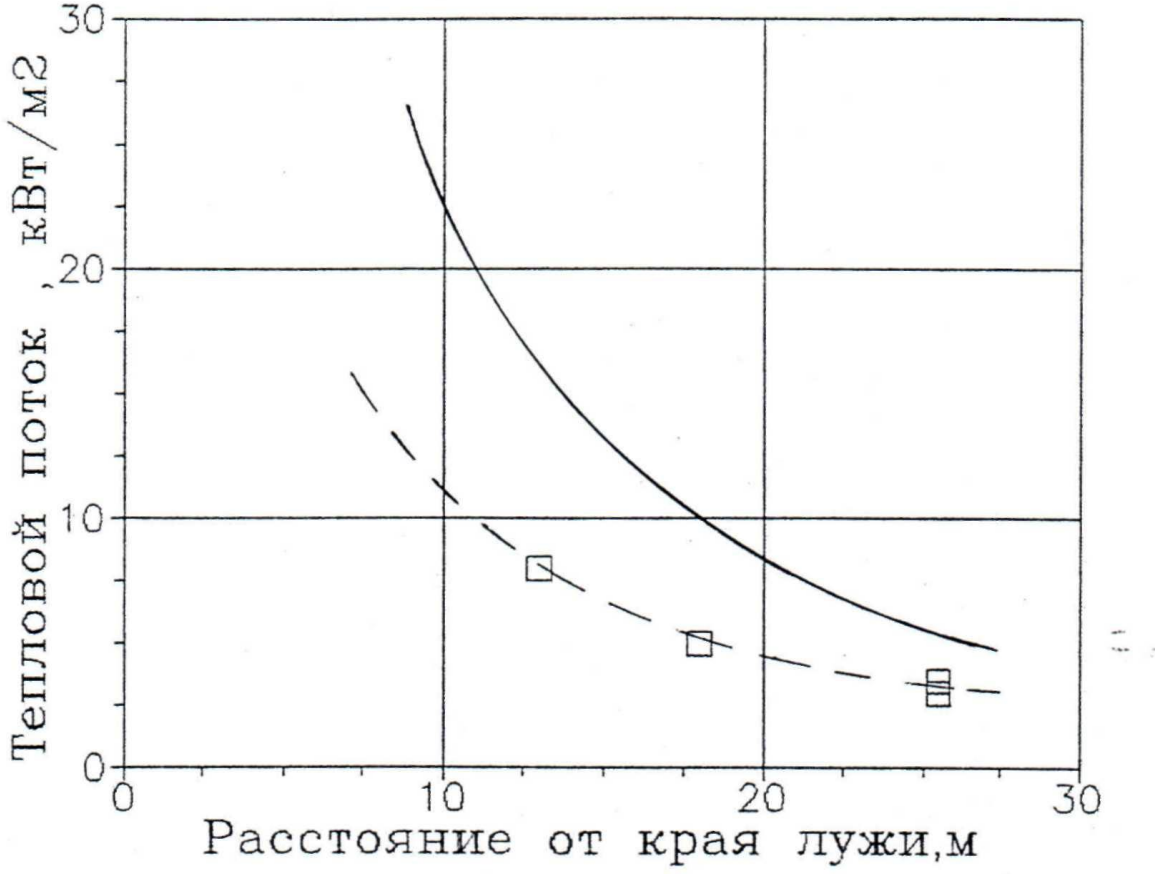


Рисунок 2.13 – Зависимость потока излучения от расстояния от факела:
— расчет через диаметр круга с площадью, равной площади «лужи»;
--- расчет через «гидравлический диаметр»;
□ эксперимент

Рисунок 2.14 – Зависимость радиационной составляющей теплового потока из пламени от диаметра резервуара:
□ – бензин; Δ – керосин; ◊ – сырая нефть; ☆ – гептан;
+ – гексан; х – бензол; * – метанол

2.2.3.4. Влияние ветра на параметры пламени горящего пролива

Значительное влияние на горение жидкостей в открытом пространстве оказывает ветер. При этом с увеличением скорости ветра, как правило, увеличивается скорость выгорания, пламя наклоняется к горизонту, изменяются его размеры, конфигурация, а также тепловое воздействие излучения на окружающие предметы. Изучению этого вопроса посвящено достаточно большое количество экспериментальных работ, однако их результаты весьма противоречивы. Ниже рассмотрены лишь те работы, в которых предлагаются простые и удобные для оценок и расчетов формулы. Наиболее часто цитируемой является работа [53], где

для описания зависимости скорости выгорания топлива из резервуаров от ветра предложено выражение:

$$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0} = 1 + (\frac{\dot{m}_m}{m_0} - 1)(1 - e^{-\beta w}), \qquad (2.95)$$

где $\dot{m}_0$ – скорость выгорания при скорости ветра w = 0; $\dot{m}_m$ – максимальная скорость выгорания (при w примерно 30 м/с); β = 0,1 с/м для бензина, керосина, дизельного топлива.

При диаметрах резервуара 0,3 м отношение $\dot{m}_m / \dot{m}_0$ колеблется для разных вышеуказанных топлив от 2 до 3,5, однако при диаметре резервуара 1,9 м эта величина равна примерно 1,2. При дальнейшем увеличении размеров резервуара влияние ветра на скорость выгорания становится незаметным. Это подтверждают также эксперименты с горением СПГ [35]. При наличии ветра порядка w > 1 м/с пламя наклоняется, укорачивается, часть пламени касается горизонтальной поверхности, верхняя часть пламени сильно колеблется. Определение угла наклона пламени, его длины в этих условиях представляет значительные трудности. Существует несколько методик определения этих параметров. Согласно представлению Американской Газовой Ассоциации (AGA) [40], пламя в этих условиях – это наклонный цилиндр, опирающийся на диаметр пролива, который проводится так, что верхняя часть пламени находится на оси цилиндра. В других работах предлагаются аппроксимации в виде цилиндра и конуса, но опирающегося на удлиненный диаметр – общая длина касания пламени с горизонтальной поверхностью. Естественно, для одних и тех же экспериментальных данных получаются разные описания зависимостей.

Наиболее простой зависимостью угла наклона пламени от скорости ветра является формула, предложенная AGA [40]:

$$Cos\theta = 1 \qquad \text{при} \quad u^* \prec 1, \qquad (2.96)$$

$$Cos\theta = \frac{1}{\sqrt{u^*}} \text{ при} \quad u^* \succ 1,$$

$$u^* = \frac{w}{\sqrt[3]{\dot{m} g D / \rho_n}},$$

где w – скорость ветра; $\dot{m}$ – массовая скорость выгорания; g – ускорение свободного падения; D – диаметр пролива; ρ_n – плотность насыщенных паров топлива при температуре кипения.

В работе [54] дается более сложная зависимость:

$$\frac{tg\theta}{Cos\theta} = 3{,}2\left(\frac{wD}{\nu_a}\right)^{0{,}07}\left(\frac{w^2}{gD}\right)^{0{,}7}\rho_n . \qquad (2.97)$$

Наиболее простой формулой для длины пламени является модифицированная формула Томаса [55]:

$$\frac{R_t}{D} = 55\left(\frac{\dot{m}}{\rho_a\sqrt{gD}}\right)^{0{,}67}u^{-0{,}21} \quad \text{при} \quad u^* \succ 1, \qquad (2.98)$$

$$\frac{R_t}{D} = 55\left(\frac{\dot{m}}{\rho_a\sqrt{gD}}\right) \text{при } u^* \prec 1.$$

Все эти формулы, в основном, получены для горения СПГ, СНГ, поскольку эти жидкости в последнее время интенсивно исследуются с точки зрения безопасности использования. Более общих формул, однако, справедливых в разных диапазонах диаметров, для разных жидкостей и скоростей ветра в настоящее время не получено.

Расчет теплового излучения в ближней зоне аналогичен расчету, описанному в разделе 2.2.3.3 только используется в качестве модели пламени не вертикальный цилиндр, а наклонный под углом θ и длиной R_t, которые определяются выражениями (2.96), (2.98).

2.2.3.5. Интенсивность теплового излучения при пожаре пролива по ГОСТ Р 12.3.047-2012[60]

Интенсивность теплового излучения q, кВт/м^2, для пожара пролива жидкости вычисляется по формуле:

$$q = E_f \cdot F_q \cdot \tau, \qquad (2.99)$$

где E_f – среднеповерхностная интенсивность теплового излучения пламени, кВт/м^2; F_q – угловой коэффициент облученности; τ – коэффициент пропускания атмосферы.

Значение E_f принимается на основе имеющихся экспериментальных данных или по таблице 2.6. При отсутствии данных для нефтепродуктов допускается принимать величину E_f равной 40 кВт/м^2.

Таблица 2.6 – Среднеповерхностная плотность теплового излучения пламени в зависимости от диаметра очага и удельная массовая скорость выгорания для некоторых жидких углеводородных топлив

Топливо	E_f, кВт/м^2, при d, м					m, кг/(м^2·с)
	10	20	30	40	50	
СПГ (метан)	220	180	150	130	120	0,08
СУГ(пропан-бутан)	80	63	50	43	40	0,1
Бензин	60	47	35	28	25	0,06
Дизельноетопливо	40	32	25	21	18	0,04
Нефть	25	19	15	12	10	0,04
Примечание – для диаметров очага менее 10 м или более 50 м следует принимать E_f такой же, как и для очагов диаметром 10 и 50 м соответственно						

Угловой коэффициент облученности F_q определяется по формуле:

$$F_q = \sqrt{F_V^2 + {F_H}^2}\,, \tag{2.100}$$

где F_V, F_H – факторы облученности для вертикальной и горизонтальной площадок соответственно, определяемые с помощью выражений:

$$F_v = \frac{1}{\pi}\cdot\left[\frac{1}{S}\cdot arctg\left(\frac{h}{\sqrt{S^2-1}}\right) - \frac{h}{S}\cdot\left\{arctg\left(\sqrt{\frac{S-1}{S+1}}\right) - \frac{A}{\sqrt{A^2-1}}\cdot arctg\left(\sqrt{\frac{(A+1)\cdot(S-1)}{(A-1)\cdot(S+1)}}\right)\right\}\right], \tag{2.101}$$

$$F_H = \frac{1}{\pi}\cdot\left[\frac{(B-1/S)}{\sqrt{B^2-1}}\cdot arctg\left(\sqrt{\frac{(B+1)\cdot(S-1)}{(B-1)\cdot(S+1)}}\right) - \frac{(A-1/S)}{\sqrt{A^2-1}}\cdot arctg\left(\sqrt{\frac{(A+1)\cdot(S-1)}{(A-1)\cdot(S+1)}}\right)\right], \tag{2.102}$$

$$A = \frac{h^2+S^2+1}{2S}, \tag{2.103}$$

$$B = \frac{1+S^2}{2S}, \tag{2.104}$$

$$S = {2r}/{d}\,, \tag{2.105}$$

$$h = {2H}/{d}\,, \tag{2.106}$$

где r – расстояние от геометрического центра пролива до облучаемого объекта, м; d – эффективный диаметр пролива, м; H – высота пламени, м.

Эффективный диаметр пролива d, м, рассчитывается по формуле:

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot F}{\pi}}\,, \tag{2.107}$$

где F – площадь пролива, м^2.

Высота пламени H, м, вычисляется по формуле:

$$H = 42d \cdot \left[\frac{m}{\rho_a \cdot \sqrt{g \cdot d}}\right]^{0.61}\,, \tag{2.108}$$

где m – удельная массовая скорость выгорания топлива, кг/(м^2·с); ρ_a – плотность окружающего воздуха, кг/м^3; g – ускорение свободного падения, принимаемое равным 9,81 м/с^2.

Коэффициент пропускания атмосферы τ для пожара пролива определяется по формуле:

$$\tau = \exp[-7 \cdot 10^{-4}(r - 0{,}5d)]\,. \tag{2.109}$$

2.2.3.6. Радиационное тепловое воздействие пожар при различной аппроксимации формы пламени.

При инженерном анализе реальную достаточно сложную форму пламени заменяют различными геометрическими приближениями в виде объемных (конус, цилиндр) и плоских (прямоугольник, треугольник) фигур. Наиболее часто используется геометрическое приближение в виде цилиндра.

Для случая, когда пламя рассматривается в виде цилиндрического излучателя длиной L и эквивалентным диаметром $D_{эк}$, наклоненного под действием ветра к горизонту на угол $\pi/2 - \theta$ можно получить для расчета углового коэффициента излучения φ при углах наклона к горизонту облучаемой площадки $\chi = 0$ и $\chi = \pi/2$ следующие выражения:

$$\pi\varphi_{\chi=\pi/2} = -\frac{aCos\theta}{b-aSin\theta}arctg(\sqrt{\frac{b-1}{b+1}}) + \frac{aCos\theta}{b-aSin\theta}\cdot\frac{a^2+(b+1)^2-2b(1+aSin\theta)}{\sqrt{N}\sqrt{M}}$$
$$\cdot arctg(\sqrt{\frac{N}{M}}\cdot\sqrt{\frac{b-1}{b+1}}) + \frac{Cos\theta}{[1+(b^2-1)Cos^2\theta]^{0,5}}\{arctg[\frac{ab-(b^2-1)Sin\theta}{U}] \quad , \quad (2.110)$$
$$+ arctg[\frac{(b^2-1)Sin\theta}{U}]\}$$

$$\pi\varphi_{\chi=0} = arctg(\frac{b+1}{b-1})^{0,5} + \frac{Sin\theta}{\sqrt{1+(b^2-1)Cos^2\theta}}\{arctg[\frac{ab-(b^2-1)Sin\theta}{U}] +$$
$$artg[\frac{(b^2-1)Sin\theta}{U}]\} - \quad . \quad (2.111)$$
$$\frac{a^2+(b+1)^2-2(b+1+abSin\theta)}{\sqrt{N}\sqrt{M}}arctg[\sqrt{\frac{N}{M}}\cdot\sqrt{\frac{b-1}{b+1}}]$$

При $W_в$ =0, θ =0 из (2.110), (2.111) имеем:

$$\pi\varphi_{\chi=\pi/2} = \frac{a}{b}\cdot\frac{a^2+b^2+1}{\sqrt{k}\sqrt{n}}\cdot arctg(\sqrt{\frac{k}{n}}\cdot\sqrt{\frac{b-1}{b+1}}) +$$
$$\frac{1}{b}arctg(\frac{a}{\sqrt{b^2-1}}) - \frac{a}{b}arctg(\sqrt{\frac{b-1}{b+1}}) \quad , \quad (2.112)$$

$$\pi\varphi_{\chi=0} = arctg(\sqrt{\frac{b+1}{b-1}}) - \frac{a^2+b^2+1}{\sqrt{k}\sqrt{n}}arctg(\sqrt{\frac{k}{n}}\cdot\sqrt{\frac{b-1}{b+1}}), \quad (2.113)$$

где

$N = a^2+(b+1)^2-2a(b+1)Sin\theta$,

$M = a^2+(b-1)^2-2a(b-1)Sin\theta$,

$U = (b^2-1)^{0,5}[1+(b^2-1)Cos^2\theta]^{0,5}$,

$k = a^2+(b+1)^2$; $n = a^2+(b-1)^2$,

$a = \frac{L}{R_{эк}}$; $b = \frac{x}{R_{эк}}$.

Указанные выше формулы основывались на замене реальной поверхности горения эквивалентным кругом. Однако фирмой «ADL» (Англия) были выполнены исследования по горению СПГ в удлиненных котлованах [92], показавшие некоторые отличия от горения в круговых котлованах. В частности, были получены несколько меньшие значения интенсивности излучения, скорости выгорания, размеров пламени и других характеристик. Причем различия начинались при отношении длин сторон котлована 4–5.

Фирмой «ADL» установлено, что на пламя в удлиненном котловане ветер (направлен нормально к длинной стороне) влияет значительно сильнее, чем на пламя в круговом котловане. При этом наблюдается значительное «растекание» основания пламени по ветру, т. е. увеличение его размеров (см. рис. 2.15, 2.16), а также опадание пламени (снижение высоты) и нарушение его сплошности, т. е. образование отдельных очагов горения.

При отношении длины котлована к ширине больше 4–5 пламя начинает вести себя как линейный источник, для которого основными параметрами становятся ширина котлована (Δ_o) и скорость ветра ($W_в$). Обобщающим критерием является модифицированное число Фруда $Fr_* = W_в/2(g\Delta_o)^{0.5}$. Было также обнаружено, что для $Fr_* < 0{,}1$ геометрия пламени зависит только от Δ_o. При возрастании числа Фруда длина пламени уменьшается, а его растекание по ветру наоборот увеличивается. Примерно при $Fr_* > 0{,}3$ геометрия пламени становится независимой от окружающих условий.

Анализ данных фирмы «ADL» показал, что геометрия пламени близка к параллелепипеду (см. рис. 2.15, 2.16). Коэффициент облучения пламени, а, следовательно, и его тепловое воздействие на окружающие объекты будет сильно зависеть (при прочих равных условиях) от скорости ветра. При относительно малых скоростях ветра пламя сохраняет вертикальную направленность, а его ширина ограничена шириной канавы. Его коэффициент облучения может быть рассчитан при этом как коэффициент для плоской вертикальной поверхности (размерами H_o и l_o). Для случаев облучения единичной площадки на поверхности земли при $\chi = 0$ и $\chi = \pi/2$ можно получить (см. рис. 2.16):

$$\varphi_{\chi=0} = \frac{1}{\pi}\{arctg(\frac{1}{Q_0}) - \frac{Q_0}{\sqrt{P_0^{\,2} + Q_0^{\,2}}} arctg(\frac{1}{\sqrt{P_0^{\,2} + Q_0^{\,2}}})\}, \quad (2.114)$$

$$\varphi_{\chi=\pi/2} = \frac{1}{\pi}\{\frac{P_0}{\sqrt{P_0^{\,2} + Q_0^{\,2}}} arctg(\frac{1}{\sqrt{P_0^{\,2} + Q_0^{\,2}}}) + \frac{1}{\sqrt{1 + Q_0^{\,2}}} arctg(\frac{P_0}{\sqrt{1 + Q_0^{\,2}}})], \quad (2.115)$$

где $Q_0 = 2\frac{X_0}{l}; P_0 = 2\frac{H_0}{l}$.

При увеличении скорости ветра пламя значительно опадает, однако начинает «растекаться» по направлению ветра, приближаясь тем самым к облучаемому объекту. По отношению к объекту в виде единичной площадки на поверхности земли пламя может рассматриваться как наклонная плоская поверхность (размерами $H_1<H_o$ и l), «придвинувшаяся» к объекту.

Для случая горизонтальной ориентации единичной площадки по направлению ветра

$$\varphi_{\chi=0} = \frac{1}{\pi}\{arctg(\frac{1}{Q_1}) + \frac{P_1 Cos\beta - Q_1}{\sqrt{P_1^{\,2} + Q_1^{\,2} + 2P_1 QCos\beta}} arctg(\frac{1}{\sqrt{P_1^{\,2} + Q_1^{\,2} + 2PQCos\beta}}) + \frac{Cos\beta}{\sqrt{1 + Q_1^{\,2} Sin^2\beta}}[arctg(\frac{P_1 - Q_1 Cos\beta}{\sqrt{1 - Q_1^{\,2} Sin^2\beta}}) + arctg(\frac{Q_1 Cos\beta}{\sqrt{1 + Q_1^{\,2} Sin^2\beta}})]\}, \quad (2.116)$$

где $\beta = \frac{\pi}{2} - \theta$; $P_1 = \frac{2H_1}{l}$; $Q_1 = \frac{2x_1}{l}$.

Для случая вертикальной ориентации единичной площадки ($\chi = \pi/2$) интеграл в конечном виде не раскрывается, однако может быть вычислен с использованием решения для горизонтальной площадки путем преобразования координат (см. рис. 2.16).

$$\varphi_{\chi=\pi/2} = \varphi_{\chi=0}(L_1) - \varphi_{\chi=0}(L_2). \quad (2.117)$$

В формуле (2.116) заменяется x_1 на $\xi = x_1 tg\beta$; H_1 – соответственно на L_1 и L_2, а угол β на θ.

Для случая, когда единичная площадка ориентирована по нормали к направлению ветра:

$$\varphi_{\chi=0}=\frac{1}{2\pi}\{Cos\theta\cdot arctg(\frac{\Delta_1}{y_1})-\frac{y_1Cos\theta}{A}[arctg(\frac{H_1Sin\theta}{A})+ arctg(\frac{\Delta_1-H_1Sin\theta}{A})]\}, \quad (2.118)$$

$$\varphi_{\chi=\pi/2}=\frac{1}{2\pi}\{\frac{H_1Cos\theta}{A}[arctg(\frac{\Delta_1-H_1Sin\theta}{A})+ arctg(\frac{H_1Sin\theta}{A})]+\frac{\Delta_1Cos\theta}{B}[arctg(\frac{\Delta_1Sin\theta}{B})+ arctg(\frac{H_1-\Delta_1Sin\theta}{B})]\}, \quad (2.119)$$

где $A=\sqrt{H_1^{\,2}Cos^2\theta+y_1^{\,2}}$ $B=\sqrt{\Delta_1^{\,2}Cos^2\theta+y_1^{\,2}}$.

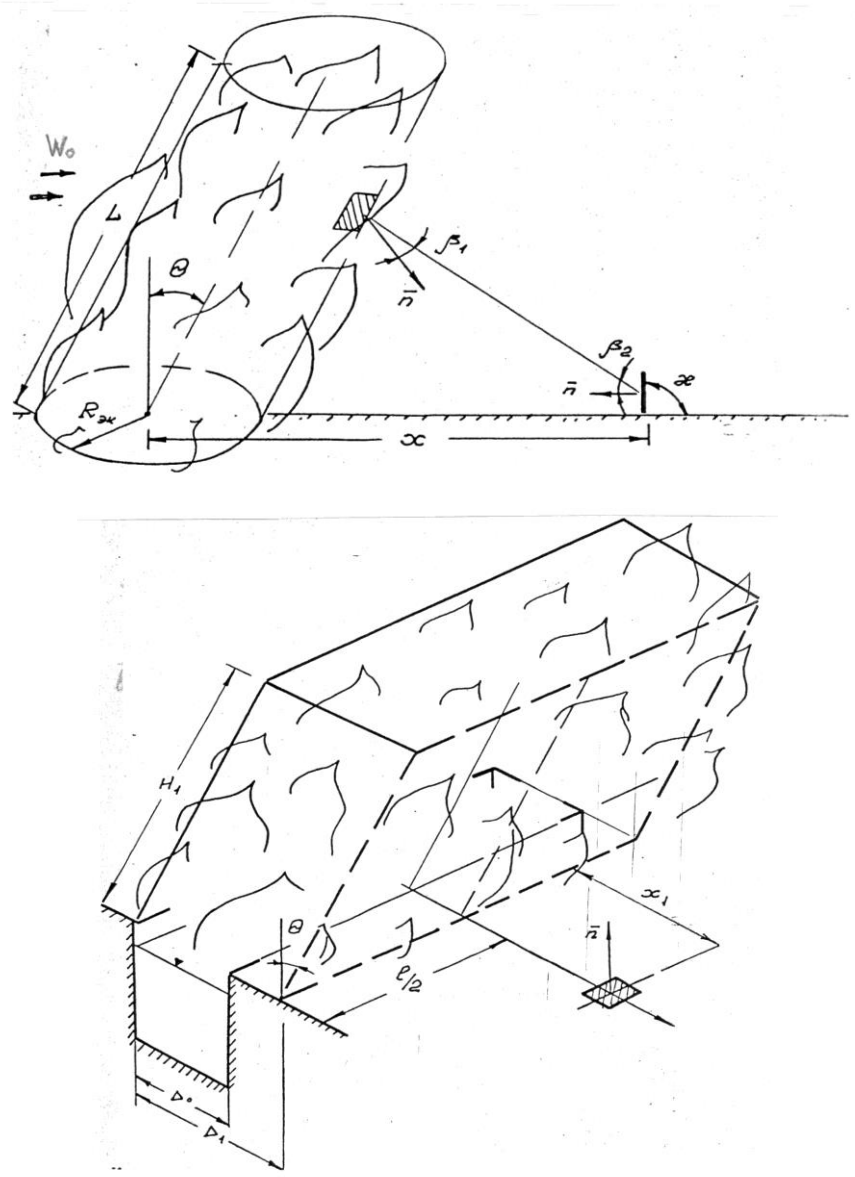


Рисунок 2.15 – К расчету теплового излучения от пламени

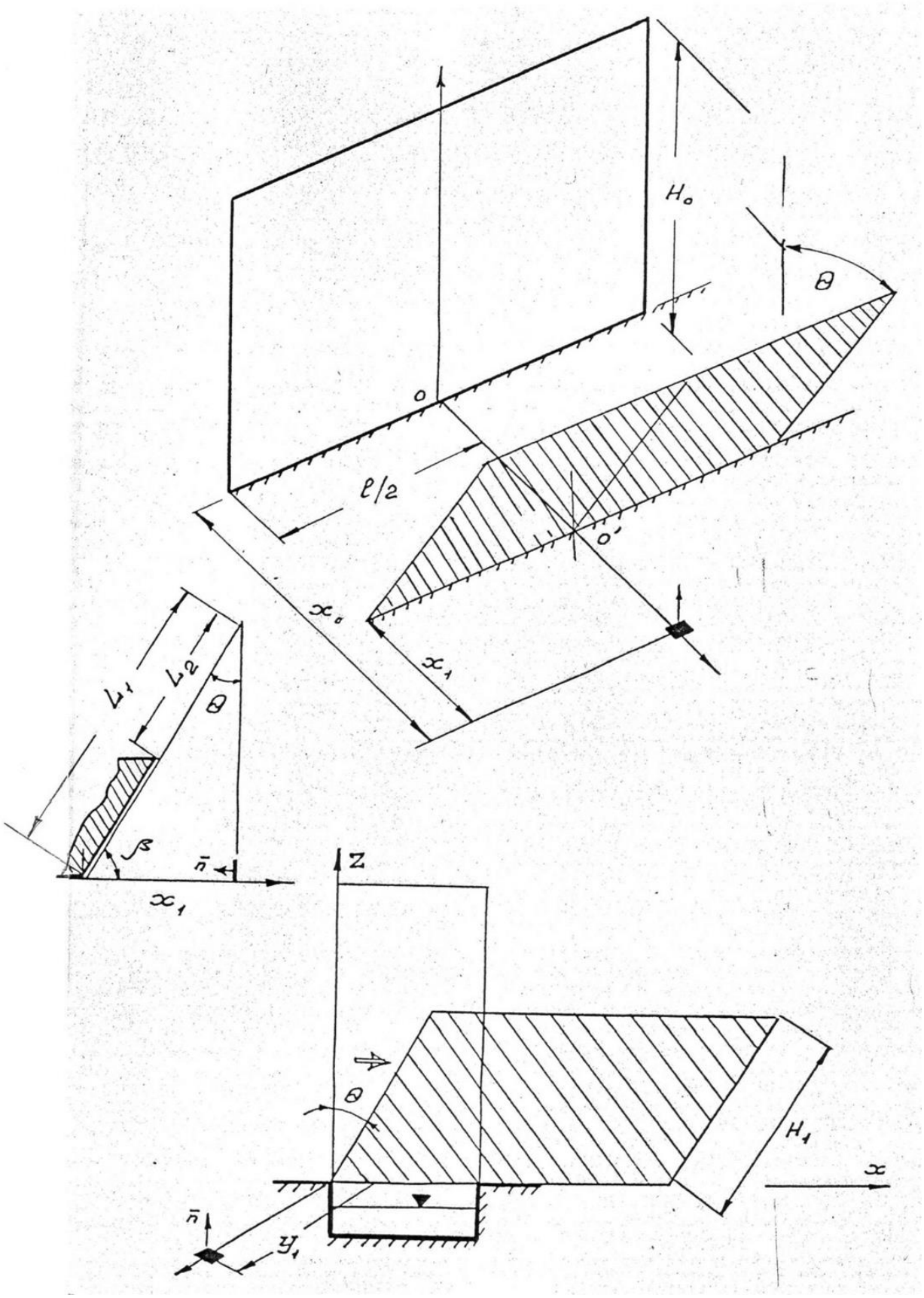


Рисунок 2.16 – К расчету угловых коэффициентов облучения

Литература к разделу 2.2

1. Маршалл В. Основные опасности химических производств. – М.: Мир, 1989. – 671 с.

2. Барон Р.Ф. Криогенные системы. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 408 с.

3. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. – 720 с.

4. Провести расчеты аварийных ситуаций на изотермическом хранилище; Отчет о НИР/ВНИИПО; Макеев В.И., Некрасов В.П., Федотов А.П. – С.6.1.Н003.90, инв., М., 1990. – 64 с.

5. Рачевский Б.С., Сафонов В.С. Взрывопожаропасность при хранении СУГ за рубежом. – Транспорт и хранение нефтепродуктов и углеводородного сырья. – №1. – 1987. – с.16 – 18.

6. Изучить пожаровзрывоопасные свойства смесей жидкого пропана и хладона 13В1 при использовании их в физических исследованиях: Отчет о НИР/ВНИИПО; Болодьян И.А., Кулаков В.Г., Федотов А.П. – С.6.1.Н004.88, инв1229, М., 1989. – 92 с.

7.Otterman B., Analysis of large LNG spills on water. Part 1.Liquid spread and evaporation //Cryogenics. – 1975. – N.8. – pp.455–460.

8. Briscoe F., Shaw P., Spread fnd Evaporation of liquid //Progress in Energy and Comb. Sci. – 1980. – Vol.6. – N.2. – pp. 127–140.

9. Phani P.K. Raj, Criterion for classifying accidental liquid spills into instantaneous and continuous types // Comb.Sci. and Tech. – 1979. – Vol. 19. – pp. 251–254.

10. Opschoor G. The spreading and evaporation of LNG and burning LNG spills on water // J. of Hazard. Mater. – 1980. – № 3. – pp.249–266.

11. James A. Fay, Unusual fire hazard of LNG Tanker spills // Comb. Sci. and Tech. – 1973. – Vol.7. – pp. 47–49.

12. Burgess D., Biordi J., Murphy J., Hazards of spillage of LNG into water // PMSCR Report N4177, Bureau of Mines, US Dept. of Interior. – 1972.

13. Raj P., Kalelkar A., Fire hazard presented by a spreading burning pool of liquefied gas on water // Presented at Comb.Inst. (USA) Western Section meeting. – 1973.

14. Провести исследования условий безопасного проведения операций с криогенными веществами: Отчет о НИР/ВНИИПО; Болодьян И.А., Чугуев А.П., Федотов А.П. – С.6.1.Н008.87, инв. N1165, М., 1988. – 152 с.

15. Фастовский В.Г., Петровский Ю.В., Ровинский А.Е. Криогенная техника. – М.: Энергия, 1967. – 416 с.

16. Sciance C.T., Colver C.,P., Sliepcevich C.,V., Pool boiling of methane between atmospheric pressure and critical pressure // Adv. Cryog. Eng. – 1967. – Vol.12. – pp.395–409.

17. Исследование процесса растекания криогенных жидкостей при проливе на открытую поверхность : Отчет НПО «Криогенмаш»; Кондрашков Ю.А., Шевяков Г.Г. – инв. N 2758. – 1976.

18. Реутт В.Ч., Тимофеев Н.В., Перевощиков В.Н. Растекание жидкости на горизонтальной поверхности // Инф.сб. Пожарная техника и тушение пожаров. – ВНИИПО – вып. 11. – 1973. – с.85 – 89.

19. Greenspan H.P., Young R.J., Flow over a containment dyke // J. of Fluid Mech. – 1978. – Vol.87. – part 1. – pp.179 – 192.

20. Моделирование процессов образования взрывопожароопасных газовых смесей: Отчет о НИР/НПО «Криогенмаш», ВНИИПО; Иванов Б.А., Кудряшов Б.А., Баратов А.Н. – инв. N 2796. – 1977.

21. Комов В.Ф., Реутт В.Ч., Гришин В.В. и др. О некоторых закономерностях испарения и горения сжиженных газов // Инф.сб. Пожарная техника и тушение пожаров. – ВНИИПО. – вып. 10. – 1973.

22. Проведение аналитических исследований по проблеме безопасного использования СПГ в качестве АМТ и разработка технических предложений на постановку работ по обеспечению пожаровзрывобезопасности комплекса ТУ-156; Отчет о НИР/ ВНИИПО; Макеев В.И., Некрасов В.П., Чугуев А.П. – С.6.1.Н011.90. – инв.№ 1288. – М., 1990. – 90 с.

23. Шервуд Т., Пигфорд Р., Уилки Ч, Массопередача . – М.: Химия, 1982. – 696 с.

24. НПБ 105-03. Определение категорий помещений, зданий и наружных установок по взрывопожарной и пожарной опасности.

25. Кошмаров Ю.Ф., Башкирцев М.П., Светашов И.Т., Сидорук В.И. Пожарная профилактика систем отопления и вентиляции. – М.: ВИПТШ, 1981.

26. Испарение и рассеивание аммиака при его разливах и утечках / Цыкало А.Л., Стрижевский И.И., Багмен А.Д.: Обзорная информация. Сер. Азотнаяпромышленность. – М.:НИИТЭХИМ. – 1982.

27. Blinov V.L., Khudiakov G.,N., Certain laws covering diffusive burning of liquids. Fire Research Abs. & rev.,1.,1958.

28. Yumoto T., Heat transfer from flame to fuel surface in large pool fires. Combustion and flame, 17, pp. 108–110, 1971.

29. Zabetakis M., Burgess D., Research of the hazards associated with production and handling of liquif hydrogen /Report of investigations 5707, Bureau of mines.,U.S.Dept. of Interior – 1961.

30. Барджес Д.С., Страссер А., Граммер Дж. Fire Research Abstracts and Reviews, 1961, 3,N.3, pp. 177–193.

31. Кучер В.М., Козлов В.А., Меркулов В.А. Расчетные значения скорости выгорания органических жидкостей. Проблемы горения и тушения пожаров. Сб. ВНИИПО, М., 1975, с. 113–114.

32. Кучер В.М., Меркулов В.А. Скорость выгорания органических жидкостей. Автоматические установки пожаротушения. Сб. трудов ВНИИПО, М., 1985, с. 56–66.

33. Кучер В.М., Козлов В.А. Экспериментальное определение скорости выгорания жидкостей со свободной поверхности. Проблемы горения и тушения пожаров. Сб. ВНИИПО, 1975, с. 115–116.

34. Koseki Hiroshi, Combustion properties of large pool fires/ Fire Tech., 1989, 25, N.3, pp. 241 – 255. Перевод в «Проблемы безопасности при чрезвычайных ситуациях», 1990, вып. 2, с. 23–34.

35. Croce P.A., Mudan K.S., Thermal radiation from LNG trench fires/ Gastech 85, 1985, pp. 158–164.

36. Горшков В.И., Гурьянова Н.Н., Колпаков А.Я. и др. Расчет скорости выгорания топлива в резервуаре по экспериментальным данным, полученным на горелках малого диаметра. Горючесть веществ и химические средства пожаротушения. Сб. ВНИИПО, вып.4, М.: 1978, с. 58–61.

37. СТУП. Анализ риска опасных производственных объектов проекта «Сахалин-2». СЭИК, М.: 2004 г.

38. Драздейл Д. Введение в динамику пожаров. Стройиздат, 1990, 424 с.

39. Lee F.P/ Loss prevention in process industries, London, Batterworths, 1980, 1316 p.

40. Moorhouse Dr. J., Scaling criteries for pool fires derived from large scale experiments, The Inst. Of Chem. Eng., Symp., Series №71, 1982, pp. 165–181.

41. Кондрашков Ю.А., Кривенко О.В. Механизм горения водорода при его испарении с открытой поверхности. Процессы горения и проблемы тушения пожаров. Материалы III Всесоюзной научно-технической конференции, ВНИИПО, 1973, с. 68–76.

42. Heskestad G., Luminous heights of turbulent diffusion flames / Fire Safety Journal, 1983, 5, pp. 103–108.

43. Zukoski E.E., Kubota T., Cetegan B., Entrainment in fire plumes/Fire Safety Journal, 1981, 3, pp. 107–121.

44. May W.G., Queen W. Mc., Radiation from large liquefied natural gas fires / Comb. Sci. and Tech., 1973, v.7, pp. 51–56.

45. Raj P.P.K., Calculations of Thermal Radiation Hazards from LNG Fires/ A.G.A. Transmissions Conference, St. Louis, 1977.

46. Hiroshi Koseki, Taro Yumoto, Burning Haracteristics of Geptane in 2.7 m Square Dike Fires/Fire Safety Sci. – Proceedings of the second Int.Symp.,1989, pp.231–250.

47. Mizher G.A., Eyre J.A., Large-Scale LNG and LPG Pool Fires/The assessment of Major Hazards, The Inst. Of Chem. Eng., Symp. Ser. №71, 1982, pp. 147–165.

48. Tomoyoki Mizuno, Osami Sugava, Experimental study on gasoline station fire-evaluation on fire safety / Fire Safety Science – Proceedings of the 2 Int. Symp.,1989, pp.751–760.

49. Rasbash D.J., Rogovski Z.W., Stark G.W.V., Properties of fires of liquids Fuel, 1956, 31, pp.94–107.

50. Stephenson S., Coward M.J., Attenuation of Radiant Heat on LNG/LPG Carriers with Freestanding Water Curtains/Gastech 86, 1986, pp. 157–168.

51. Киехиса Е., Иса Н. Теплоизлучение при пожаре резервуара с JP-4, пер. с яп. ВПЦ М- 26324, 1986.

52. Блох Г.Б., Журавлев Ю.А., Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением. Справочник, М.: Энергоиздат, 1991, 432 с.

53. Блинов В.И., Худяков Г.Н. О влиянии ветра на скорость выгорания и распределение температуры в нефтепродуктах, сгорающих в резервуарах. ОтчетЭНИНАНСССР, 1957Ю 22 с.

54. Welker J.R., Slepcovich G.M., 1966, Fire Technology, 2, p. 127.

55. Thomas P.H., Fire Research Note, N.600, Fire Research Station, Borelamwood, England, 1965.

56. Рачевский Б.С. Охрана окружающей среды при транспорте и хранении жидких углеводородов. Тематический обзор. Серия: Охрана окружающей среды. М.: 1980, 60 с.

57. Вязунов Е.В., Дымшиц Л.А. Транспорт и хранение нефти и нефтепродуктов. М.: ВНИИОЭНГ, 1979, №1, 53 с.

58. Провести исследования и разработать методы и средства пожаротушения, взрывопредупреждения, а также обеспечения безопасности личного состава и пожарной техники при проливах топлив, в том числе криогенных. Отчет о НИР/ВНИИПО; Болодьян И.А., Некрасов В.П., Макеев В.И. – М., 1994. – 279 с.

59. Испарение нефти с открытой поверхности в подвижную среду. Клубань В.С., Рябов Н.И., Пономарев А.А. Пожаровзрывобезопасность, 1999, №3.

60. ГОСТ Р 12.3.047-98 «Пожарная безопасность технологических процессов. Общие требования. Методы контроля».

61. М.Е. Берлянд. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. – Л.: Гидрометеоиздат, 1975.

62. М.Е. Берлянд, Е.Л. Генихович. Атмосферная диффузия и структура воздушного потока над неоднородной подстилающей поверхностью. Сб. докладов на международном симпозиуме в г. Ленинграде, 1968.

63. А.С. Монин. Полуэмпирическая теория турбулентной диффузии, АН СССР, Труды геофизического института, сб. «Статические методы в метеорологии», М.: – 1956.

64. А.С. Монин. О диффузии с конечной скоростью. Известия АН СССР, геофизическая серия №3, 1955.

65. Д.Л. Йорданов. О диффузии по направлению ветра и некоторых асимптотических формулах диффузии в приземном слое атмосферы. Известия АН СССР, физика атмосферы и океана, том 3, №8, 1967.

66. А.С. Монин. Турбулентная диффузия в приземном слое воздуха при устойчивой стратификации, сб. Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха, М.: Ин. лит. 1962.

67. И. Огура. Описание диффузии от непрерывного источника при конечном времени наблюдения, сб. Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха, М.: Ин. лит. 1962.

68. Н.Л. Бызова. Рассеивание примесей в пограничном слое атмосферы – Л.: 1974.

69. А.С. Монин, А.М. Яглом. Статистическая гидродинамика – М.: Наука, 1965.

70. Roberts O.F.T. Proc. Roy.Soc., London, 1923.

71. О.Г. Сеттон. Микрометеорология – Л.: Гидрометеоиздат, 1958.

72. Р.О. Паркер, Дж.К. Спата. Рассеивание паров криогенных жидкостей в атмосфере – Сб. Усовершенствование технологии СПГ – материалы 1 междунар. конф. по СПГ, вып. 5, ВНИИЭГАЗпром.

73. Grifford F.A. Use of routine meteorological odurvations for estimating atmospheric dispersion – Nuclear safety, v.2, №4, 1961.

74. Porquill F. Atmospheric diffusion, van Nostrand, New York, 1953.

75. Humber–Basset R., Montet A. – Dispersion dan's L atmosphere d'un nuagegazeuxforme per epondage de GNL sur le soil – Proc. Third Inter. Comber on LNG, 1972, September.

76. Germeler A.E. Drake E.M. Gravity spreading and atmospheric dispersion of LNG vapor clouds, Proc. Of the Forth Int. symposium on transport of hazardous cargaesdy sea and inland waterways, Jacksonville, Florida, 1975.

77. Van Ulden A.P. On the spreading of a peavey gas released near the ground, First. Int. Loss symposium, the Mogue, Netherlands, 1974.

78. Picknett R.G. Field experiments on the behavior of dense clouds, Porton Downs, UK, September, 1078.

79. Eidsvik K.J. A model for heavy gas dispersion in the atmosphere, Atmospheric environment, 14, 1980.

80. Cox R.A., Corpenter R.J. Further development of a dense vapor cloud dispersion model for hazard analysis in S. Hartwig Hevoy gas andrisk asses. Holland, 1979.

81. TeRiele P.H.M. Atmospheric dispersion of gaus emitted at or near ground level, Second Int. Symp on Loss Prevention and safety promotation in the process, industries, Germany, 1977.

82. Flothman D. and Nikodem. A heavy gas dispersion model with continuous transition from gravity Spreading to tracer diffusion, in Hartwig, Heavy gas and risk asses. Holland, 1980.

83. Ooms G. A.R.Mahieu and Zeelis. Plume path of hearvygaus, First loss prevention Symp., Netherlands, 1974.

84. W.G. England, L.H. Teuscher, L.E. Hauser and B.E. Fruman. Atmospheric dispersion of Liquefied natural gas vapor clouds, using SIGMET Computer code Proc. Heat transf and FMI 1978.

85. W.C.Mebride. A densere than air vapon dispersion validation. Study using the ZEPHYR and DISCO models – A report by energy resources company to Exxon Researect I Engineering compani, 1981.

86. Taft J.R. Simulation of experimental spills using MARIAH model, A report by Deugon RA, Inc. to Exxon Research Engineering Company, 1981.

87. Hogan W.J., B.R. Bowman and L.C. Haselman. Numerical modeling of LNG spill phem. Seminar on LNG peak shaving Washington, March, 1978.

88. S.T. Chan, R.M. Gresho and D.L.Ermak. A three- dimensional conservation equation model for simulating LNG vapor dispersion in the atmosphere. UCID – 19210 Sept. 1981.

89. G. Schnatz and D. Flothmanm. AK model and its modification for the dispersion of heavy gases, Holland, 1980, p.125.

90. LNG terminal risk assessment study for Oxnard California, Science Applications Inc. prepared for Western NNG Associates, 1975.

91. L.C. Haselmal. TDS-A computer Code for calculating gaseous combustion in two dimensions. Lawrence Livermose Laboratory.

92. A. Croce, K. Mudan. Thermal radiation from LNG thench fires – Castech-85: LNG/LPG Conf., France, Nov. 12–15, 1985.

2.3 Анализ методик оценки опасных факторов пожара при сгорании газопаровоздушных смесей

2.3.1 Определение радиуса воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака в случае пожара-вспышки

В случае образования паровоздушной смеси в не загроможденном технологическим оборудованием пространстве и его зажигании относительно слабым источником (например, искрой) сгорание этой смеси происходит, как правило, с небольшими видимыми скоростями пламени. При этом амплитуды волны давления малы и могут не приниматься во внимание при оценке поражающего воздействия. В этом случае реализуется так называемый пожар-вспышка, при котором зона поражения высокотемпературными продуктами сгорания

паровоздушной смеси практически совпадает с максимальным размером облака продуктов сгорания (т.е. поражаются в основном объекты, попадающие в это облако). Радиус воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака при пожаре-вспышке R_F определяется приближенным соотношением:

$$R_F = \sqrt[3]{E_i} \cdot X_{LFL}, \qquad 2.120)$$

где E_i – объемный коэффициент расширения продуктов сгорания, для нефтепродуктов величина E_i может быть принята равной 7; X_{LFL} – горизонтальный размер взрывоопасной зоны, о котором речь шла выше.

2.3.2 Дефлаграционное сгорание облака

Большинство существующих исследований параметров несимметричных взрывных волн, генерируемых облаками неправильной формы, основаны на акустическом приближении [5, 6]. Хотя, строго говоря, акустическая теория справедлива лишь для низкоскоростной дефлаграции, ее можно использовать для оценочных расчетов действия опасных факторов взрыва в широком диапазоне скоростей горения.

2.3.2.1. Модель Стрелоу [5]

Точечный источник массы интенсивностью$\dot{m}(t)$генерирует в пространстве звуковую волну с избыточным давлением:

$$\Delta p(t) = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot r} \cdot \dot{m}(t - \frac{r}{a_0}), \qquad (2.121)$$

где аргумент в правой части заменен на $(t - \frac{r}{a_0})$ вследствие того, что звуковая волна распространяется со скоростью звука a_0; r – расстояние от источника.

Пусть ω – циклическая частота источника звука; r_i – характерный радиус источника. Тогда при $(\omega \cdot r_i / a_0)^2 \ll 1$, начиная с некоторого расстояния, источник звука можно считать акустически простым. Для источника звука конечной длительности $\int \dot{m}(t)dt = 0$, поэтому импульс давления в звуковой волне $\int \Delta p(t)dt = 0$. Это означает, что акустический сигнал, генерируемый источником конечной

длительности, характеризуется одинаковыми по величине импульсами положительной и отрицательной фазы.

В модели Стрелоу рассматриваются следующие случаи:

- приложение теории простого источника к дефлаграционному горению облака;

- сферически симметричное облако газопаровоздушной смеси (ГПВС) с центральным зажиганием;

- неограниченное облако ГПВС неправильной формы с произвольным расположением источника зажигания.

Приведены примеры осесимметричного зажигания дискообразного облака, центрального точечного зажигания дискообразного облака, периферийного зажигания дискообразного облака по образующей, периферийного точечного зажигания сигарообразного облака.

Применение теории акустически простого источника к дефлаграционному сгоранию неограниченного облака ГПВС произвольной формы показывает, что:

- весьма затруднительно генерировать взрывные волны с заметным эффектом путем дефлаграционного сгорания облака ГПВС при такой организации сгорания, при которой пламя неодновременно выходит на границы облака;

- максимальное избыточное давление в волне при прочих равных условиях пропорционально отношению минимального характерного размера облака к расстоянию до объекта;

- избыточное давление в волнах является функцией расстояния от источника зажигания и не зависит от направления, т.е. взрывная волна сферическая;

- для генерации взрывных волн заметной интенсивности необходимы облака ГПВС очень больших размеров;

- подход, основанный на применении результатов для дефлаграционного сгорания сферически симметричного облака с центральным зажиганием, дает сильно завышенные оценки применительно к дефлаграционному сгоранию удлиненных облаков с нецентральным зажиганием;

- до момента сгорания облака импульс взрывной волны не зависит от ускорения пламени и от характера изменения во времени площади поверхности пламени, а определяется конечными значениями скорости и площади фронта пламени. После сгорания облака импульс взрывной волны равен нулю вследствие компенсации вкладов положительной и отрицательной фаз.

В теории Стрелоу формула (2.121) для простого акустического источника используется с аргументом t вместо $\left(t-\frac{r}{a_0}\right)$. Такой прием справедлив лишь для больших удалений r от облака (в дальней зоне взрыва). В ближней зоне пренебрегать величиной $\frac{r}{a_0}$ недопустимо. Теория Стрелоу справедлива лишь для расчета избыточного давления далеко от фронта пламени. При эффективной нормальной скорости фронта пламени $S_U \ll a_0$ поле течения близко к потенциальному течению несжимаемой жидкости [10], а для описания потенциального течения необходима детальная информация об изменении во времени поверхности раздела между свежей смесью и продуктами горения.

На рис. 2.17 схематически показана ситуация, из которой становится ясной точная процедура расчета избыточного давления в ближней зоне взрыва (но достаточно далеко от фронта пламени). Штриховые линии соответствуют положению фронта пламени в последовательные промежутки времени. Параметры r_i и r являются, соответственно, расстоянием от фиксированного элемента на фронте пламени до объекта и расстоянием от источника зажигания до объекта. Следовательно, все точки облака, находящиеся на расстоянии r_i от объекта, оказываются на фронте пламени через время $\left(t-\frac{r}{a_0}\right)$. Другими словами, в любой фиксированный момент времени t вклад в избыточное давление в точке P дается только теми элементами в облаке, для которых

$$\frac{r_f}{S_U}+\frac{r}{a_0}=t \qquad (2.122)$$

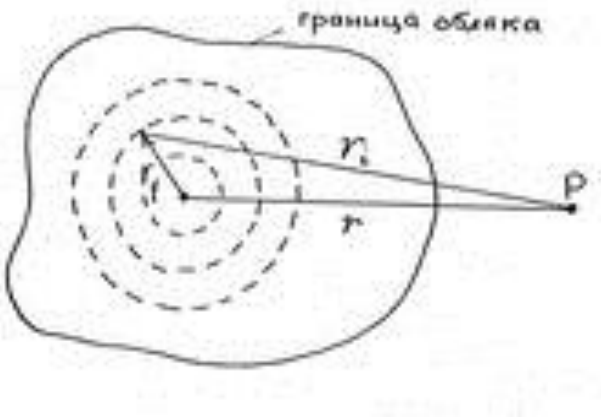


Рисунок 2.17 – Схема, поясняющая правильную процедуру расчета избыточного давления в ближней зоне взрыва

В теории Стрелоу принимается, что вклад в избыточное давление в момент t вносится элементами на поверхности с$r_f = const$ (штриховые линии).

По-видимому, отмеченный недостаток теории Стрелоу является причиной некоторых противоречий, возникающих при ее применении.

2.3.2.2. Модель Пикле [6]

В акустическом поле от точечного источника, производящего за время $\pi\Delta$ объем газа Ω, потенциал скорости дается формулой:

$$\varphi(r,t) = -\left(\frac{\Omega}{\Delta\pi^2 \cdot \mathrm{r}}\right) \cdot sin^2\left[\frac{(t - r/a_0)}{\Delta}\right] \tag{2.123}$$

при $0 < t - r/a_0 < \pi\Delta$, r- расстояние до объекта. Избыточное давление в точке r находится обычным образом:

$$\Delta p = p - p_0 = -\rho_0 \partial\varphi/\partial t. \tag{2.124}$$

Из (3.3) и (3.4) следует, что

$$\Delta p_{max}(r) = \frac{[\rho_0 \cdot \Omega/(\pi\Delta)^2]}{r} \tag{2.125}$$

На рис. 2.18 схематически показан профиль давления на расстоянии rот акустического источника. Видно, что за фазой сжатия следует фаза разрежения.

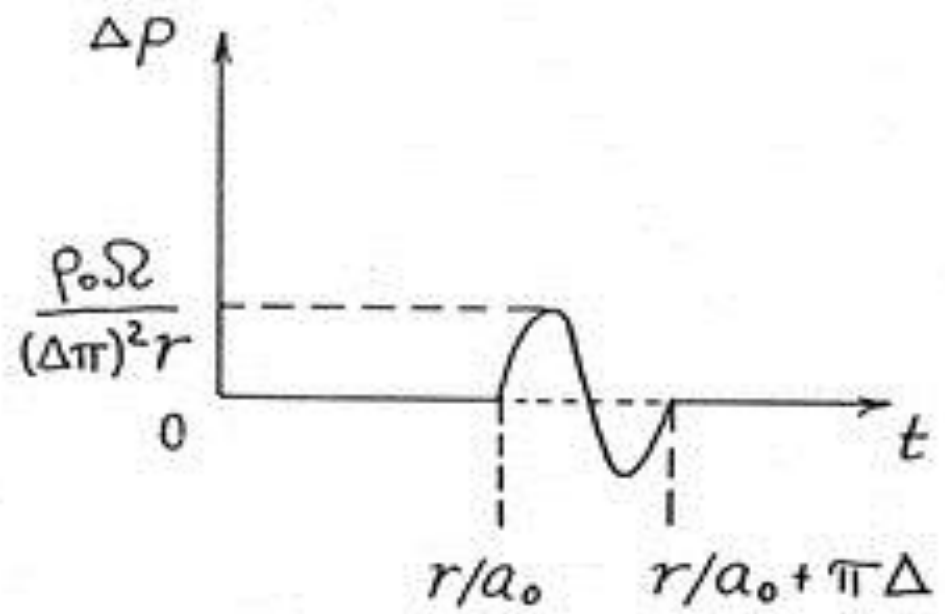


Рисунок 2.18 – Профиль волны давления на расстоянии r от точечного акустического источника конечной длительности $\pi\Delta$

Не останавливаясь на аргументации применимости простой акустической теории к дефлаграционному сгорания облаков ГПВС, ниже представлены принципиальные моменты подхода.

1. Облако ГПВС моделируется как множество распределенных точечных акустических источников. Это позволяет учесть неоднородность состава ГПВС по объему облака.

2. «Включение» точечных акустических источников происходит в момент прихода фронта пламени.

3. Профиль волны давления на расстоянии r от источника зажигания рассчитывается интегрированием по всем точечным источникам. Фактически используется принцип суперпозиции волн от множества точечных источников, допускающий компенсацию положительной и отрицательной фаз сжатия.

На рис. 2.19 показан пример, иллюстрирующий применение простой акустической теории. Рассматривается дефлаграционное сгорание наземного дискообразного облака с осесимметричным зажиганием. Фронт пламени,

распространяясь со скоростью S_U, приводит в действие акустические источники. Каждый акустический источник излучает в течение времени $\pi\Delta$ по закону (2.124). Для определения Δ принимаются гипотезы о длительности энерговыделения во фронте пламени. Возможность бокового расширения облака требует введения новых гипотез относительно текущей формы фронта пламени. Фактически, излучающую область моделируют поршнем определенной формы (рис. 2.20).

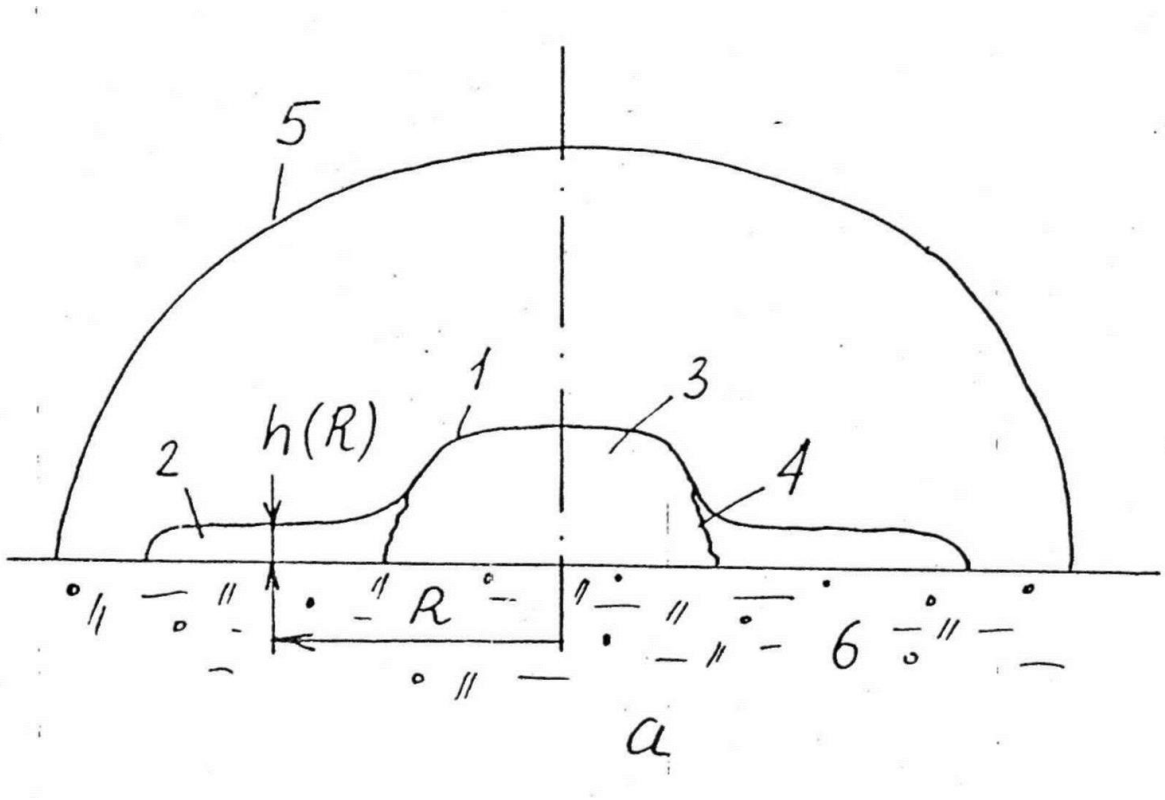


Рисунок 2.19 – Схема Пикле для расчета дефлаграционного сгорания дискообразного облака. Схема взрыва: *1* – граница облака ГПВС, *2* – свежая смесь, *3* – продукты сгорания, *4* – фронт пламени, *5* – фронт взрывной волны, *6* – поверхность земли

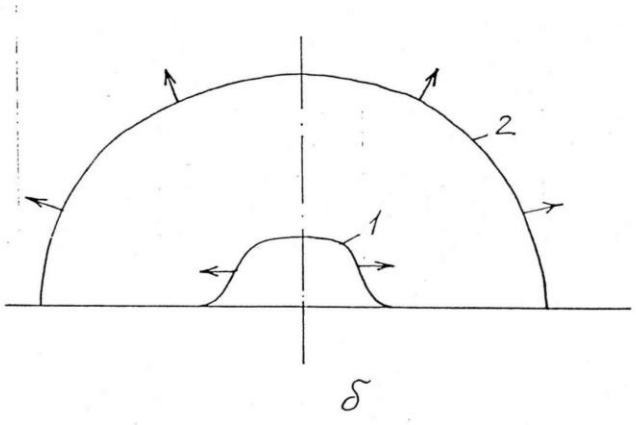


Рисунок 2.20 – Схема Пикле для расчета дефлаграционного сгорания дискообразного облака. Расчетная модель: *1* – поршень, *2* – фронт взрывной волны

Численное интегрирование задачи дает следующие результаты:

- взрывные волны от сгорания несферических облаков ГПВС при центральном и нецентральном зажигании в дальней зоне взрыва оказывается менее интенсивными, чем при сгорании облаков со сферической симметрией.

- расчетный профиль волны давления представляет собой плавное повышение давления в фазе сжатия с последующей значительной фазой разрежения.

К основному достоинству модели следует отнести возможность расчета взрывных волн, генерируемых приплюснутыми облаками ГПВС произвольной формы. Однако, такой расчет опирается на ряд гипотез о форме поршня, что вносит в него элемент неопределенности. Более того, сравнительное исследование показывает, что результаты расчета в ближней зоне весьма чувствительны к принятой форме поршня. Как следствие, обсуждаемая модель применима лишь для расчета избыточного давления в дальней зоне взрыва. К недостаткам модели следует отнести и необходимость численного решения задачи. Другим, принципиальным, недостатком модели, на который обращается внимание в научной литературе, является тот факт, что для скорости «включения» элементарных акустических источников используется скорость S_U, а не $S_U(V_b/V_u)$.

2.3.2.3. Модель Гейгера.

В модели Гейгера рассматривается дефлаграционное сгорание дискообразных облаков. В основу модели положена задача о сферическом поршне

[7], модифицированная с учетом того, что при распространении пламени по дискообразному облаку область повышенного давления ограничена узкой зоной, примыкающей к фронту пламени. В результате рассматривается поле давлений, генерируемое торроидальным поршнем, движущимся со скоростью фронта пламени.

Процесс сгорания облака при центральном точечном зажигании делится на 3 стадии (рис. 2.21).

1. На начальной относительно короткой стадии фронт пламени имеет сферическую форму. Длительность этой стадии ограничена выходом фронта пламени на свободную границу облака. Вследствие термического расширения продуктов сгорания высота облака в точке выхода пламени в окружающий воздух приблизительно в 2 раза превышает высоту исходного облака ГПВС. Это связано с тем, что для большинства ГПВС $\frac{V_b}{V_u} = 7 \div 8$ и, следовательно, для сферического пламени $H/H_0 \approx \left(\frac{V_b}{V_u}\right)^{1/3} \approx 2$.

2. На второй стадии пламя распространяется в горизонтальном направлении. Наличие свободной границы у продуктов сгорания приводит к их боковому расширению (по направлению вверх на рис. 2.21) и, следовательно, к падению давления за фронтом пламени. Ввиду того, что продукты горения в волне дефлаграции расширяются практически одинаково во всех направлениях, ширина зоны повышенного давления близка к $2H$. В модели принимается, что зона повышенного давления представляет собой область торроидальной формы, сечение которой – цилиндр радиусом $2H_0$. Зона повышенного давления распространяется квазистационарно со скоростью фронта пламени. На второй стадии скорость фронта пламени меньше, чем на первой стадии вследствие бокового расширения продуктов сгорания (эффективность поршневого действия продуктов в горизонтальном направлении снижается).

3. На третьей стадии пламя и примыкающая к нему торроидальная область повышенного давления выходит на боковую границу облака.

К несомненным достоинствам рассматриваемой модели следует отнести ее простоту и возможность применения для расчетов избыточного давления как в дальней, так и в ближней зонах взрыва.

К явным недостаткам модели относится отсутствие отрицательной фазы в профиле волны давления. В связи с этим обсуждаемая модель дает завышенные значения импульса давления от дефлаграционного взрыва.

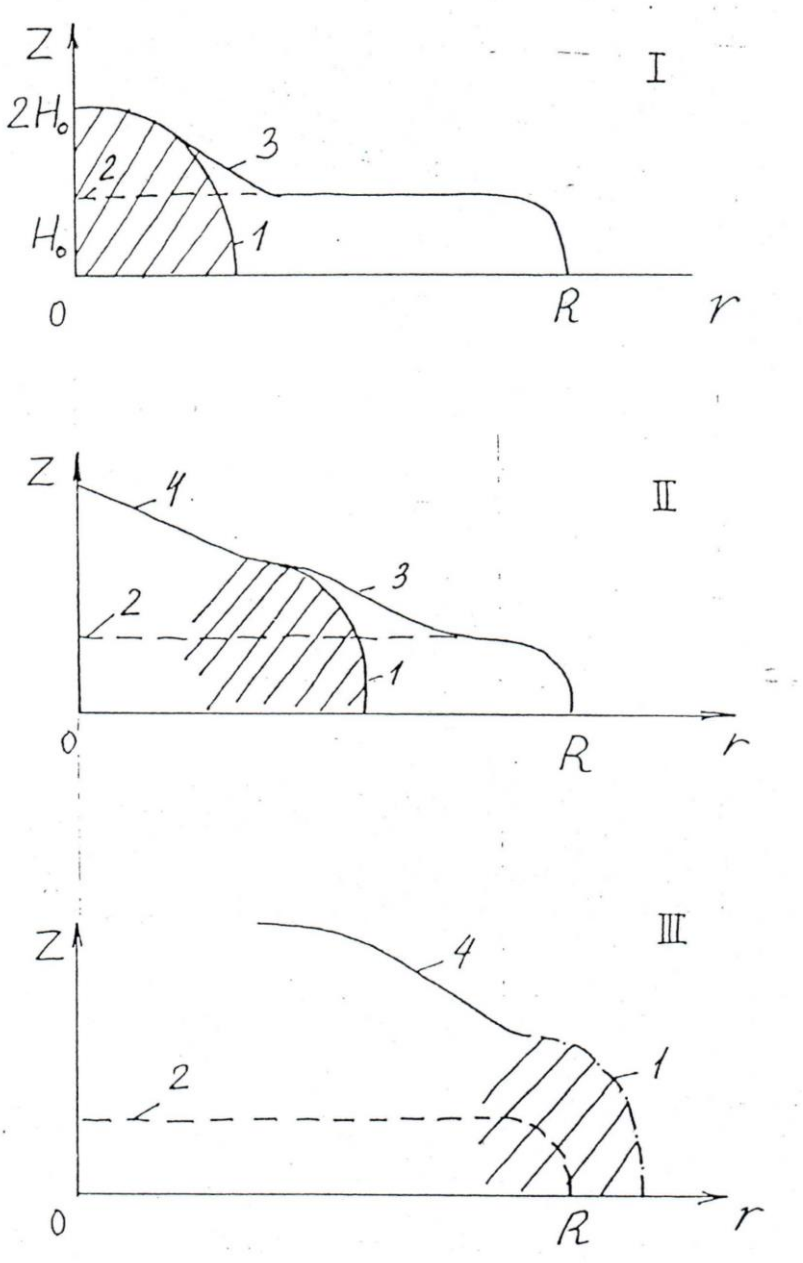


Рисунок 2.21 – Схема распространения пламени в дискообразном облаке при центральном точечном зажигании [10, 9]: *1* – фронт пламени; *2* – граница исходного облака; *3* – смещенная граница облака; *4* – контактная граница между продуктами сгорания и воздухом; заштрихованная область – область повышенного давления

2.3.2.4.Сравнение акустических моделей

Проведено сравнение расчетных результатов $\Delta p_{max}(r/R)$, полученных по моделям Стрелоу [5], Пикле с сотр. [6] и Гейгера [8,9] для дефлаграционного сгорания дискообразного облака ГПВС с отношением высоты к радиусу диска H/R=0,02. Считали, что скорость фронта пламени постоянна и равна $S_U = 100$ м/с.

Для сравнения построена кривая, соответствующая дефлаграционному сгоранию полусферического облака того же объема ($\frac{R}{R_Э} = 3{,}22$), где $R_Э$ – радиус эквивалентного полусферического облака.

Получено, что расчетные значения максимального избыточного давления от сгорания дискообразного облака существенно различны. Более того, различны и функциональные зависимости Δp_{max} от безразмерного расстояния r/R. Модель Стрелоу дает наименьшие значения Δp_{max}. На расстоянии (3–4)H от источника зажигания избыточное давление во взрывной волне (внутри облака) снижается до очень низких значений (≈10^{-1} МПа).

В моделях Пикле и Гейгера давление на фронте пламени внутри облака остается постоянным (в модели Гейгера – равным давлению в полусферическом пламени), а в модели Стрелоу – уменьшается обратно пропорционально расстоянию от источника зажигания.

Во всех рассмотренных моделях максимальное избыточное давление в дальней зоне для дискообразного облака оказалось меньше, чем для полусферического облака того же объема.

Результаты расчетов по моделям Пикле и Гейгера дают близкие результаты в дальней зоне.

Можно указать на следующие причины различия расчетных результатов.

- Отличие результатов по моделям Стрелоу и Пикле связано, по-видимому, с неточным учетом вклада точечных акустических источников в избыточное давление в модели Стрелоу. Используемые в модели Стрелоу предположения оказывают влияние на параметры волны как в ближней, так и в дальней зонах.

- Другим объяснением различия результатов в указанных моделях может служить тот факт, что в модели Пикле для скорости «включения» акустических источников используется скорость фронта пламени S_U, а не$S_U(V_b/V_u)$.

- В модели Гейгера при $r \gg vt$ уменьшение избыточного давления с расстоянием происходит пропорционально $r^{-1/2}$ (см. подробнее модель Гейгера) вместо r^{-1} (что должно выполняться в дальней зоне взрыва). Однако в модели Гейгера избыточное давление спадает до малых значений уже на расстояниях $r = (5-10)R$, на которых облако еще следует рассматривать как протяженный источник.

Для выбора модели, дающей оценки Δp_{max}, наиболее близкие к реальным значениям, необходимо сравнение с детальными численными расчетами и с экспериментальными данными.

2.3.3 Детонационное сгорание облака

Для инициирования детонации в облаке ГПВС в подавляющем большинстве случаев необходимы инициаторы типа зарядов конденсированного ВВ или протяженных струй горячих продуктов сгорания. В отсутствие таких инициаторов детонационный режим сгорания облаков является маловероятным. В принципе, возможен и переход горения в детонацию в облаке. Однако, для этого необходимо, например, наличие регулярных турбулизаторов течения, способных эффективно ускорять пламя до таких скоростей, при которых возникающая взрывная волна становится весьма сильной.

В отличие от концентрационных пределов распространения пламени пределы детонации ГПВС изучены недостаточно. Наиболее общепринятый подход к этой проблеме заключается в предположении, что концентрационные пределы детонации ГПВС такие же, как концентрационные пределы распространения пламени (сверху вниз – при наличии гравитации). Известные экспериментальные данные для метано-, пропано- и бензино-воздушных смесей подтверждают справедливость такого подхода.

Поскольку облако ГПВС покрывает большую площадь, задачу о фугасном действии детонационного взрыва целесообразно разделить на две подзадачи:

1. действие взрывной волны внутри облака;
2. действие взрывной волны снаружи облака.

Процесс инициирования детонационного взрыва делится на две стадии: на первой распространяется сильная взрывная волна, на второй – взрывная волна трансформируется в детонационную. Вторая стадия начинается на некотором расстоянии r_* от инициирующего источника. Определение этого расстояния представлено в [11].

Ударное действие детонационного взрыва сферического облака ГПВС.

Инициирующая стадия.

При $r_э < r_*$ взрывную волну внутри облака ГПВС можно приближенно рассматривать сильной. Согласно [12] расстояние, пройденное волной и максимальное давление определяются:

$$r_э = \left(\frac{E_0}{\propto \cdot \rho_0}\right)^{\frac{1}{(\nu+2)}} \cdot t^{\frac{2}{(\nu+2)}}, \tag{2.126}$$

$$p_{max} = \frac{8 \cdot \rho_0}{(\nu+2)^2 \cdot (\gamma+1)} \cdot \left({}^{E_0}/_{\alpha\, \rho_0}\right)^{2/(\nu+2)} \cdot t^{\frac{-2\nu}{(\nu+2)}}, \tag{2.127}$$

где функция $\alpha(\gamma, \nu)$ определяется из условия, что полная энергия в объеме равна E_0 [12].

Импульс давления в точке r определяется как

$$\mathrm{I(r,t)} = \begin{cases} 0, & \text{при } \mathrm{t} < \mathrm{t_э} \\ \int_{\mathrm{t_s}}^{\mathrm{t}} \mathrm{p(r,t)dt}, & \text{при } \mathrm{t} > t_э \end{cases} \tag{2.128}$$

Стадия распространения детонационной волны.

Внутри облака.

В отличие от взрывной волны детонационная волна распространяется с постоянной скоростью D, поэтому:

$$r_э = D \cdot \mathrm{t}. \tag{2.129}$$

Для определения давления, температуры и плотности в детонационной волне, а также скорости детонации, определяется равновесный состав продуктов

детонации, число Маха детонационной волны M_D, отношения теплоемкостей исходной смеси γ_1 и продуктов детонации γ_2, молекулярные массы m_1 и m_2. Остальные параметры волны могут быть рассчитаны по соотношениям Ренкина – Гюгонио:

$$p_2/p_1 = \frac{(1+\gamma_1 \cdot {M_D}^2)}{\gamma_2+1}. \quad (2.130)$$

Максимальное избыточное давление в детонационной волне приблизительно вдвое больше давления продуктов детонации.

$$\Delta p_{max} \approx \frac{2 \cdot \gamma_1 \cdot {M_D}^2}{\gamma_1+1}. \quad (2.131)$$

Импульс давления на расстоянии r (в расчете на единицу площади) можно определить:

$$I(r,t) = \int_{t_э}^{t} [p(r,t) - p_1]dt, \quad (2.132)$$

где $t_э = r/D$.

Снаружи облака.

Для определения параметров детонационной волны снаружи облака известна теория Бринкли – Кирквуда, в которой используются уравнения газодинамики, связывающие частные производные по пространственной r и временной t координатам от двух величин – скорости и давления. Сущность метода заключается в следующем: система уравнений движения и неразрывности, представленная в форме Лагранжа, дополняется еще двумя. Первое из них получается путем дифференцирования условия сохранения импульса на фронте ударной волны, второе – полуэмпирическое – выражает закон сохранения энергии. Тогда с учетом адиабатичности движения за фронтом ударной волны система уравнений становится замкнутой относительно частных производных скорости и давления. Последнее позволяет найти выражение для полной производной давления по направлению распространения ударной волны. Далее задача решается путем численного интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

В [13] проведены расчеты по методу Бринкли – Кирквуда максимального избыточного давления и статического импульса давления от детонационного взрыва сферических облаков ГПВС стехиометрического состава.

На рис. 2.22 показано сравнение расчетных зависимостей $\Delta p_э$ и $\acute{I} = Ia_1/p_1R$ от безразмерного расстояния от границы облака r/R с экспериментальными данными [14] для стехиометрической пропано-воздушной смеси.

Из рис. 2.22 видно, что теория Бринкли – Кирквуда дает хороший прогноз в промежуточной и дальней зонах взрыва. Аналогичные результаты получены в [13] для детонационного взрыва сферических облаков метано-, этилено- и ацетилено-воздушных смесей.

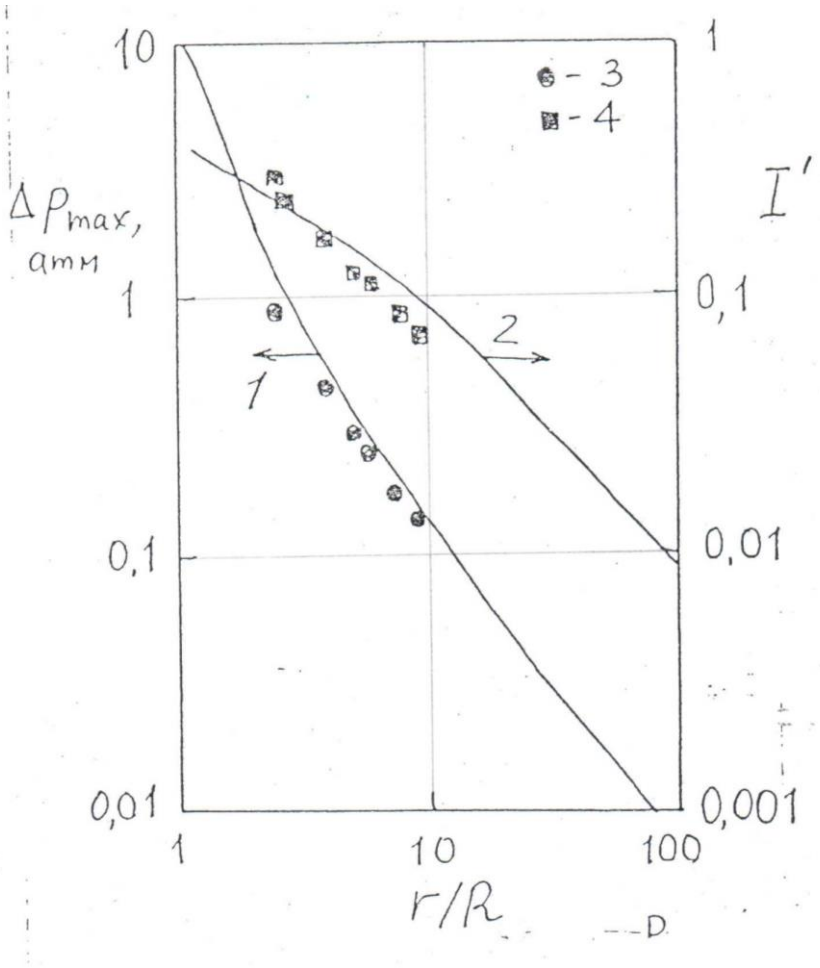


Рисунок 2.22 – Сравнение расчетов по модели Бринкли – Кирквуда:
1, 2 – расчетные кривые для давления и импульса;
3, 4 – экспериментальные данные [14].

2.3.4 Модель расчета параметров опасного воздействия при сгорании облаков ГПВС [15]

Модель [15] позволяет сделать достаточно простую оценку опасности поражения личного состава и пожарной техники при воздействии ударных волн.

2.3.4.1. Используемые обозначения

C_0, м/с – скорость звука в воздухе;

C_{CT}, % об. – стехиометрическая концентрация топливно-воздушной смеси;

ΔH_V, МДж/кг – низшая теплота сгорания топлива;

E, МДж – полная энергия взрыва;

M, кг – масса горючего газа в облаке;

P_0, Па – атмосферное давление;

ΔP_{OT}, Па – избыточного давления в отраженной ударной волне;

$\overline{P_S} = \frac{\Delta P}{P_0}$ – приведенное избыточное давление;

R, м – расстояние от центра взрыва;

R_0, м – радиус полусферы;

$\mathrm{Re} = R_0 \cdot \frac{U_H}{\nu}$ – число Рейнольдса;

i^+, Па·с – удельный импульс положительной фазы давления;

$\overline{i_S}$, $Па^{1/2} \cdot с / кг^{1/3}$ – приведенный удельный импульс;

t, с – время;

t^+, с – продолжительность положительной фазы давления;

$U_H, м/с$ – нормальная скорость горения;

$W, м/с$ – видимая скорость горения;

$\propto = W/C_0$ – относительная видимая скорость горения;

γ – показатель изэнтропы;

σ – степень расширения, равная отношению плотностей несгоревшего и сгоревшего газов;

$\rho_Г, кг/м^3$ – плотность горючего газа;

$\lambda = R/E^{1/3}$ –приведенное расстояние;

$\nu, м^2/с$ – кинематическая вязкость горючей смеси;

$M_{КР}$ – минимальная критическая энергия инициирования детонации;

$L_{ПДД}$ – критический размер загромождения облака для инициирования детонации в открытом пространстве;

$L_{КР}$ – минимальный критический размер облака для перехода к детонации в открытом пространстве при воспламенении искрой, пламенем и т. п.

2.3.4.2. Исходные зависимости

Учитывая многовариантность развития аварийной ситуации, полезным может оказаться упрощенный расчет поражающего воздействия взрывной волны, генерированной при сгорании облака паров топлива. Данный расчет включает следующие этапы.

1. Определение максимальной массы топлива *M*, участвующей в горении, выделившейся энергии *E* и скорости горения. При этом используется соотношение для расчета *M*, предложенное в [15].

2. Рассмотрение горения полусферического облака стехиометрической топливно-воздушной смеси с центральным зажиганием (наиболее опасный случай), радиус полусферы R_0 которого оценивается по формуле:

$$R_0 = \left(\frac{1{,}5}{\pi} \cdot \frac{100}{C_{CT}} \cdot \frac{M}{\rho_Г}\right)^{1/3}. \qquad (2.133)$$

В случае образования облака вытянутой формы за R_0 можно принимать максимальное расстояние от места воспламенения до границы пожароопасной смеси, используя зависимости размера зоны загазованности, приведенные в [15].

3. Оценка максимальной видимой скорости W горения с помощью выражения:

$$W = U_H \cdot \sigma \cdot (1 + 0{,}01 \cdot Re^{0{,}5}). \qquad (2.134)$$

4. Определение наиболее вероятного места и расстояния источника взрыва по отношению к объекту воздействия (поражения).

5. Оценка типа и энергии возможного источника инициирования горения, а также наличие препятствий и протяженного загроможденного пространства в топливно-воздушном облаке.

6. Выбор предполагаемого режима горения (дефлаграция или детонация) осуществляется с учетом расчетов по пп.1–5 и данных, представленных в [15] по критическим условиям перехода от дефлаграции к детонации ($L_{КР}, L_{ПДД}, L_{ПРЕД}, M_{КР}$).

Можно выделить три основные варианта возникновения детонации в облаке.

Для 1 варианта необходимо:

- образование пожароопасной парогазовоздушной смеси;

- наличие источника зажигания с энергией, большей $M_{КР}$.

Для 2 варианта необходимо:

- образование пожароопасной парогазовоздушной смеси;

- наличие загроможденности пространства внутри пожароопасной смеси, размеры которой превышают $L_{ПДД}$;

- наличие источника зажигания с энергией, превышающей минимальную энергию зажигания смеси.

Для 3 варианта необходимо:

- образование пожароопасной парогазовоздушной смеси, размеры которой превышают $L_{КР}$;

- наличие источника воспламенения с энергией, превышающей минимальную энергию зажигания смеси.

7. Расчет параметров падающей и нормально отраженной взрывной волны.

При дефлаграционном горении:

Избыточное давление в падающей воздушной ударной волне ΔP в приближении постоянства скорости горения определяется зависимостью:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{2 \cdot \gamma \cdot (\sigma - 1) \cdot \alpha^2}{\sigma \cdot (1 + \alpha)} \cdot \frac{R_0}{R} . \qquad (2.135)$$

Импульс ударной волны:

$$i^{+} = \frac{\alpha}{1+\alpha} \cdot \frac{\sigma - 1}{\sigma} \cdot \frac{\gamma}{C_0} \cdot \frac{R_0^{\,2}}{R} \cdot P_0 . \qquad (2.136)$$

Продолжительность положительной фазы сжатия:

$$t^{+} = \frac{0{,}5 \cdot \sigma^{1/3} \cdot R_0}{W} . \qquad (2.137)$$

На рис. 2.23 представлены зависимость относительного избыточного давления в воздушной ударной волне сжатия ($\Delta P / P_0$) от относительного расстояния (R / R_0) при дефлаграции для различных скоростей горения (W).

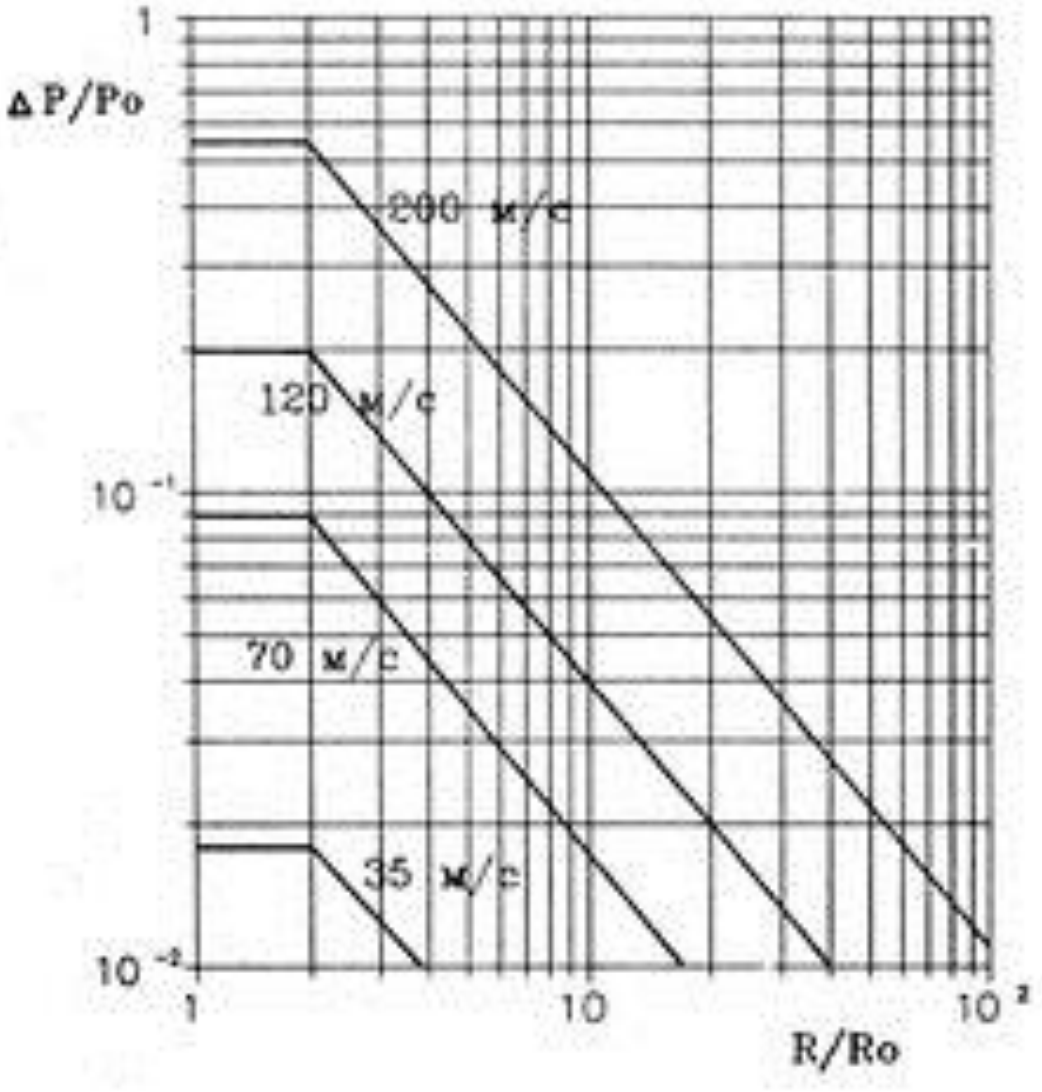


Рисунок 2.23 – Зависимость относительно избыточного давления в воздушной ударной волне сжатия от относительного расстояния при дефлаграции

При детонационном горении:

Для *0,25 < λ < 25*

$$\ln(\Delta P / P_0) = 0{,}3527 - 1{,}8187 \cdot \ln\lambda + 0{,}2410 \cdot (\ln\lambda)^2 - 0{,}0320 \cdot (\ln\lambda)^3, \quad (2.138)$$

$$\ln(t^+ / E^{1/3}) = -0{,}2012 + 0{,}6751 \cdot \ln\lambda - 0{,}1118 \cdot (\ln\lambda)^2, \quad (2.139)$$

$$\ln(i^+ / E^{1/3}) = -0{,}8704 - 0{,}9399 \cdot \ln\lambda + 0{,}646 \cdot (\ln\lambda)^2 - 0{,}0323 \cdot (\ln\lambda)^3. \quad (2.140)$$

Для водорода, этана, пропана и метана формула для $2 < R/R_0 < 60$ может быть представлена в виде (с разбросом 10%):

$$\ln(\Delta P / P_0) = 1{,}66 - 2{,}18 \cdot \ln(R / R_0) + 0{,}304 \cdot (\ln(R / R_0))^2 - 0{,}0320 \cdot (\ln(R / R_0))^3. \quad (2.141)$$

График этой зависимости представлен на рис. 2.24.

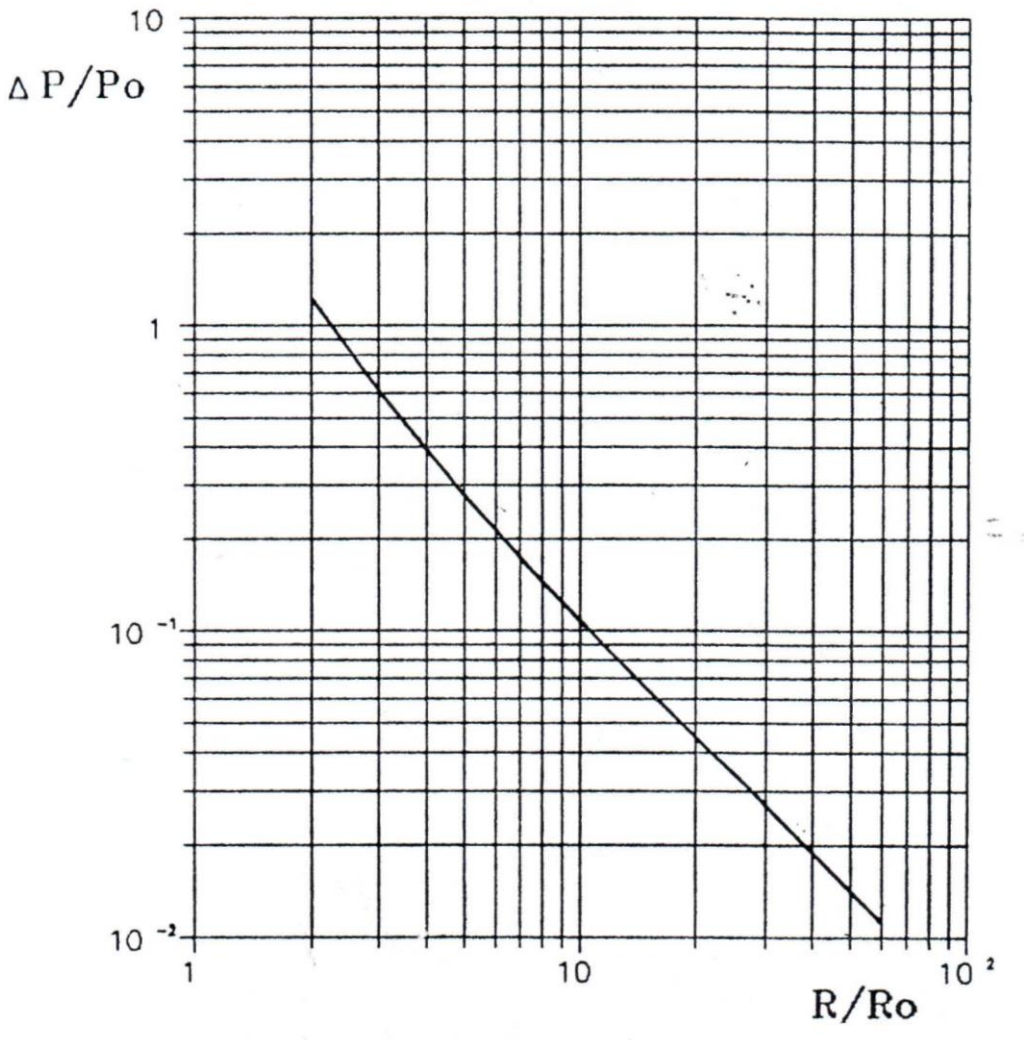


Рисунок 2.24 – Зависимости относительного избыточного давления в воздушной ударной волне сжатия от относительного расстояния при детонации

Графики зависимости приведенного импульса $(i^+/E^{1/3})$ от относительного расстояния (R/R_0) и импульса (i^+) при детонации представлены на рис. 2.25.

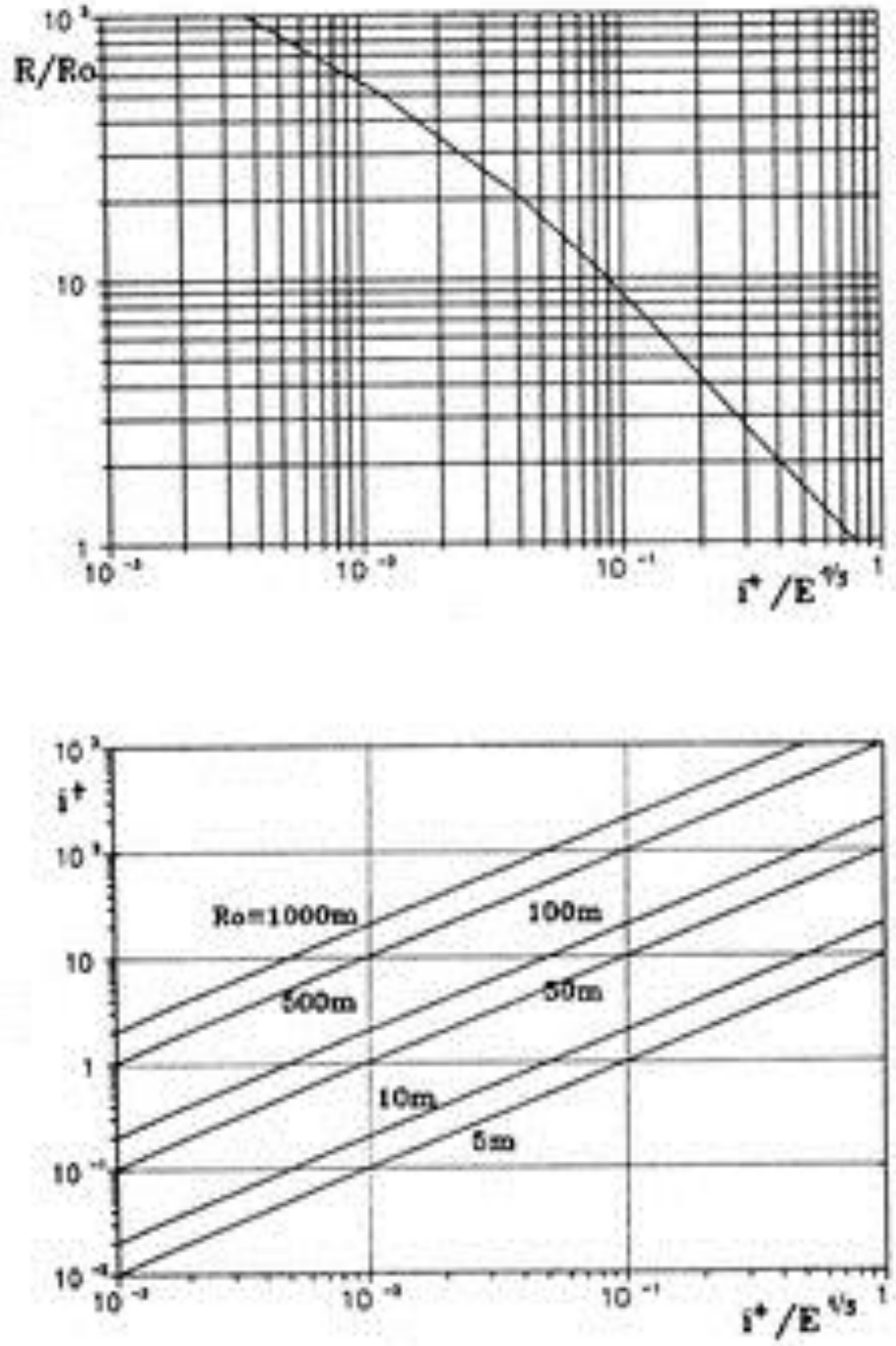


Рисунок 2.25 Зависимости приведенного импульса от относительного расстояния и импульса для различных начальных размеров пожароопасных облаков при детонации

Избыточное давление в отраженной воздушной волне при нормальном падении ΔP_{OT} определяется по формуле

$$\Delta P_{OT} = 2 \cdot \Delta P + \frac{6 \cdot (\Delta P)^2}{(7{,}1 \cdot 10^5 + \Delta P)}. \quad (2.142)$$

8. Определение по *P–i*-диаграммам поражающего действия взрывной волны.

2.3.4.3. Оценка воздействия УВ на личный состав

Для оценок поражающего действия взрывной волны используют два уровня повреждений: порог, при котором разрывается барабанная перепонка, и порог летального исхода, вызванного разрывом легких.

Метод оценки поражения органов слуха состоит в следующем.

1. Определяется пиковое избыточное давление ΔP и удельный импульс (i^+) приходящей взрывной волны на заданном расстоянии от источника взрыва.

2. Находится точка с вычисленными координатами $(\Delta P, i^+)$ и определяется, попадает ли она в область допустимого риска.

Метод оценки поражения органов дыхания состоит в следующем.

1. Определяется пиковое избыточное давления ΔP и удельный импульс (i^+) приходящей взрывной волны на заданном расстоянии от источника взрыва.

2. Вычисляется безразмерное избыточное давление $\overline{P_S}$

$$\overline{P_S} = \frac{\Delta P}{P_0}. \quad (2.143)$$

И приведенный удельный импульс $\overline{i_B}$

$$\overline{i_B} = 0{,}5 \cdot \Delta P \cdot \frac{t^+}{(P_0^{1/2} \cdot m^{1/3})}, \quad (2.144)$$

где $m-$ масса тела человека.

3. Принимается масса среднего человека, который может быть жертвой поражения, $m = 70$ кг.

4. Зная $\overline{P_S}$ и $\overline{i_B}$, определяется опасность вероятного поражения.

В табл. 2.7 представлены ожидаемые уровни поражения органов слуха человека и расстояния, соответствующие режиму детонации.

Таблица 2.7

Эффект	Давление		Безопасное расстояние, м (расчет)
	Дб	кПа	
Граница временной потери слуха	160	2,0	$R=40R_0$
Нижний порог разрыва барабанной перепонки	185	34,5	$R=4,5R_0$
50%-ная вероятность разрыва барабанной перепонки	195	103,0	$R=4R_0$
100%-ная вероятность разрыва барабанной перепонки	203	400,0	$R=1,5R_0$

Литература к разделу 2.3

1. В. Маршалл. Основные опасности химических производств. М. – Мир, 1989.
2. A. L. Kuhl, M.M. Kamel, A.K. Oppenhelm. Proc. 14thSymposium (int.) on Combastion, The Combustion Inst., 1973, p. 1201.
3. R.A. Strehlow. Proc. 14th Symposium (int.) on Combastion, The Combustion Inst., 1973, p. 1189.
4. У.И. Бейкер, П. Кокс, П. Уэстайн и др. Взрывные явления. Оценка и последствия. М.: Мир,1986.
5. R.A. Strehlow.13thAIChE Loss prevention Symposium, Philadelphia, 1981.
6. J.H. Pickles, S.H. Bittleston. Comb. Flame, 1983, V.51, p. 45.
7. R.A. Strehlow.R.T.Lukritz A.A. Adamczuck S.A. Shimpi, Comb. Fkame. 1979, V.35, p. 297.
8. W. Geiger, R. Synofzik, 3rdSymp. Loss Prevention, Basle, 1980.
9. W. Geiger. Rept. No.8415442, von Karman Inst. Fluid Dynamics, 1983.
10. Л.Д. Ландау, М.А. Лифшиц. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
11. А.А. Васильев, В.В. Митрофанов, М.Я. Топчиян. Физ. Горения и взрыва, 1987, №5.
12. Л.И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1988.
13. J.H.Lee, C.M.Guirao, K.W.Chiu, G.G. Bach Loss Prevention, 1977, No.11, p.59.

14. S.M. Kogarko, V.V. Adushkin, A.G. Lyamin. Int. Chem. Eng. 1966, No.3, p. 393.

15. Рекомендации по обеспечению безопасности личного состава и пожарной безопасности личного состава и пожарной техники при тушении пожаров и ликвидации последствий аварий, связанных с выбросами высокоэнергетических топлив в окружающее пространство. М: ВНИИПО, 1994 г. 50 с.

16. K.Gugan. Unconfined vapour cloud explosions. 1979, 39, p. 28.

17. M.S. Rajn, R.A. Strehlow. J. Hazardous Materials, 1984, V.9, p. 265.

18. Sichel M., AIAA J., 1966, V.4, p. 264.

19. Dabora E.K., Nicholls J.A., Morrison R.B., Proc. 10thSymp. (Intern.) on Combust. 1965, p. 817.

20. Sommers W.P., Morrison R.B. Phys. Fluids, 1962, V. 5, p. 241.

2.4 Оценка опасных факторов воздействия огненного шара

2.4.1 Явление огненного шара

Явление огненного шара (ОШ), возникающего при аварийном разрыве емкости со сжиженным горючим газом, и последствия его теплового воздействия на окружающие объекты известны давно, однако серьезное внимание к нему и начало систематического изучения относится к 1970-м гг., после того, как произошли крупнейшие аварии со сжиженными газами, сопровождающиеся образованием огромных размеров ОШ и многочисленными жертвами. ОШ, как правило, возникает при внезапном освобождении сжиженного газа, хранящегося в сосуде под давлением, и почти одновременном появлении источника зажигания. Аналогичное явление может возникнуть при проливах криогенных горючих (жидких водорода, метана) или при разрывах перегретых емкостей с жидкостями третьей категории (нефтепродукты и т.п.).

Огненный шар представляет собой облако горящего газа или пара, поднимающееся над поверхностью земли и характеризующееся большим тепловым излучением на значительных расстояниях. Облако пара, смешанное с воздухом, но переобогащенное топливом и не способное поэтому к объемной дефлаграции или детонации, при появлении источника воспламенения начинает гореть вокруг своей оболочки за счет поступающего из окружающей среды воздуха.

Спустя довольно короткое время после воспламенения горячая оболочка пламени начинает поднимать ОШ над поверхностью земли, что приводит к увеличению радиуса опасного воздействия излучения. Поднимаясь, ОШ образует грибовидное облако, ножка которого представляет собой сильное восходящее конвективное течение.

Благодаря тепловому расширению оболочки воздух проникает внутрь ОШ, в результате чего размеры и высота подъема ОШ в процессе горения возрастают и он начинает гаснуть, разбиваясь на более мелкие газовые полости, часть которых продолжает гореть. В процессе горения ОШ из углеводородов образуется сажа, что приводит к возникновению светящегося пламени с излучательной способностью близкой к единице. Сажа образуется также при горении ОШ из природного газа, однако свечение пламени в этом случае происходит с излучательной способностью меньше единицы.

2.4.2 Опасности огненного шара

Опасность ОШ обусловлена его высокой температурой, большими размерами и возможностью передвижения в воздушных потоках. Поэтому они могут служить источниками воспламенения по траектории своего движения. Однако наиболее значительной является их потенциальная опасность для человека, который даже на большом расстоянии от ОШ в результате теплового излучения может получить тяжелые ожоги.

2.4.3 Нестационарное развитие огненного шара. Максимальная величина огненного шара

Величина огненного шара рассматривается исходя из диаметра эквивалентной сферы *D*, имеющей такую же площадь поверхности, что и наблюдаемый огненный шар, достигший максимальных размеров.

Ряд авторов сравнивали *D* с величиной, рассчитанной для диаметра сферы, содержащей горючее такой же массы, смешанной в стехиометрическом отношении с воздухом, причем температура сферы увеличивается до температуры пламени, достигаемой при адиабатическом процессе.

Рассмотрим массу воздуха m_A, смешанную с массой топлива *m*, которые затем загораются. В момент времени, когда огненный шар будет иметь максимальный размер, допустим, что возрастание энтальпии огненного шара будет *H*, а его температура *T*. Допустим, что удельная теплоемкость системы при изменении температуры от T_O до *T* постоянна [12].

Объем огненного шара V определяется из уравнения

$$V = \frac{m_A + m}{\rho} = \frac{(m_A + m)T}{\rho_0 T_0}, \tag{2.145}$$

где ρ – плотность смеси при температуре *T*, а ρ_O при T_O.

Кроме того:

$$H = c(m_A + m)(T - T_0). \tag{2.146}$$

Исходя из этого

$$V = \frac{m_A + m}{\rho_0}(1 + \frac{H}{T_0 c(m_A + m)}) \tag{2.147}$$

и

$$D = [\frac{6}{\pi}(1 + \frac{H}{T_0 c(m_A + m)})\frac{m_A / m + 1}{\rho_0}]^{1/3} m^{1/3}. \tag{2.148}$$

Величина *H* зависит от суммарного отношения воздух/горючее в огненном шаре и термического коэффициента полезного действия η. Коэффициент *R* – величина отношения m_A/m в стехиометрической смеси, причем:

$m_A \prec Rm\ H = \frac{\eta m_A Q_e}{R}$ (система, обогащенная горючим),

$m_A \succ Rm\ H = \eta m Q_m$ (система, обогащенная кислородом),

где Q_m – теплота сгорания, η (<1) учитывает тепловые потери огненного шара в процессе его роста до максимального диаметра и несгоревшее горючее вещество (допущение возможности появления несгоревшего горючего материала согласуется с допущением о возможности присутствия избыточного воздуха из-за, например, негомогенности состава огненного шара или сажеобразования).

Уравнение (2.148) можно записать в виде

$$D = Km^{1/3}. \qquad (2.149)$$

График изменения величины K, рассчитанный для Q и R, соответствующих пропану, показан на рис. 2.26. K слабо зависит от η. Из рис. 2.26 видно, что величина K = 5,8 для отношения m_A/Rm =1 и η =1 характерна для стехиометрического адиабатического огненного шара. В этом случае $D = 5{,}8m^{1/3}$. Следует отметить, что стехиометрический огненный шар не является самым большим по размерам, хотя и является самым горячим для данной величины η.

Экспериментально определенные различными авторами величины максимального диаметра ОШ приведены на рис. 2.27.

Хасегава и Сато [3, 6] провели серию экспериментов, в которых легковоспламеняющаяся жидкость (пропилен, пентан или октан) нагревались в герметичном резервуаре, расположенном на высоте 4 м над уровнем земли, который разбивался механическим способом, когда температура жидкости в сосуде достигала требуемой величины. Упругость пара жидкости находилась в пределах 0,2–1,35 МПа, а масса жидкости составляла от 3,1 до 31 кг. Жидкость выбрасывалась из сосуда за счет движущей силы, создаваемой мгновенным испарением, и поджигалась вспомогательным пламенем, находившемся на высоте 7 м над уровнем земли, образуя примерно сферические огненные шары. Получившиеся огненные шары фотографировались в двух направлениях под прямым углом друг к другу, подобным же образом измерялось тепловое излучение от ОШ. Полученные результаты анализировались для определения размера ОШ,

радиальной скорости, радиационной мощности, а также радиационной мощности на единицу площади поверхности пламени в зависимости от продолжительности каждого испытания. Характерное соотношение между D и массой топлива m в работе [6] имеет следующий вид:

$$D = 5{,}25m^{0{,}314}. \qquad (2.150)$$

Это соотношение показано на рис. 2.27 линией 4.

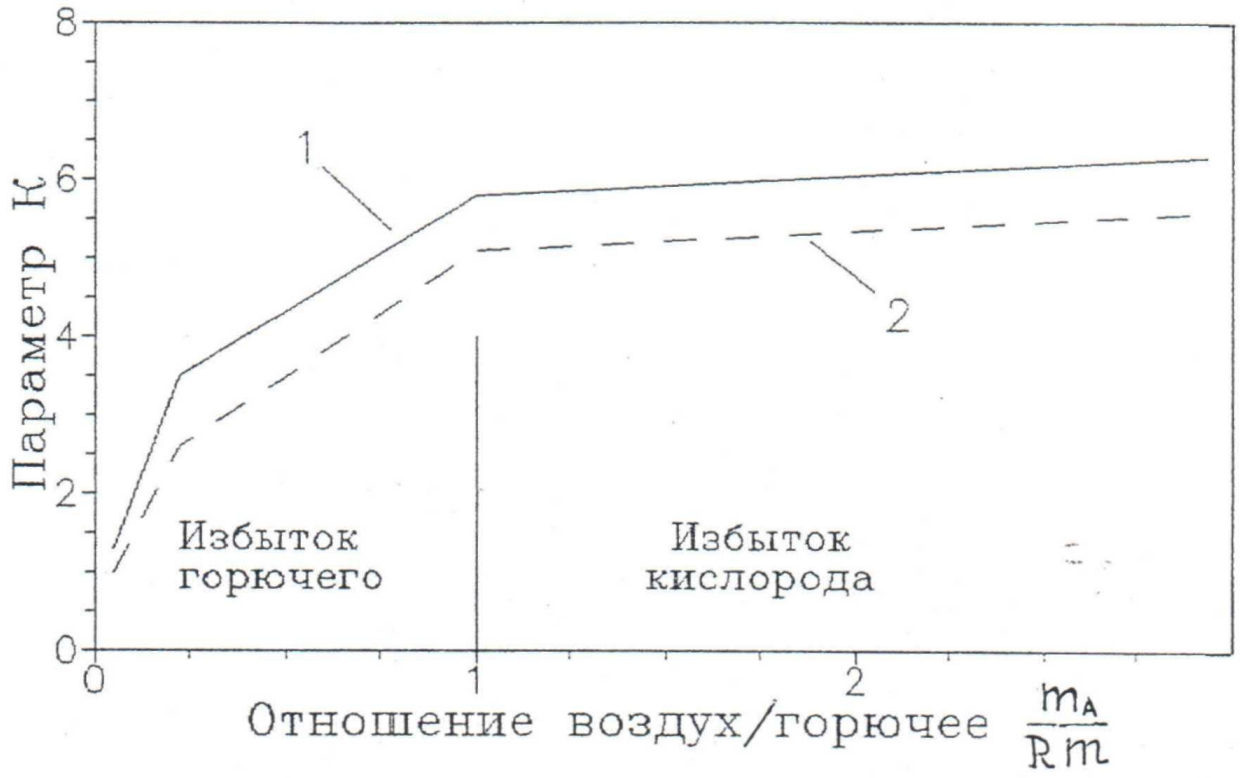


Рисунок 2.26 – Зависимость параметра размера огненного шара от отношения воздух/горючее и термического коэффициента полезного действия: *1* – η = 1,0; *2* – η = 0,75

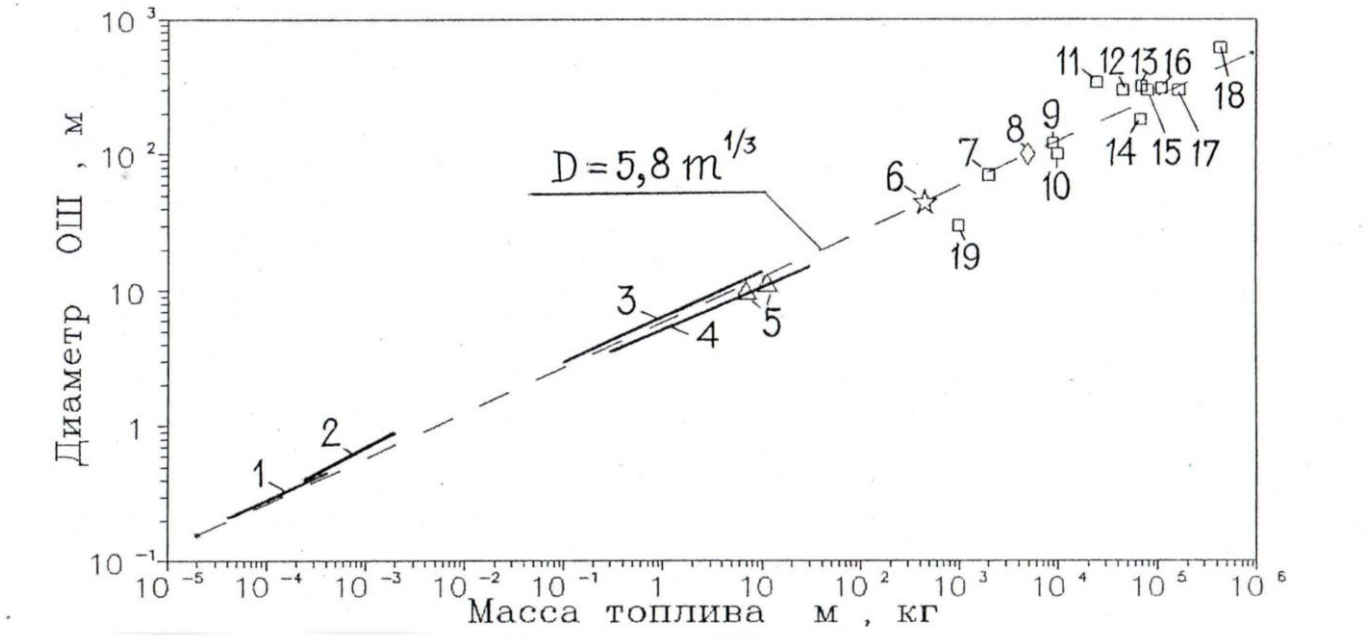


Рисунок 2.27 – Зависимость диаметра огненного шара от массы топлива:

1 – пропан [14]; *2* – бутан [15]; *3* – метан, пропан [9,10]; *4* – пропилен, пентан, октан [8]; *5* – СНГ [5]; *6* – пропилен [6]; *7* – бутан [1]; *8* – керосин + жидкий кислород [12]; *9, 12, 14* – пропан [1]; *10, 11, 13, 15, 18* – СНГ [1]; *16, 17* – мономерный винилхлорид [1]; *19* – жидкий водород [16]

Харди и др. [4, 5] анализировали некоторые аспекты поведения ОШ метана и пропана. Они приводят для стехиометрического ОШ соотношение:

$$D = 6{,}24m^{1/3} \qquad (2.151)$$

и отмечают его постоянство для ОШ, образующихся от загорания очень больших количеств выпускаемого ракетного топлива, а также при испытаниях пропана в количестве до 220 кг. Данные работ [4, 5] с достаточной точностью описываются зависимостью:

$$D = 5{,}8m^{1/3}. \qquad (2.152)$$

В работе Маурера и др. [7] дается величина размера ОШ при выпуске 452 кг пропилена.

Бейкер [12] провел взрывные испытания баллонов со сжиженным нефтяным газом, подвергнутым действию огня. Некоторые характерные размеры огненных

шаров, полученные при этих испытаниях, осуществлявшихся при давлениях разрыва от 4 до 8 МПа, приведены на рис. 2.27.

Хай [8] представил данные по размерам огненных шаров для нескольких систем ракетного топлива. Для стехиометрической смеси керосина с жидким кислородом дается формула

$$D = 6{,}2m^{0{,}32}. \qquad (2.153)$$

Данные Хая распространяются на диапазон величин m от 1 до 5000 кг.

Фэй и др. [9, 10] получил размеры огненных шаров из экспериментов с малыми объемами метана, этана и пропана (от 20 до 200 см^3). Диаметр ОШ для пропана аппроксимируется зависимостью

$$D = 6{,}28m^{1/3}. \qquad (2.154)$$

В работе [1] приводится формула

$$D = 5{,}5m^{1/3}. \qquad (2.155)$$

В работе [11] исследовались ОШ из метана и бутана (мыльные пузыри). Их объем изменялся от 100 до 800 см^3, что соответствовало изменению массы бутана от 0,24 до 1,9 г, а метана – от 0,07 до 0,6 г. Для максимального диаметра сферы, максимальной высоты подъема и продолжительности существования видимого ОШ были получены эмпирические зависимости от массы горючего вещества. В данной работе на основе баланса вещества и теплоты разработаны две математические модели, позволившие интерпретировать полученные в экспериментах соотношения для диаметра и времени существования ОШ. Обе модели основываются на экспериментально установленном факте, что диаметр ОШ увеличивается с постоянной скоростью. С использованием первой модели (горячей оболочки и холодного ядра) получены следующие соотношения:

$$D = 6{,}45m^{1/3} \quad \text{для бутана,} \qquad (2.156)$$

$$D = 6{,}95m^{1/3} \quad \text{для метана.} \qquad (2.157)$$

Согласно второй модели (изотермической) получено:

$$D = 5{,}72m^{1/3} \quad \text{для бутана,} \qquad (2.158)$$

$$D = 5{,}92m^{1/3} \quad \text{для метана.} \qquad (2.159)$$

Видно, что полученные результаты согласуются с представленными ранее.

При авариях очень редко удается измерить диаметр и время жизни ОШ, т.к. заранее никто, конечно, не готовится зафиксировать наблюдения. Одним из редких исключений из этого правила явилась катастрофа в Кресент-Сити, когда случайный фотограф успел сделать фотографию ОШ. Диаметр этого огненного шара, образовавшегося при взрыве типа BLEVE в результате аварии автоцистерны, почти лег на линию

$$D = 5{,}8m^{1/3}.$$

При этой катастрофе разлилось $6{,}8 \cdot 10^4$ кг сжиженного нефтяного газа и диаметр огненного шара составил примерно 180 м. Данные по другим авариям приведены в работе [1] и представлены точками на сводном графике рис. 2.27. Не выпадает из общей зависимости и размер ОШ для жидкого водорода. В отечественной работе [14] приведены фотографии ОШ при проливе около 1000 кг жидкого водорода на грунт с поджиганием примерно на 700-й секунде. ОШ диаметром примерно 30 м поднялся на высоту примерно 50 м и существовал в течение примерно 6 с.

Анализируя приведенные на графике экспериментальные данные различных авторов, а также результаты аварий с образованием ОШ, можно заключить, что для оценки максимального диаметра огненного шара для широкого диапазона величины выпускаемого газа и, в особенности, для больших масс (десятки и сотни тонн) можно рекомендовать использовать формулу:

$$D = 5{,}8m^{1/3}. \qquad (2.160)$$

2.4.4 Характерные времена развития ОШ

Знание длительности основных стадий формирования ОШ весьма важно для оценки его поражающего действия. При проведении экспериментальных исследований с ОШ обычно выделяют несколько характерных масштабов времени – время горения или химического превращения топлива, зависящее от вида топлива, исходного термодинамического состояния (начального импульса) и некоторых других факторов; время достижения максимального размера ОШ, практически

совпадающее с временем горения; время подъема и время существования ОШ, т. е. время, в течение которого прекращается видимое лучеиспускание ОШ.

Общую закономерность нестационарного развития ОШ можно получить на основе теории размерностей, при этом необходимо правильно определить перечень существенных (или основных) физических параметров процесса. Анализ явления наиболее полно сделан в работе [13]. Если принять в качестве существенных параметров: Q – выделившаяся в процессе горения энергия, Дж; T – температура пламени, К; ρC_p – теплоемкость газа в ОШ, Н/м^{2}град; σ – постоянная Стефана – Больцмана, Н/м·с· град^4, то время процесса можно выразить обобщенной зависимостью

$$t = \frac{kQ^{1/3}(\rho C_p)^{2/3}}{\sigma T^{10/3}}, \qquad \text{с.}$$

Полагая далее ρC_p и σ постоянными, получим простую зависимость

$$t = k\frac{Q^{1/3}}{T^{10/3}}, \tag{2.161}$$

где κ – константа.

Из уравнения (2.161) следует, что для ОШ обычных углеводородных топлив время жизни пропорционально корню кубичному из массы топлива. Кроме того, время жизни и, следовательно, ожогового действия более горячих ОШ (например, при взрыве ВВ или пролитых ракетных компонентов) будет короче.

2.4.5 Время существования огненного шара

Анализ экспериментальных работ различных исследователей показал, что в определении временных интервалов развития ОШ существуют широкие расхождения. Их причины кратко рассматриваются в работе [2], в которой отмечается, что корреляция распадается на два класса. Для первого класса (маломасштабные опыты)

$$t \approx m^{1/6}.$$

Для другого класса (эксперименты с ракетным топливом)

$$t \approx m^{1/3}.$$

Первый класс полностью основан на маломасштабных опытах. Экстраполяция этих зависимостей на область масс порядка тонн, по-видимому, не обоснована.

Ниже приводятся экспериментальные данные различных авторов.

Хасегава и Сато дали два соотношения между продолжительностью существования ОШ и массой горючего материала. В [3] для массы горючего 0,31–6,2 кг (пентан) дается формула

$$t_{в} \approx 1{,}1 m^{0{,}097}, \tag{2.162}$$

а в работе [6] для масс 3,1–31,0 кг (пропан, пентан, октан):

$$t_{в} \approx 1{,}07 m^{0{,}181}. \tag{2.163}$$

В работе [12] отмечается, что данные из работы [6] для >3 кг корректировались отдельно и была получена формула

$$t_{в} \approx 0{,}83 m^{0{,}316}. \tag{2.164}$$

Там же отмечается, что для $m < 5$ кг следует использовать уравнение (2.162), а для $m > 5$ кг – уравнение (2.164). Уравнением (2.163) пользоваться не следует, так как оно отражает сочетание двух различных моделей поведения ОШ.

Хай [8] приводит данные по длительности свечения ОШ за счет теплового излучения, образовавшегося от горения ракетного топлива

$$t_{в} \approx 0{,}49 m^{0{,}320}. \tag{2.165}$$

Робертс [12] на основании систематизации данных по суммарной продолжительности существования ОШ делает заключение, что для массы горючего материала, превышающего 5 кг, они лежат между границами, определяемыми уравнениями:

$$t_{в} \approx 0{,}45 m^{1/3}, \tag{2.166}$$

$$t_{в} \approx 0{,}90 m^{1/3}. \tag{2.167}$$

Для маломасштабных опытов Фэй [10] получил

$$t_{в} \approx 2{,}53 m^{1/6}, \tag{2.168}$$

а Харди [5] для метана

$$t_{в} \approx 2{,}57 m^{1/6}. \tag{2.169}$$

В работе Лихоу [11] в случае модели горячей оболочки и холодного ядра дается следующая формула

$$t_{в} \approx 5{,}53m^{1/3}. \quad (2.170)$$

Для изотермической модели ОШ

$$t_{в} \approx 0{,}45m^{1/3}. \quad (2.171)$$

Это выражение совпадает с предложением Робертса [66].

Маурер [7] для 0,124–452 кг пропана дает формулу:

$$t_{в} \approx 0{,}32m^{1/3}. \quad (2.172)$$

Зависимости $t_{в}$ от m, полученные при помощи приведенных выше формул, представлены на графике рис. 2.28.

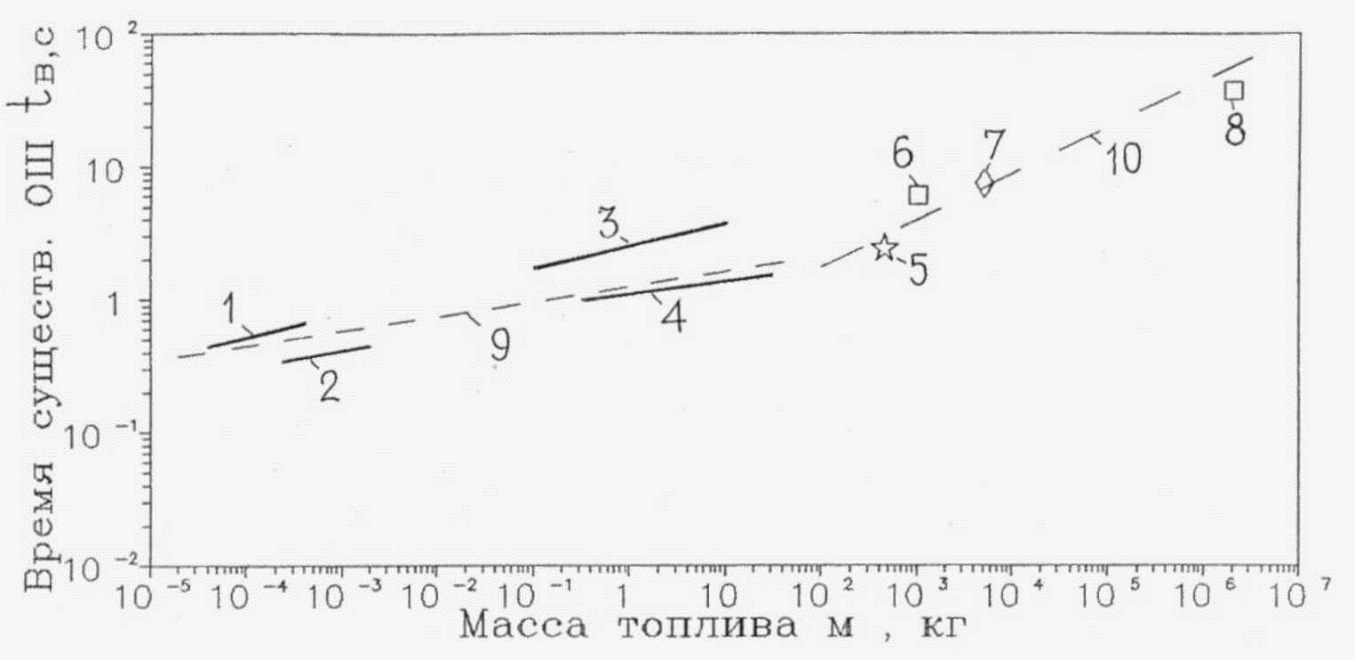


Рисунок 2.28 – Зависимость времени существования ОШ от массы топлива:
1 – пропан [14]; *2* – бутан [15]; *3* – метан [9]; *4* – пропилен, пентан, октан [8];
5 – пропилен [6]; *6* – жидкий водород [16]; *7* – керосин + жидкий кислород [12];
8 – взрыв ракеты «Сатурн-V» [11]; *9* – прямая $t_{В} = 1{,}1m^{0{,}1}$; *10* – прямая $t_{В} = 0{,}45$ т$^{1/3}$

Анализ графиков, представленных на рис. 2.28 показывает, что для определения времени существования ОШ можно для масс горючего менее 100 кг пользоваться формулой

$$t_в \approx 1{,}1m^{0{,}1}, \quad (2.173)$$

а для больших масс ОШ

$$t_в \approx 0{,}45m^{1/3}. \quad (2.174)$$

2.4.6 Высота подъема огненного шара

В работе Фэя [9] в экспериментах с мыльными пузырями с пропаном определялась высота верхней точки огненного шара в момент погасания, на основании чего выводилась формула для конечной высоты подъема нижней точки ОШ:

$$H_e = 4{,}1m^{1/3}. \quad (2.175)$$

Эксперименты, проведенные с всплывающими ОШ Лихоу и др. [11], показали, что скорость подъема ОШ примерно была равна скорости увеличения диаметра шара. Принимая скорость подъема равной 10 м/с для всех крупномасштабных ОШ получено соотношение

$$H = 10t. \quad (2.176)$$

Это значит, что с учетом формулы (2.174), максимальная величина подъема H_e будет определяться выражением

$$H_e = 4{,}5m^{1/3}. \quad (2.177)$$

2.4.7 Перенос тепловой энергии от ОШ

Для определения поражающего действия ОШ необходимо уметь оценивать величину лучистого теплового потока и, следовательно, тепловой энергии, приходящейся на единицу поверхности облучаемых объектов на различных расстояниях от огненного шара.

2.4.7.1 Мощность теплового излучения

Хасегава и Сато [3,6] дают величины изменения тепловой мощности по времени, полученные из проведенных ими испытаний, и характеризуют их в виде

зависимости максимального потока излучения, получаемого датчиком (приемником излучения) на расстоянии R_t от центра огненного шара и времени $t_в$, в течение которого прекращается видимое лучеиспускание от ОШ

$$q_{max} \cdot R_t^2 = 8{,}28 \cdot 10^5 \, m^{0{,}771}, \quad (2.178)$$

$$t_в = 1{,}07 m^{0{,}181}. \quad (2.179)$$

Изменение q по времени до некоторой степени неустойчиво, но для большинства случаев эта зависимость может быть с достаточными основаниями хорошо описана быстрым подъемом до q_{max} и гораздо более медленным линейным уменьшением до величины, близкой нулю. Можно представить интеграл потока излучения в точке, аппроксимированной к $q_{max} \cdot t_в$. Из этого следует, что суммарное излучение через сферическую поверхность радиуса R_t примерно составляет $4\pi \cdot 8{,}28 \cdot 10^5 \cdot 1{,}07 m^{0{,}952}$.

Исходя из этого, мощность излучения ОШ на единицу массы горючего материала равна $1{,}11 \cdot 10^7 m^{-0{,}048}$ Дж, т. е. является весьма интенсивной. Для типичного углеводорода, теплота сгорания которого составляет примерно 45–47 МДж/кг, исходя из полученных соотношений, можно заключить, что часть энергии сгорания ОШ, рассеивающаяся как тепловое излучение, составляет $f \approx 0{,}25$–$0{,}3$.

Долю энергии сгорания ОШ, идущую на излучение, можно оценить в зависимости от упругости пара [12]:

$$F = 0{,}27 p^{0{,}32}, \quad (2.180)$$

где p – упругость пара жидкости, МПа. Так, например, при $p = 0{,}2$ МПа $f = 0{,}15$, а при $p = 1{,}35$ МПа $f = 0{,}45$.

Среднее значение f составляет примерно 0,2–0,3.

Фэй [10] отмечает величину $f = 0{,}09$ для метана, 0,12 – для этана и 0,15 для пропана для экспериментов с очень маленькими ОШ ($m < 1$ г). Величина f в пределах 0,2–0,4 отмечается при горении резервуара с горючими.

В работе [1] рекомендуется принимать значение $f = 0{,}3$. Из этого вытекает, что и ОШ, и пламя при горении резервуаров с горючим ведут себя примерно одинаково, в частности, по величине мощности суммарного теплового излучения на

единицу массы горючего материала, которая увеличивается при росте величины упругости пара при взрыве за счет более быстрого и эффективного горения.

Максимальный поток теплового излучения с поверхности ОШ может быть рассчитан по данным Хасегава и Сато при $R_t = D/2$:

$$q_s = 120m^{0,143} \qquad [\text{кВТ/м}^2] \ . \qquad (2.181)$$

Для интервала масс, используемых Хасегавой и Сато

$$q_s = 141–196 \qquad [\text{кВТ/м}^2].$$

В работе [12] указывается, что конкретные значения q_s могут достигать примерно 450 КВт/м^2.

2.4.7.2. Оценка интенсивности излучения на различных расстояниях без учета ослабления атмосферой

Как и ранее, предполагается, что ОШ имеет сферическую форму. Из этого следует, что единичная площадка облучаемой поверхности [12], ориентированная под углом 90^O к направлению падающего излучения и расположенная на расстоянии R_t, за время существования ОШ $t_в$ будет получать энергию Q_A, которую можно вычислить по уравнению

$$Q_A = (Q_T mf)/4\pi R_t^2 \ . \qquad (2.182)$$

Принимая теплоту сгорания для углеводородов $Q_T \approx 47 \cdot 10^6$ Дж/кг, а $f = 0,3$, можно получить:

$$Q_A = 1,122 \cdot 10^6 m)/R_t^2 \qquad [\text{Дж/м}^2] \ . \qquad (2.183)$$

Поток энергии у цели q_A можно выразить следующим образом:

$$q_A = Q_A/t_в \qquad (2.184)$$

и, используя выражение (2.183) и (2.184)

$$q_A = 0,295 \cdot 10^7 m^{2/3}/R_t^2 \qquad [\text{Вт/м}^2] \ . \qquad (2.185)$$

Как отмечается в [1], хотя представленные выражения (2.183) и (2.185) и дают возможность оценить интенсивность падающего излучения и полный тепловой импульс с приемлемой степенью точности, надо подчеркнуть, что в реальной обстановке излучение падает на трехмерные тела. Поэтому интенсивность и импульс, выраженные на единицу площади поверхности, в целом будут меньше, по крайней мере в 2 раза.

2.4.7.3 Ослабление теплового потока атмосферой

Сложность здесь заключается в том, что способность атмосферы ослаблять тепловое излучение неодинакова в разных местах в течение суток и даже часа. Эффекты ослабления рассматриваются в работе [1] и для энергии и теплового потока, получаемых единичной площадкой после ослабления, даются формулы:

$$Q_A = \frac{Q_T\, fm}{4\pi R_t^{\,2}}\tau\,, \tag{2.186}$$

$$q_A = \frac{Q_T\, fm}{4\pi R_t^{\,2} t_b}\tau\,, \tag{2.187}$$

где параметр ослабления $\tau = 1{,}00 - 0{,}12 \lg R_t$. (2.188)

Таким образом, величину тепловой энергии и потока на единицу поверхности облучаемого объекта можно оценить по формулам (2.186) – (2.187).

Бейкер и др. [13] на основании привлечения метода подобия и размерностей и, используя экспериментальные данные Хая [8], дают следующие формулы для расчета тепловой энергии и потока на расстоянии R_t от центра ОШ:

$$\frac{Q_A}{bGm^{1/3}T^{2/3}} = [1 + \frac{FR_t^{\,2}T^{2/3}}{a^2 m^{2/3}}]^{-1}, \tag{2.189}$$

$$\frac{q_A}{GT^4} = [1 + \frac{FR_t^{\,2}T^{2/3}}{a^2 m^{2/3}}]^{-1}, \tag{2.190}$$

где T – температура ОШ; a , b , G , F – экспериментальные коэффициенты.

Если выразить q_A в Вт/м^2, T в К, Q_A в Дж/м^2, m в кг, то F = 161,7; $G = 5{,}26 \cdot 10^{-5}$; $bG = 2{,}04 \cdot 10^4$; a = 3,327.

Зависимости (2.189), (2.190) можно представить графически, что сделано в работе [13] (рис. 2.29).

В работе Фэя [10] на основании моделирования ОШ в виде пространственно однородного серого газа, имеющего равномерную температуру T_f и постоянный коэффициент поглощения к, дается формула для вычисления радиационного теплового потока q_A на расстоянии R_t от центра огненного шара

$$q_A = [1 - \frac{2}{k^2 D^2}\{1 - (1 + kD)\exp(-kD)\}]\sigma(T_f{}^4 - T_a{}^4)\frac{D^2}{4R_t{}^2}, \qquad (2.191)$$

где σ – постоянная Стефана- Больцмана; T_a – температура атмосферы; D – диаметр ОШ.

Для коэффициента к даются значения 10^{-3} – 10^{-2} $см^{-1}$, которые уменьшаются незначительно с увеличением первоначального объема топлива.

Литература к разделу 2.4

1. Маршалл В. Основные опасности химических производств. – М.: Мир,1989. – 671 с.

2. MoorhouseDr.J., Scaling criteries for pool fires derived from large scale experiments. The Inst. Of Chem. Eng., Symp. Series № 71, 1982, pp. 165–181.

3. Hasegava K., Sato K., Study of the fireball following steam explosion of n-geptane / 2nd Int. Symp. On Loss Prevention, European Federation of Chem. Eng., Heidelberg, 1977, Dechema, Frankfurt, 1978, pp.297–304.

4. Hardee H.D., Lee D.O., Thermal hazard from propane fireballs / Trams. Plann. Technol. 2, 1973, pp. 121–128.

5. Hardee H.D., Lee D.O., Benedick W.B., Thermal hazard from LNG fireballs / Comb.Sci.Tech., 17, 1978, pp.189–197.

6. Hasegava K., Sato K., Experimental investigation of the unconfined vapour-cloud explosions of hydrocarbons/Tokio,Tech.Mem. № 12, Fire Research Institute of Japan, 1978.

7. Maurer B., Hess K., Giesbrecht H., Leukel W., Modelling of vapourcioud dispersion and deflagration after bursting of tanks filled with liquefied gas / 2ndInt. Symp. on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, Heidelberg, Dechema, Frankfurt, 1978, pp. 305–321.

8. High R.V., Annals N.Y., Acad.Sci., 152, 1968, pp. 441–451.

9. Fay J.A., Lewis D.H., Unsteady burning of unconfined fuel vapour clouds / 16thInt.Symp.Comb., Pittsburgh,1977,The Combustion Institute, pp. 1397–1405.

10. Fay J.A., Desgroseilliers C.J., Lewis D.H., Radiation from burning hydrocarbon clouds / Comb.Sci. and Tech. – 20. – 1979. – pp.141–151.

11. Lihou D.A., Maund J.K., Thermal radiation hazard from fireballs / Inst. Chem. Eng. Symp. Ser.,71, 1982, pp.191 – 224.

12. Roberts A.F., Thermal radiation hazards from releases of LPG from pressurized storage / Fire Safety J. – 4. – 1981/82. – pp.197–212.

13. Взрывные явления. Оценка и последствия / Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др. – М.: Мир, 1986. – т.2. – 382 с.

14. Макеев В.И., Плешаков В.Ф., Чугуев А.П., Кондрашков Ю.А., Взрывопожароопасность жидкого водорода. Пожарная наука и техника. Сб. трудов ВНИИПО, М., 1977, с. 119–138.

3 Критерии, определяющие степень опасного воздействия факторов пожара на людей, здания, сооружения и технологическое оборудование

Под критерием поражения понимается наименьшая степень повреждения или изменения характеристик нормального функционирования объекта, при которой происходит утрата объектом основных функциональных свойств (выход из строя, нетрудоспособность).

Ниже рассмотрены различные подходы к определению критериев поражения людей, зданий и оборудования опасными факторами пожара и взрыва.

3.1 Критерии поражения ударной волной

Известные критерии поражения объектов ударной волной (УВ) можно условно разделить на детерминированные и вероятностные. Детерминированные критерии приближенно показывают значения параметров УВ, при которых наблюдается тот или иной уровень поражения (разрушения). Вероятностные критерии показывают, какова условная вероятность того или иного уровня поражения (разрушения) при заданном значении поражающего фактора (например, избыточного давления и импульса положительной фазы УВ). Далее рассматриваются как те, так и другие критерии.

3.1.1 Возможные последствия воздействия ударной волны на людей, оборудование, здания и сооружения

Поражающее действие воздушных ударных волн обычно разделяют на две категории: прямое или первичное действие и побочное или вторичное.

Прямое действие связано с изменением давления в окружающей среде в результате прохождения воздушной ударной волны. Основными факторами, определяющими степень поражения при этом, являются:

- избыточное давление в падающих и отраженных волнах;
- скорость нарастания давления;
- длительность положительной фазы ударной волны;
- удельный импульс ударной волны.

Органы тела человека, отличающиеся наибольшей разницей в плотностях соседних тканей (легкие, органы слуха), наиболее чувствительны к первичному поражающему действию ударной волны. Наиболее опасными являются легочные кровотечения, отек и разрыв легких, инсульт с закупоркой воздухом сердца и центральной нервной системы, потеря дыхательного запаса, разрыв барабанной перепонки, повреждение среднего уха, трахеи и других органов тела.

Из побочных эффектов воздействия можно выделить поражение осколками, перенос тела как целого воздушной волной и последующий тормозящий удар.

В зависимости от степени тяжести механические поражения человека характеризуются следующими признаками и исходами.

Баротравма органа слуха характеризуется структурными повреждениями барабанных перепонок, кровоизлияниями в них и понижением слуха. Примерно в 5% случаев возможно развитие осложнений, приводящих к потере бое- или трудоспособности в течение первых 3–5 суток.

Ниже представлены характеристики (признаки) различных степеней поражения человека ударной волной.

При поражениях 1 степени наблюдаются нарушения, в основном, функционального характера (оглушение, понижение слуха, головные боли, головокружение, расстройства речи). Возможны повреждения покровов тела (ушибы, ссадины, нарушения целостности кожи) от действия осколков, а также закрытые черепно-мозговые травмы. Все пораженные выйдут из строя и будут в госпитализации или медицинском наблюдении в течение 7–15 суток, а в отдельных случаях и до 1,5 месяца. Исходы во всех случаях благоприятные.

Поражениям 2 степени, кроме признаков, свойственных механическому поражению 1 степени, присущи повреждения внутренних органов (чаще легких), которые проявляются в умеренных кровотечениях изо рта, носа, ушей с выделением

кровянистой мокроты, повреждения опорно-двигательного аппарата (разрывы связок, сухожилий, переломы мелких и некоторых костей). Срок лечения пораженных составляет 2–3 месяца. В подавляющем большинстве случаев лечение заканчивается выздоровлением. В редких случаях возникают осложнения, при которых возможны смертельные исходы.

При поражениях 3 степени наблюдаются потери сознания (в течение от нескольких часов до нескольких суток), все признаки, присущие поражению 2 степени тяжести, но в более выраженной форме, явления травматического шока. Срок лечения пораженных составляет не менее 3–4 месяцев. Смертельные исходы возможны до 30% случаев.

При механических повреждениях 4 степени наблюдается резкие нарушения жизненно важных функций организма, сопровождающиеся потерей сознания, расстройством кровообращения и дыхания. Такие поражения заканчиваются смертельным исходом в первые сутки.

Возможности и сроки восстановления трудоспособности пострадавших с механическими поражениями носят вероятностный характер и определяются степенью тяжести поражений, локализацией повреждений, индивидуальными биологическими особенностями людей и эффективностью лечения.

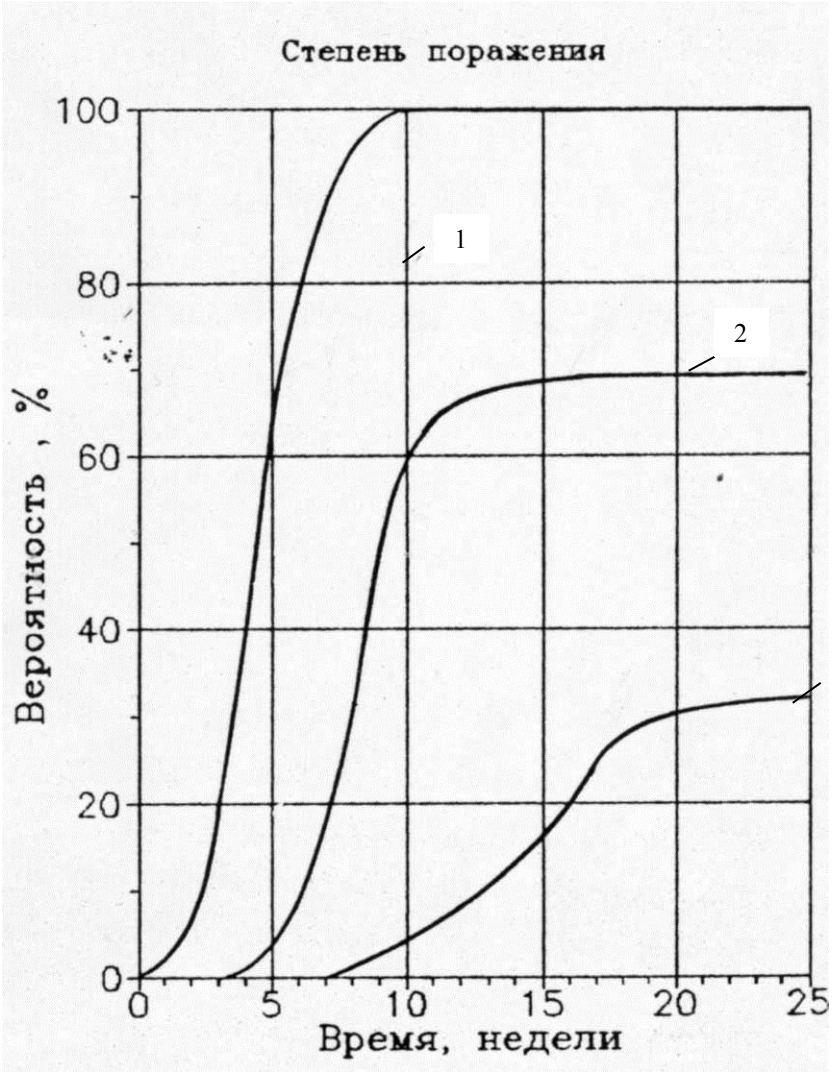


Рисунок 3.1 – Вероятность восстановления трудоспособности людей, получивших механические поражения, в зависимости от времени и тяжести поражения:
1 – 1-я степень механического поражения человека; *2* – 2-я степень механического поражения человека; *3* – 3-я степень механического поражения человека

На рис. 3.1 приведены графические зависимости вероятностей восстановления трудоспособности от степени тяжести механических поражений и времени, прошедшего с момента их получения.

Разрушения, которые причиняет взрывное сгорание горючих газов или паров зданиям, сооружениям, технологическому оборудованию, мобильной пожарной технике, включают прямое поражающее действие воздушной ударной волны (разрушение стекол, раздавливание кабин автомобилей, повреждение наружных установок и т. п.), а также вторичное поражающее действие, приводящее к опрокидыванию транспортных средств, незакрепленных элементов оборудования наружных установок и т. д.

3.1.2 Детерминированные критерии оценки поражающего действия УВ

При детерминированном подходе для описания поражения различных объектов УВ принято использовать так называемые Р–*i*-диаграммы. Для кратковременных импульсных воздействий зачастую приемлемым является использование только критических значений импульса *i* УВ, для относительно длительных воздействий, типичных для дефлаграционных взрывов паровоздушных облаков – критических значений избыточного давления ΔР положительной фазы УВ.

Воздействие УВ на конструкции во многом определяется величиной τ/T, где τ – время воздействия положительной фазы УВ, T – период собственных колебаний конструкции При $\tau/T>2{,}5$ воздействие определяется величиной ΔP, при $\tau/T < 0{,}1$ – импульсом УВ.

Собственные частоты некоторых сооружений приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Наименование зданий и сооружений	Период собственных колебаний конструкции *T*, с
Двухэтажное кирпичное здание	0,14
Башенный копер шахты высотой 70 м	0,20
Крупнопанельное здание	0,22–0,32
Пятиэтажный каркасный производственный корпус с железобетонными диафрагмами	0,25
Трехэтажное кирпичное здание заводоуправления	0,34
Силосный корпус элеватора высотой 25 м	0,36
Металлическая водонапорная башня высотой 20 м	0,40
Каркасное трехэтажное здание фабрики высотой 17,5 м и размерами в плане 114х37 м	0,85
Кирпичная дымовая труба	2,86

Критические давления ΔP для разрушения УВ тех или иных элементов зданий приведены в табл. 3.2 [1], для повреждений некоторых промышленных конструкций – в табл. 3.3 [1].

Таблица 3.2

Характер повреждений элементов зданий	ΔР, кПа
Разрушение остекления	2–7
Разрушение перегородок и кровли - деревянных каркасных зданий - кирпичных зданий - железобетонных каркасных зданий	 12 15 17
Разрушение перекрытий - деревянных каркасных зданий - промышленных кирпичных зданий - промышленных зданий со стальным и железобетонным каркасом - зданий с массивными стенами	 17 28 30 42
Разрушение стен - шлакоблочных зданий - деревянных каркасных зданий - кирпичных зданий со стенами в 1,5 кирпича - зданий с массивными стенами	 22 28 40 100
Разрушение фундаментов	215 - 400

Таблица 3.3

Характер повреждений промышленных конструкций	Δ*P*, кПа
Незначительное повреждение стальных конструкций каркасов, ферм Разрушение стальных каркасов, ферм и перемещение оснований Разрушение промышленных стальных несущих конструкций Разрушение опорных структур резервуаров Перемещение цилиндрических резервуаров, повреждение трубопроводов Повреждение ректификационных колонн Незначительные деформации трубопроводных эстакад Перемещение трубопроводных эстакад, повреждение трубопроводов Разрушение трубопроводных эстакад	 8 ÷ 10 20 20 ÷ 30 100 50 ÷ 100 35 ÷ 80 20 ÷ 30 35 ÷ 40 40 ÷ 55

Критические давления ΔР, при которых реализуются поражения органов слуха человека, приведены в табл. 3.4 [1].

Таблица 3.4

Характер поражения	Избыточное давление Δ*P*, кПа
Граница временной потери слуха	2,0
Нижний порог разрыва барабанной перепонки	34,5
50%-ная вероятность разрыва барабанной перепонки	103
100%-ная вероятность разрыва барабанной перепонки	400

Критические давления ΔР для людей, находящихся в зданиях, приведены в табл. 3.5 [1] и 3.6 [2].

Таблица 3.5

Последствия воздействия	Давление воздействия, кПа
Люди, находящиеся в неукрепленных зданиях, погибнут в результате прямого поражения УВ, под развалинами зданий или вследствие удара о твердые предметы	190
Наиболее вероятно, что все люди, находящиеся в неукрепленных зданиях, либо погибнут, либо получат серьезные повреждения в результате действия взрывной волны, либо при обрушении здания или перемещении тела взрывной волной	69–76
Люди, находящиеся в неукрепленных зданиях, либо погибнут или получат серьезные повреждения барабанных перепонок и легких под действием взрывной волны, либо будут поражены осколками и развалинами здания	55
Персонал получит серьезные повреждения с возможным летальным исходом в результате поражения осколками, развалинами здания, горящими предметами и т.п. Имеется 10%-ная вероятность разрыва барабанных перепонок	24
Возможны временная потеря слуха или травмы в результате вторичных эффектов взрывной волны, таких, как обрушение зданий, и третичного эффекта переноса тела. Летальный исход или серьезные повреждения от прямого воздействия взрывной волны маловероятны	16
С высокой надежностью гарантируется отсутствие летального исхода или серьезных повреждений. Возможны травмы, связанные с разрушением стекол и повреждением стен здания	5,9–8,3

Таблица 3.6 – Значения избыточных давлений, соответствующих различным уровням поражения зданий и сооружений

Степень безопасности	Возможные повреждения	Избыточное давление, кПа	Вероятность получения баротравмы, %
1	Отсутствие повреждений.	< 1,0	0
2	Случайные повреждения застекления.	1,5	0
3	Полное разрушение застекления. Частичное повреждение рам, дверей, нарушение штукатурки и внутренних легких перегородок.	3–8	0
4	Разрушение внутренних перегородок, рам, дверей, бараков, сараев и т.п.	12–17	0
5	Разрушение малостойких каменных и деревянных зданий, повреждение линий электропередач.	30–40	30%
6	Полное разрушение коммунальных и промышленных сооружений.	50	40%

3.1.3 Вероятностные критерии оценки поражающего действия УВ

В качестве вероятностного критерия поражения людей и/или зданий и сооружений используется понятие пробит-функции (*probit-function*). В общем случае пробит-функция P_r описывается выражением [10]:

$$P_r = a + b \cdot \ln S\,, \tag{3.1}$$

где *a, b* – константы, зависящие от степени поражения и вида объекта; *S* – интенсивность воздействующего фактора.

Соотношения между величиной P_r и условной вероятностью поражения человека приведено в табл. 3.7.

Таблица 3.7 – Значения пробит-функции

Условная вероятность поражения, %	Величина P_r									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	-	2,67	2,95	3,12	3,25	3,36	3,45	3,52	3,59	3,66
10	3,72	3,77	3,82	3,87	3,92	3,96	4,01	4,05	4,08	4,12
20	4,16	4,19	4,23	4,26	4,29	4,33	4,36	4,39	4,42	4,45
30	4,48	4,50	4,53	4,56	4,59	4,61	4,64	4,67	4,69	4,72
40	4,75	4,77	4,80	4,82	4,85	4,87	4,90	4,92	4,95	4,97
50	5,00	5,03	5,05	5,08	5,10	5,13	5,15	5,18	5,20	5,23
60	5,25	5,28	5,31	5,33	5,36	5,39	5,41	5,44	5,47	5,50
70	5,52	5,55	5,58	5,61	5,64	5,67	5,71	5,74	5,77	5,81
80	5,84	5,88	5,92	5,95	5,99	6,04	6,08	6,13	6,18	6,23
90	6,28	6,34	6,41	6,48	6,55	6,64	6,75	6,88	7,05	7,33
99	7,33	7,37	7,41	7,46	7,51	7,58	7,65	7,75	7,88	8,09

Для воздействия УВ на человека выражения для пробит-функции имеют вид:

$$\mathrm{Pr} = 5{,}0 - 5{,}74 LnS\,, \tag{3.2}$$

$$S = \frac{4{,}2}{\bar{P}} + \frac{1{,}3}{\bar{i}}\,, \tag{3.3}$$

$$\bar{P} = \frac{P_S}{P_0}\,, \tag{3.4}$$

$$\bar{i} = \frac{i}{P_0^{1/2} \cdot m^{1/3}}\,, \tag{3.5}$$

где *m* – масса тела человека, кг; P_S – избыточное давление в УВ, Па; *i* – импульс УВ, Па·с; P_0 – атмосферное давление, Па.

Пробит-функции для разрушения зданий имеют вид:

- для тяжелых разрушений:

$$\Pr = 5{,}0 - 0{,}26LnV\text{,} \tag{3.6}$$

$$V = \left(\frac{17500}{P_S}\right)^{8{,}4} + \left(\frac{290}{i}\right)^{9{,}3}; \tag{3.7}$$

- для полного разрушения:

$$\Pr = 5{,}0 - 0{,}22LnV\text{,} \tag{3.8}$$

$$V = \left(\frac{40000}{P_S}\right)^{7{,}4} + \left(\frac{460}{i}\right)^{11{,}3}. \tag{3.9}$$

Для практических целей целесообразно использовать пробит-функцию для тяжелых разрушений зданий (выражение 3.6), поскольку наиболее вероятный сценарий гибели людей от взрыва, – это поражение их частями разрушающегося здания, расположенного вблизи взрывоопасного объекта.

3.2 Критерии поражения тепловым излучением

Одним из основных факторов опасности при пожарах является тепловое излучение, приводящее к повышению температуры облучаемого объекта до определенного уровня. Негорючие материалы при нагреве могут деформироваться, терять прочность, разрушаться и испаряться. Горючие материалы при нагреве воспламеняются и горят. Тепловое воздействие на кожу и глаза человека вызывает ожоги.

Для оценки степени поражения приемника излучения обычно пользуются пороговой кривой, связывающей поток тепловой энергии q и полную энергию Q, падающие на единицу поверхности [3] (см. рис. 3.2).

При больших временах теплового воздействия, превышающих время, необходимое для достижения теплового равновесия, порог поражения будет определяться исключительно тепловым потоком $q_{ПОР}$.

При импульсных воздействиях малой длительности, когда отсутствует сколь-нибудь заметный перенос энергии вовне от места поглощения, порог будет определяться лишь энергией $Q_{ПОР}$.

Значения q и Q, превышающие пороговые, будут вызывать поражение приемника, если же либо q, либо Q меньше порогового значения, то поражение отсутствует.

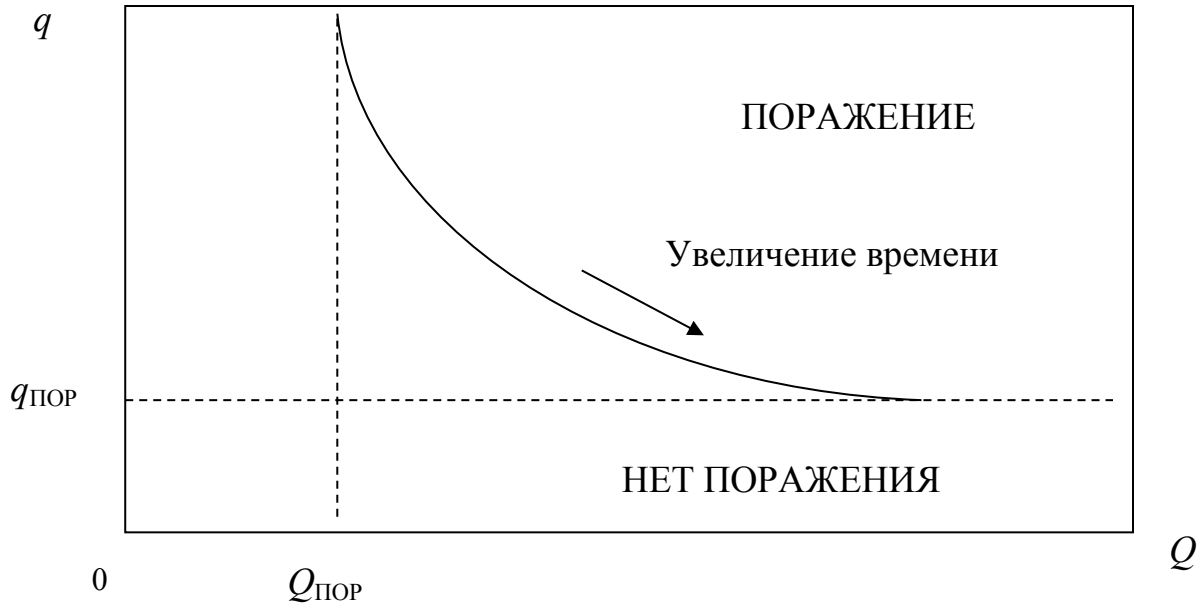


Рисунок 3.2 – Типичный вид пороговой кривой: $Q_{ПОР}$, $q_{ПОР}$ – пороговые значения тепловой энергии и потока

Степень (тяжесть) поражения тепловым излучением проявляется различно в зависимости от особенностей объекта. Поражения кожных покровов людей характеризуются ожогами первой, второй, третьей и четвертой степени. Поражение горючих материалов и растительности характеризуется обугливанием, тлением, воспламенением, горением; негорючих материалов – величинами деформаций, потерей прочности (или других свойств, определяющих функционирование объекта), видом структурных изменений материала или фазовых превращений.

В качестве критериев поражения используются:

- для людей – степень и размер площади ожога кожи или ожогового пятна на сетчатке глаза, при которых человек становится недееспособным;

- для горючих материалов – тление, воспламенение и горение, приводящее к уничтожению материалов или создающие возможность возникновения очагов пожара;

- для негорючих материалов – температура нагрева, при которой возникают повреждения, опасные для данной конструкции или сооружения.

При оценке воздействия на людей теплового излучения различают 4 степени ожогов и 4 степени термического поражения. Степени ожога определяются глубиной термического повреждения кожи. Степени тяжести термического поражения отражают уровень нарушения общего состояния пораженного и связаны с глубиной и площадью ожога (табл.3.8), а также его локализацией.

Таблица 3.8 – Зависимость тяжести термического поражения от степени и площади ожога

Степень тяжести термического поражения	Процент поверхности тела со степенью ожога	
	второй	третьей
1	до 10	до 3
2	10–20	3–10
3	20–30	10–20
4	более 30	более 20

Ожог первой степени характеризуется болезненной краснотой и небольшой отечностью кожи; второй степени – образованием пузырей, заполненных прозрачной жидкостью; третьей степени – омертвением кожи; четвертой степени – омертвением (обугливанием) кожи и более глубоко лежащих тканей.

Термические поражения 1 степени тяжести (легкое поражение) характеризуются, как правило, благоприятным исходом; могут наблюдаться лишь единичные (не более 0,5%) смертельные исходы.

Термические поражения 2 степени (средняя степень тяжести поражения) отличаются несколько более тяжелым течением заболевания. В этих случаях смерть, в основном, обуславливается осложнениями и не превышает 5%.

Термические поражения 3 степени тяжести (тяжелые поражения) в 20–30% случаев заканчиваются смертельным исходом, из них примерно 1/5 часть

приходится на первые сутки, столько же на 2–10 сутки, а остальная часть в основном на ближайшие 1,5 месяца после поражения.

Термические поражения 4 степени тяжести (крайне тяжелое поражение), как правило, заканчиваются смертельным исходом в течение ближайших 10 суток после поражения.

Степень ожога открытых участков тела человека зависит от значения теплового импульса и его длительности (времени максимума облученности t_{max}). С увеличением времени воздействия теплового излучения возрастает теплоотведение в тканях, вследствие чего возрастают значения тепловых импульсов, вызывающих заданную степень ожога. Значения тепловых импульсов, вызывающих различной степени ожоги открытых участков тела человека в зависимости от времени t_{max}, приведены в табл. 3.9.

Таблица 3.9 – Тепловые импульсы, вызывающие различной степени ожоги кожи открытых участков тела человека, кДж/м^2

Степень ожога	Вероятность ожога, %	Время максимума облученности t_{max}, с				
		0,01	0,1	1	3	10
первая	0	42	84	126	147	189
	5	50	92	143	168	210
	50	63	105	168	210	252
	95	84	130	210	265	315
	100	105	147	231	294	357
вторая	0	84	105	168	189	210
	5	92	122	185	210	231
	50	105	147	210	252	294
	95	126	181	218	302	344
	100	147	210	294	336	399
третья	0	126	168	210	252	273
	5	143	185	239	281	302
	50	168	210	294	336	378
	95	193	252	357	391	462
	100	210	273	378	420	504

Возможность восстановления бое- и трудоспособности у людей с термическим поражением 4 степени тяжести исключается полностью. В большинстве случаев (до 85%) не вернутся в строй также и лица, получившие термические поражения 3 степени. В этой группе пораженных, наряду с высокой

смертностью, будет значительный процент людей длительной инвалидности за счет болезненных рубцов, контрактур, длительно незаживающих язв. Вернутся в строй, в основном, лица, перенесшие термические поражения 1 и 2 степени тяжести (примерно 95% и 70%, соответственно).

Повреждения оболочек глаза в одних случаях проявляются в виде ожогов, а в других (при больших импульсах облучения) – в виде ожогов в сочетании с механическим повреждением в результате парообразования и резкого локального повышения давления на границах внутренних сред глаза. Кроме органических повреждений глаз от действия светового излучения могут наблюдаться также и их функциональные изменения – временное ослепление.

3.2.1 Детерминированные критерии оценки поражения тепловым излучением

При анализе воздействия теплового излучения следует различать случаи импульсного и длительного воздействия. В первом случае следует говорить о дозе излучения D (например, случай огненного шара), во втором – о критической интенсивности теплового излучения q_{CR} (например, пожар пролива).

Минимальные величины q_{CR}, приводящие к воспламенению некоторых горючих материалов приведены ниже в табл. 3.10 [1].

Таблица 3.10

Материалы	q_{CR}, кВт/м^2
Древесина (сосна влажностью 12%)	13,9
Древесно-стружечные плиты (плотностью 417 кг/м^3)	8,3
Торф брикетный	13,2
Торф кусковой	9,8
Хлопок-волокно	7,5
Слоистый пластик	15,4
Стеклопластик	15,3
Пергамин	17,4
Резина	14,8
Уголь	35,0
Рулонная кровля	17,4
Картон серый	10,8
Декоративный бумажно-слоистый пластик	19,0–24,0
Металлопласт	24,0–27,0
Плита .древесно-волокнистая	13,0
Плита древесно-стружечная	12,0
Плита древесно-стружечная с отделкой "Полиплен"	12,0
Плита древесно-волокнистая с лакокрасочным покрытием под ценные породы дерева	12,0–16,0
Винилискожаобивочная пониженной горючести	
Кожа искусственная	30,0–32,0
Стеклопластик на полиэфирной основе	17,9–20,0
Лакокрасочные покрытия	14,0
Обои моющиеся ПВХ на бумажной основе	25,0
Линолеум ПВХ	12,0
Линолеум алкидный	10,0–12,0
Линолеум ПВХ на тканевой основе	10,0
Покрытие ковровое	6,0–12,0
Сено, солома (при минимальной влажности до 8%)	4,0–6,0
Легковоспламеняющиеся, горючие и трудногорючие жидкости при температуре самовоспламенения, ^{O}C:	7,0
300	
350	
400	12,1
500 и выше	15,5
	19,9
	28,0 и выше

Детерминированные критерии поражения технологического оборудования и строительных конструкций тепловым излучением определяются, как правило, из условия потери ими несущей способности.

Основным критерием потери несущей способности, принятым в настоящее время, является достижение на необогреваемой поверхности (например, опорной конструкции технологического аппарата, вблизи которого находится очаг пожара)

критической температуры. Некоторые данные о значениях критических температур строительных материалов приведены ниже в табл.3.11 [1].

Таблица 3.11

Материал	Критическая температура, ºС
Сталь марки СтЗ и Ст5 в стальных конструкциях, арматурные стали классов А-I, А-II, А-IV, Ат-IV, А-V, Ат-V	500
Арматурная сталь классов А-III,	600
Ат-VI, Ат-VII, В-I, Вр-I	450
Высокопрочная арматурная проволока классов В-II, Вр-11 и арматурные канаты класса К-7	400
Сталь марки СтЗ и Ст5 при жестком закреплении стальных конструкций и для металлических каркасов	300
Конструкции из алюминиевых сплавов	250
Гранит	700
Известняк	800
Тяжелый бетон с заполнителем	600
Тяжелый бетон с .известняковым заполнителем	675
Кирпич глиняный обыкновенный	900
Силикатный кирпич	700

Оценка поражающего действия тепловым излучением может быть проведена путем решения уравнений теплопередачи для облучаемого объекта с определением момента достижения температурой конструкционных материалов критических значений, приведенных в табл. 3.11.

Для приближенной оценки поражающего действия тепловым излучением можно использовать метод, основанный на оценке величин плотностей тепловых потоков, вызывающих нагрев конструкционных материалов до критических температур. При этом величины критических тепловых потоков могут определяться как экспериментальным, так и расчетным путем.

Имеются экспериментальные данные по минимальной плотности теплового потока q_{min}, при которой возможен прогрев труб до температур самовоспламенения типичных нефтепродуктов (табл.3.12) [1].

Таблица 3.12

Температура самовоспламенения, °С	q_{min} (кВт/м2) при времени прогрева (мин)			
	1	3	5	более 15
250	21,3	13,2	11,9	8,9
300	27,1	19,2	16,9	12,0
350	34,9	25,8	22,7	15,5
400	—	34,9	30,2	19,9
500 и более	—	—	34,9	27,9

В литературе [8] описан метод расчетно-аналитического определения противопожарных разрывов между резервуарами с СУГ и ЛВЖ. Предполагается, что горение резервуара с ЛВЖ происходит во всем обваловании резервуара. В качестве критической температуры несмоченной стенки резервуара с СУГ принимается величина 427 ºС. Расчеты показали, что плотность падающего на стенки резервуара теплового потока не должна превышать 13,5 кВт/м^2 в отсутствии ветра и 22 кВт/м^2 при скорости ветра 10 м/с.

Исходя из вышеизложенного, могут быть сделаны следующие практические рекомендации для учета поражающего действия тепловым излучением технологического оборудования и резервуаров. В случае полного охвата пламенем стенок резервуара представляется достаточным решение тепловой задачи в обыкновенных дифференциальных уравнениях с использованием критических температур из табл. 3.12. При несимметричном нагреве возможно использование понятия критической плотности теплового потока q_{min}. Если решается задача о возможности переноса пламени от горящего резервуара к негорящему, может быть использована табл. 3.12 и формула (3.9). Если решается задача о разрушении несмоченной стенки резервуара, то величина q_{min} может быть принята приближенно равной 20 кВт/м^2.

Для оценки воздействия на людей примером разработанного порогового критерия может служить $q - t$ кривая (см. рис. 3.3), которая приведена в [3] и использована для предсказания появления ожогов на открытых участках кожи человека.

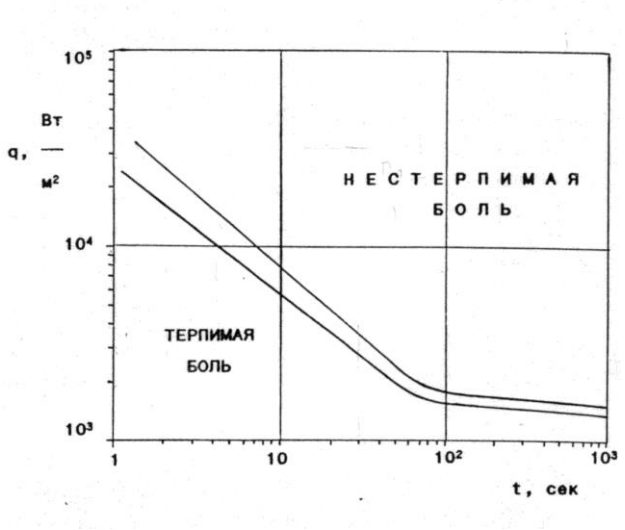


Рисунок 3.3 – Болевой порог при лучистом ожоге незащищенной кожи. На область между кривыми приходится 50% наблюдений

Эмпирический критерий, реализованный в данном случае, основан на том, что при тепловом облучении нестерпимая боль наступает тогда, когда температура слоя толщиной 0,1 мм под поверхностью кожи превысит 44,8 ºС. Когда достигается эта температура, боль резко усиливается, спустя некоторое время боль спадает и затем исчезает вовсе. В [3] говорится, что облучение тепловым потоком 1,4 кВт/м^2 не вызывает болевых ощущений независимо от времени облучения.

Расчет интенсивности излучения, вызывающего температуру под поверхностью кожи 44,8 ºС, осложняется наличием у человека механизмов охлаждения, таких как выделение пота и кровотечение. Реакция кожи зависит не только от интенсивности излучения, но и от продолжительности его воздействия.

В работах [4,5] приводятся следующие значения критериальных тепловых потоков, действующих на человека (табл. 3.13).

Таблица 3.13 – Действие теплового излучения

Лучистый тепловой поток, кВт/м^2	Наблюдаемый эффект
0,67	Аналогичен действию солнечного излучения на широте Великобритании летом
1,0	Максимальное значение при неопределенно долгом воздействии на кожу
1,75	Боевой порог достигается через 60 с
5,0	Болевой порог достигается через 15 с
6,4	Боль спустя 8 с после начала воздействия на кожу
10,4	Боль спустя 3 с после начала воздействия на кожу
16	Волдыри на коже спустя 5 с после начала воздействия

Как видно из приведенных данных, они находятся в соответствии с пороговой кривой: чем меньше время воздействия теплового излучения, тем больший тепловой поток выдерживает кожа человека.

Очень важно влияние одежды. Одежда может загореться, что приведет к ожогам пламенем. Вид одежды влияет на степень поражения тела. Вероятно, что лучше всего защищены пожарные, а также те, кто носит специальную форму с огнестойкой изоляцией.

По существующим в настоящее время нормам работа пожарных без специальной защиты допускается только при плотности теплового потока до 4,2 кВт/м^2 [6]. На личный состав, особенно на ствольщиков, воздействует тепловое излучение, которое пожарный в боевой одежде может переносить только в течение определенного времени [7] (см. табл. 3.14).

Таблица 3.14 – Показатели опасного воздействия тепла на личный состав

Показатели	Интенсивность излучения, кВт/м^2								
	до 0,56	0,84	1,4	2,1	2,8	3,5	7,0	8,75	14
Время, с	неопределенно долго	до 350	до 160	40–60	30–40	10–30	5–10	3–8	1–5
Количество тепла, Дж	нет данных	нет данных	34	10	9,5	7	6	5	2,5

Требуемая защита и допустимое время пребывания людей в зонах тепловой радиации представлены в табл. 3.15 [6].

Таблица 3.15

Плотность теплового потока, кВт/м^2	Степень теплового воздействия на кожу человека	Допустимое время пребывания людей, мин	Требуемая защита людей
3,0	болевые ощущения отсутствуют	не ограничивается	без защиты
4,2	непереносимые болевые ощущения через 20 с	не ограничивается	в боевой одежде и в касках с защитным стеклом
7,0	непереносимые болевые ощущения, возникающие мгновенно	5	то же
8,5	ожоги через 20 с	5	в боевой одежде, смоченной водой, и в касках с защитным стеклом
10,5	мгновенные ожоги	5	то же, но под защитой распыленных струй воды или водяных завес
14,0	то же	5	в теплоотражательных костюмах под защитой водяных струй и завес
85,0	то же	1	то же, но со средствами индивидуальной защиты

Анализируя приведенные выше данные, можно заключить, что при определении безопасных расстояний для персонала или при ликвидации пожаров и работе пожарных в обычной одежде в качестве порогового может быть принят уровень теплового потока $q_{пор} = 4{,}2\ кВт/м^2$. Определенные, исходя из этого критерия, безопасные расстояния будут очерчивать границу зоны недопустимого пребывания пожарных. При необходимости пребывания людей внутри этой зоны требуется применение специальных мер тепловой защиты (использование теплоотражательных костюмов, орошение водой, создание экранов, завес и др. устройств).

Для зданий, сооружений и наружных установок в качестве порогового может быть принят уровень теплового потока $q_{пор} = 13{,}5 кВт/м^2$.

В табл. 3.16 представлены значения доз облучения, соответствующие определенному уровню поражения людей и некоторых материалов.

Таблица 3.16

№ п.п.	Тип поражения	Доза облучения, $D = t \cdot q^{4/3}$
1	Летальный исход 1%	$1{,}06 \cdot 10^7$
2	Летальный исход 50%	$2{,}30 \cdot 10^7$
3	Летальный исход 99%	$6{,}50 \cdot 10^7$
4	Ожог 1 степени	$0{,}3 \cdot 10^7$
5	Ожог 2 степени	$1{,}2 \cdot 10^7$
6	Ожог 3 степени	$2{,}6 \cdot 10^7$
7	Загорание бумаги, одежды и т.п.	$>2{,}6 \cdot 10^7$
8	Вторичные пожары в зданиях	$>30 \cdot 10^7$
9	Поражение технологического оборудования, резервуаров с горючим	$>120 \cdot 10^7$

Примечание: В данной таблице интенсивность теплового излучения qизмеряется в [Дж/м^2·с], время t в [с].

3.2.2 Вероятностные критерии оценки поражения тепловым излучением

В качестве вероятностного критерия оценки поражения тепловым излучением целесообразно использовать описанное выше понятие пробит-функции [10].

Для смертельного поражения человека тепловым излучением величина пробит-функции описывается следующим выражением:

$$\Pr = -14{,}9 + 2{,}56 Ln(D), \tag{3.10}$$

$$D = t \cdot q^{4/3}. \tag{3.11}$$

Величина эффективного времени экспозиции t может быть вычислена по формулам:

- для огненного шара:

$$t = 0{,}92 \cdot m^{0{,}303}; \tag{3.12}$$

- для пожара пролива:

$$t = t_0 + \frac{x}{u}, \tag{3.13}$$

где m – масса горючего вещества, участвующего в образовании огненного шара, кг; t_0 – характерное время, за которое человек обнаруживает пожар и принимает решение о своих дальнейших действиях, с, (может быть принято равным 5); x – расстояние от места расположения человека до безопасной зоны (зона, где

интенсивность теплового излучения меньше 4 кВт/м^2); u – средняя скорость движения человека к безопасной зоне, м/с (может быть принята 5 м/с).

Величина дозы излучения D в случае пожара-вспышки для смертельного поражения человека может быть вычислена следующим образом. Вначале определяется эффективный радиус продуктов сгорания R по формуле:

$$R = R_{ex} \cdot (\sigma - 1)^{1/3}, \qquad (3.14)$$

где R_{ex} – радиус взрывоопасной зоны, м, σ – коэффициент расширения продуктов сгорания (может быть принят равным 7).

Величина D ((кВт/м^2)$^{4/3}$·с) определяется по следующим формулам в зависимости от расстояния r от геометрического центра паровоздушного облака [10]:

Расстояние	**D, (кВт/м^2)$^{4/3}$·с**
$r<1,1R$	$D = 3000$
$1,1R \le r < 1,2R$	$2300 < D < 3000$
$1,2R \le r < 1,3R$	$1000 < D < 2300$
$1,3R \le r < 1,4R$	$200 < D < 1000$
$r \ge 1,4R$	$D = 0$

Величины D для промежуточных значений r следует определять с помощью линейной интерполяции.

Литература к разделу 3

1. Провести исследования и разработать методы и средства пожаротушения, взрывопредупреждения, а также обеспечения безопасности личного состава и пожарной техники при проливах топлив, в том числе криогенных. Отчетная справка по теме С6.1.Н006.91 «Облако», этапы 4.4, 4.5/ ВНИИПО; Болодьян И.А., Некрасов В.П., Макеев В.И. – М., 1993, 190с.

2. ПБ 13-407-01. Единые правила безопасности при взрывных работах. Госгортехнадзор России.

3. Взрывные явления. Оценка и последствия / Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др. – М.: Мир, 1986, т.2, 382 с.

4. Драйздейл Д. Введение в динамику пожаров, М., Стройиздат, 1990, 424 с.

5. Дадонов Ю.А., Глухов М.С., Михалкин В.Н. Оценка уровня воздействия взрыва на объектах добычи, сбора и транспорта нефти и газа. Безопасность труда в промышленности. №1,1993, с.30-33

6. Иванников В.П., Клюс П.П. Справочник руководителя тушения пожара. М., Стройиздат, 1987, 288с.

7. Повзик Я.С., Клюс П.П., Матвейкин А.М. Пожарная тактика, М., Стройиздат, 1990.

8. Маршалл В. Основные опасности химических производств. – М.: Мир, 1989, 671 с.

9. Провести исследования по разработке методов и средств обеспечения пожаровзрывобезопасности при проливах топлив, в том числе криогенных, в свободном и ограниченных пространствах. Аннотированный отчет по теме С.6.1.Н006.91. «Облако». М.: ВНИИПО,1992г.

10. Руководство по оценке пожарного риска для промышленных предприятий. – М.: ВНИИПО, 2006 г., 93 с.

4 Инженерные формулы для оценки пожаробезопасных расстояний для людей, зданий и сооружений при возникновении различных вариантов аварийных ситуаций с пожарами и взрывами

Целью данного раздела является апробация зависимостей для расчета опасных факторов пожара и взрыва, трансформация данных зависимостей в формулы для оценок безопасных расстояний и получение для ряда наиболее распространенных углеводородов инженерных упрощенных формул для оценок пожаробезопасных расстояний без проведения громоздких расчетов.

4.1 Определение безопасных расстояний при «пожаре-вспышке»

4.1.1 Горючее вещество – газы горючие (метан, пропан, этан, н-бутан, водород)

Выход горючего газа в открытое пространство при условии неподвижности воздушной среды:

Рассмотрены следующие горючие газы: метан, пропан, водород, этан.

Основные характеристики этих газов представлены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Горючий газ	Расчетная температура, $t_P, {}^0C$	Плотность газовой фазы, $\rho_{Г,} кг/м^3$ при расчетной температуре	Нижний концентрационный предел распространения пламени, $C_{НКПР,}\%об.$	Молекулярная масса, $M, кг/кмоль$
Метан, CH_4	20	0,668	5,0	16,04
Пропан, C_3H_8	20	1,872	2,0	44,10
Этан, C_2H_6	20	1,263	2,9	30,07
Водород, H_2	20	0,0837	4,1	2,016

Зона, ограниченная НКПР горючего газа, при аварийном поступлении газа в открытое пространство при неподвижности воздушной среды определяется по формуле:

$$X_{НКПР} = Y_{НКПР} = 14{,}6 \cdot (\frac{m_Г}{\rho_Г \cdot C_{НКПР}})^{0{,}33}, \quad (4.1)$$

где $m_Г = \rho_Г \cdot V_Г$ – масса газа в облаке, кг; $\rho_Г$ – плотность газа при расчетной температуре, кг/м^3; $V_Г$ – объем газа, вышедшего в результате аварии в окружающее пространство, м^3; $C_{НКПР}$ – нижний концентрационный предел распространения пламени, %об.

Используя (4.1) для газов, указанных в табл. 4.1, можно получить следующие формулы для расчета $X_{НКПР}$:

Для метана: $$X_{НКПР} = Y_{НКПР} = 14{,}6 \cdot (\frac{V_Г}{C_{НКПР}})^{0{,}33} = 8{,}58 \cdot V_Г{}^{0{,}33}. \quad (4.2)$$

Для пропана: $$X_{НКПР} = Y_{НКПР} = 14{,}6 \cdot (\frac{V_Г}{C_{НКПР}})^{0{,}33} = 11{,}61 \cdot V_Г{}^{0{,}33}. \quad (4.3)$$

Для этана: $$X_{НКПР} = Y_{НКПР} = 14{,}6 \cdot (\frac{V_Г}{C_{НКПР}})^{0{,}33} = 10{,}27 \cdot V_Г{}^{0{,}33}. \quad (4.4)$$

Для водорода: $$X_{НКПР} = Y_{НКПР} = 14{,}6 \cdot (\frac{V_Г}{C_{НКПР}})^{0{,}33} = 9{,}165 \cdot V_Г{}^{0{,}33}. \quad (4.5)$$

При этом радиус воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака при «пожаре-вспышке» определяется по следующей зависимости:

$$R_F = \sqrt[3]{E_i} \cdot X_{НКПР}, \quad (4.6)$$

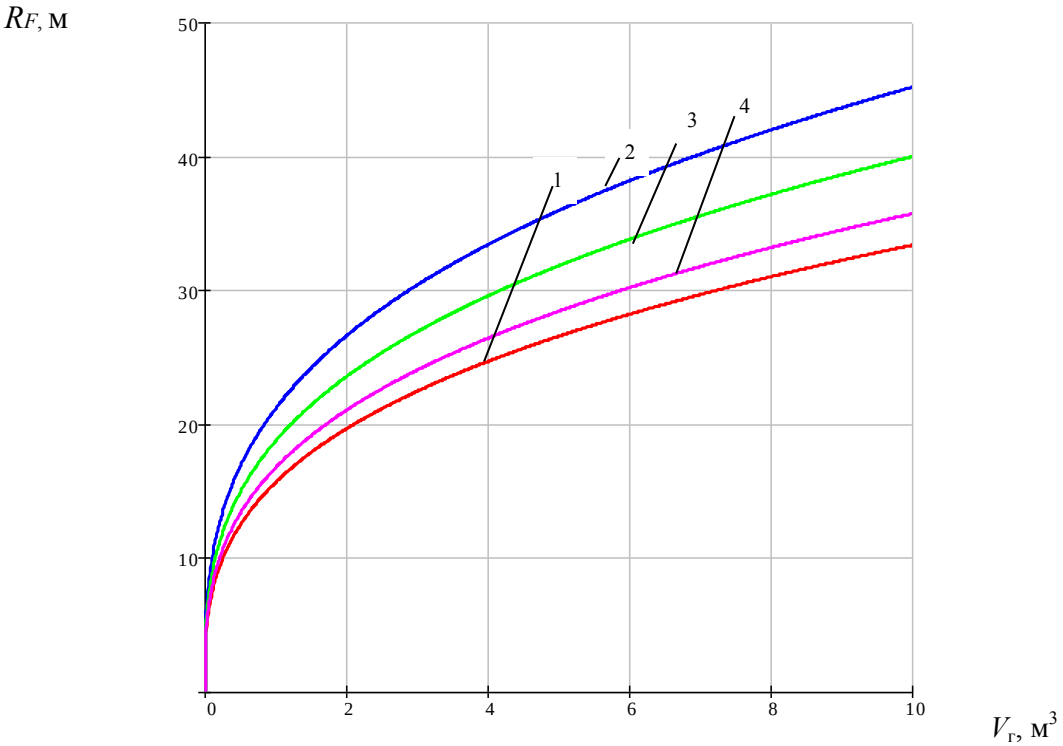
где E_i – объемный коэффициент расширения продуктов сгорания.

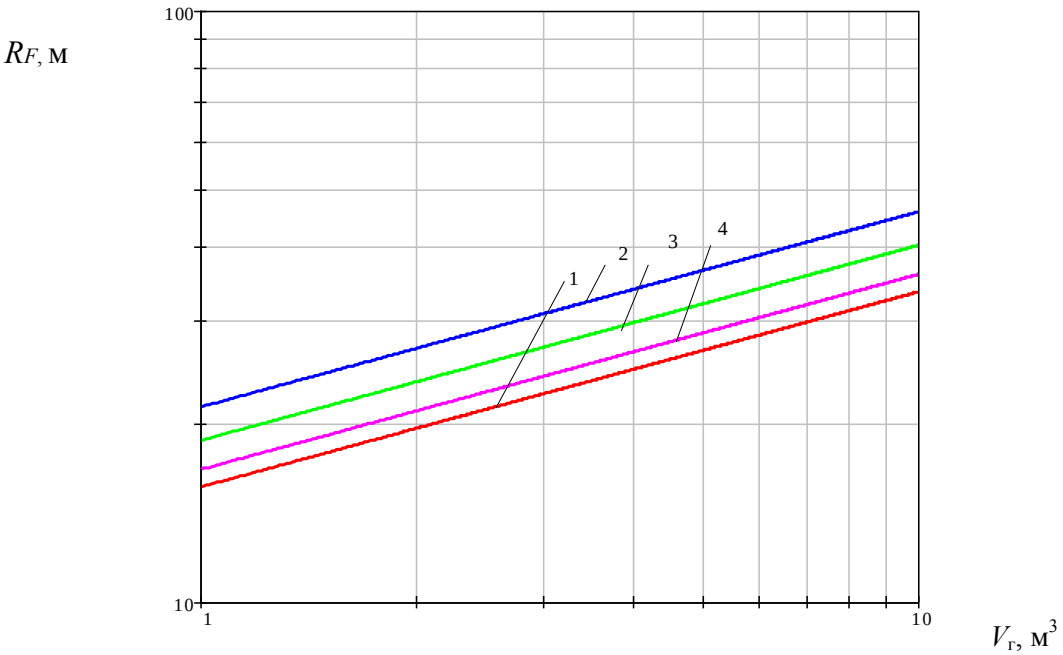
Для нефтепродуктов E_i может быть принят равным 7.

Тогда с учетом формул (4.2–4.6) для различных горючих газов можно получить простые формулы для оценки пожаробезопасных расстояний:

Метан	$R_F = 15.6 \cdot V_Г{}^{0.33}$
Пропан	$R_F = 21.13 \cdot V_Г{}^{0.33}$
Этан	$R_F = 18.7 \cdot V_Г{}^{0.33}$
Водород	$R_F = 16.7 \cdot V_Г{}^{0.33}$

Графически представленные зависимости показаны на рис. 4.1 и 4.2.





Рисунки 4.1 и 4.2 – Зависимость радиуса воздействия высокотемпературных продуктов сгорания газовоздушного облака при «пожаре-вспышке» от объема газа, вышедшего в открытое пространство в результате аварии, $V_г$, м^3;

1 – для облака смеси метана с воздухом; *2* – для облака смеси пропана с воздухом; *3* – для облака смеси этана с воздухом; *4* – для облака смеси водорода с воздухом;

4.1.2 Горючее вещество – жидкости

Выход горючих жидкостей в открытое пространство и образование паровоздушных облаков

Зона, ограниченная НКПР паров ЛВЖ, при аварийном поступлении паров в открытое пространство при неподвижности воздушной среды определяется следующим образом:

$$X_{НКПР} = Y_{НКПР} = 3.2 \cdot \sqrt{K} \cdot \left(\frac{p_H}{C_{НКПР}} \right)^{0.8} \cdot (\frac{m_П}{\rho_П \cdot p_H})^{0,33}, \quad (4.7)$$

где K=$t_{ИСП}$/3600 – принимается, что К=1; p_H, кПа – давление насыщенных паров при t_P = 20 ºС; $C_{НКПР}$ – нижний концентрационный предел распространения пламени, %об; $m_П = W_{ИСП} \cdot t_{ИСП} \cdot S$ – масса паров, поступивших в окружающее пространство, кг; $w_{ИСП}$ – интенсивность испарения кг/(с·м^2), для ненагретых выше температуры окружающей среды ЛВЖ рассчитывают по формуле:

$$W_{ИСП} = 10^{-6} \cdot \eta \ \sqrt{M} \cdot p_H ,$$

где η – коэффициент, принимаемый по [3] в зависимости от скорости и температуры воздушного потока над поверхностью испарения; M – молярная масса, кг/кмоль; $t_{ИСП}$ – время испарения, не более 3600с; S – площадь пролива ЛВЖ (ГЖ), м^2; $\rho_П$, кг/м^3 – плотность паров, при t_P = 20 ºС.

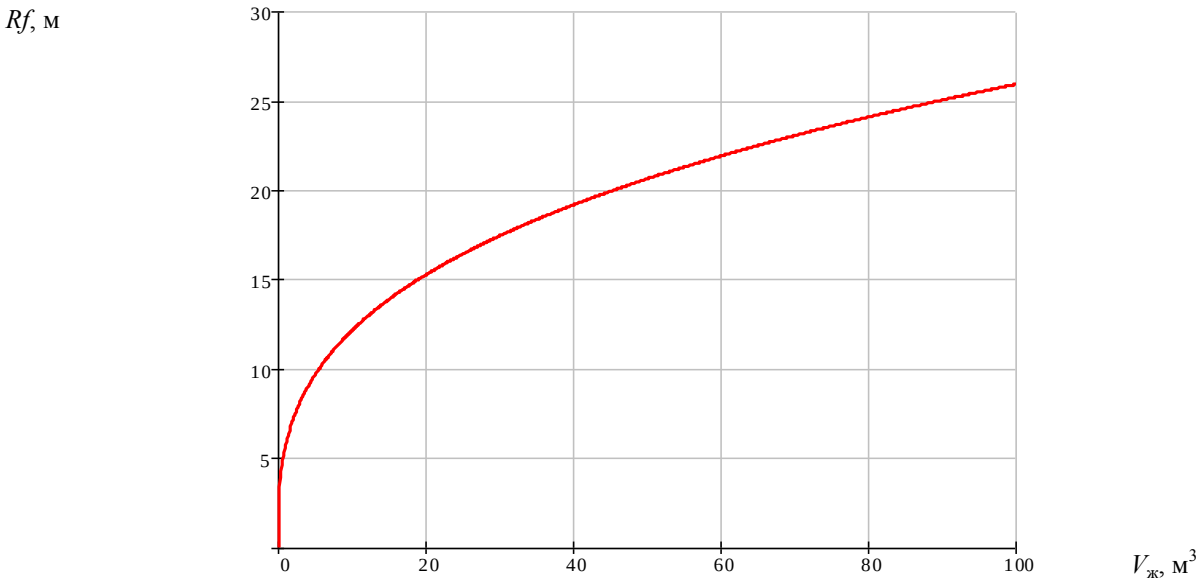
В общем виде для любой ЛВЖ радиус воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака при «пожаре-вспышке» можно оценить по следующей приближенной зависимости:

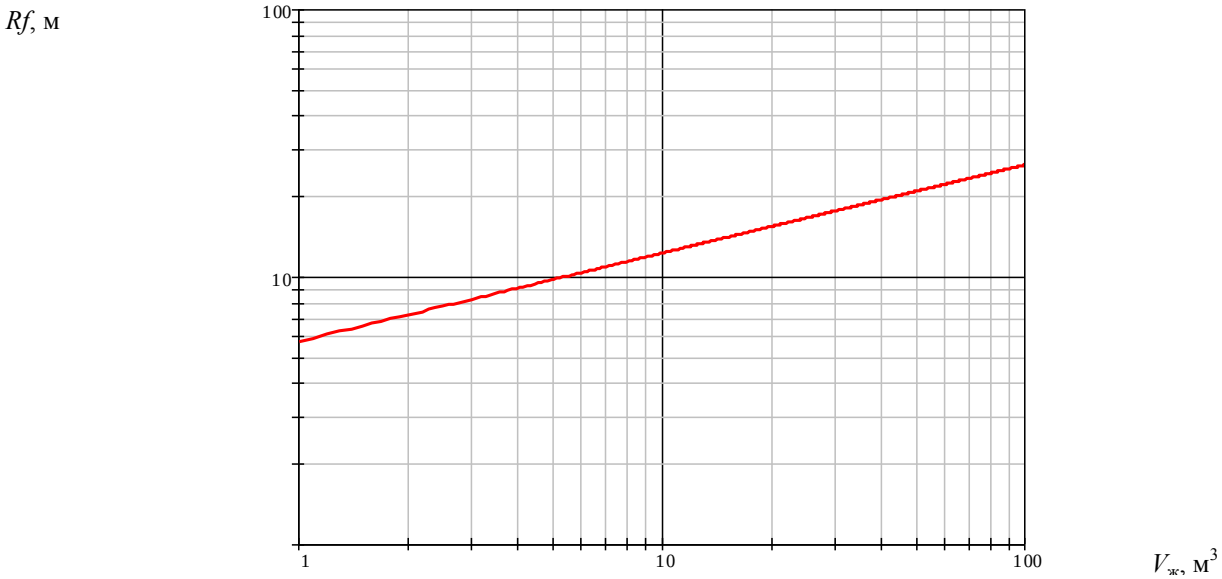
$$R_F = 5.824 \cdot \left(\frac{p_H}{C_{НКПР}} \right)^{0.8} \cdot \left[\frac{10^{-6} \cdot \eta \ \sqrt{M} \cdot 3600 \cdot V_Ж}{\rho_П} \right]^{0.33} . \quad (4.8)$$

Например, для ацетона (M =58,08 кг/кмоль; НКПР = 2,7 % об; $\rho_п$ = 2,33 кг/м^3; p_H = 37,73 кПа) вышедшего в открытое пространство при условии неподвижности воздушной среды формула (4.8) принимает вид:

$$R_F = 5,673 V_Ж^{0.33}. \quad (4.9)$$

Графически данная зависимость представлена на рис. 4.3 и 4.4.





Рисунки 4.3 и 4.4 – Зависимость радиуса воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака ацетона при «пожаре-вспышке» от объема паров, вышедшего в атмосферу в результате аварии

4.1.3 Горючее вещество – сжиженные углеводородные газы

Характеристики наиболее распространенных сжиженных углеводородных газов представлены ниже.

Наименование вещества	Молекулярная масса, *M*, кг/кмоль	НКПР, % об.	Плотность паров, при t_P = 20 ºС, $\rho_П$, кг/м^3	Давление насыщенных паров при t_P = 20 ºС, $p_Н$, МПа
СУГ (пропан)	44,10	2,0	1.872	0,833
СУГ (этан)	30,07	2,9	1.263	3,721
СУГ (н-бутан)	58,12	1,8	2.519	0,205

Выход сжиженных в открытое пространство при условии неподвижности воздушной среды

Для определения радиуса воздействия высокотемпературных продуктов сгорания облаков, образовавшихся в результате выбросов сжиженных углеводородных газов рассматриваются два временных отрезка:

1. момент разгерметизации, при этом время испарения может быть оценено в 10 с;

2. момент полного испарения с поверхности образовавшегося разлития, при этом время испарения принимается равным 3600 с.

1. Момент разгерметизации.

Доля мгновенно испарившейся жидкости определяется следующим образом:

$$x = \frac{C_P \cdot \Delta T}{L}, \qquad (4.10)$$

где C_p, кДж/кг·ºС $t_P = 20$ ºС удельная теплоемкость жидкости; ΔT – изменение температуры жидкости при переходе из начального состояния в конечное; L, кДж/кг – теплота испарения жикости.

Для различных СУГ можно получить следующие значения доли мгновенно испарившейся жидкости:

Пропан	*x=0.257*
Этан	*x=0.25*
Н-бутан	*x=0.32*

Тогда радиус воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака при «пожаре-вспышке» для разных СУГ определяется в соответствии с формулами 4.1 и 4.2. с учетом полученных значений *x*.

В общем виде для любого СУГ можно получить следующую зависимость:

$$R_F = 26.572 \cdot (\frac{2x \cdot V_Г}{C_{НКПР}})^{0.33} = 26.572 \cdot \left(2\frac{c_p \cdot \Delta T \cdot V_Г}{L \cdot C_{НКПР}} \right)^{0.33} . \quad (4.11)$$

В зависимости от количества выбрасываемого СУГ в атмосферу для некоторых углеводородов получены следующие упрощенные зависимости для определения R_F (см. рис.4.5, 4.6)

Этан	$R_F=14.9 \cdot V_Г^{0.33}$
Пропан	$R_F=17.0 \cdot V_Г^{0.33}$
Н-бутан	$R_F=18.7 \cdot V_Г^{0.33}$

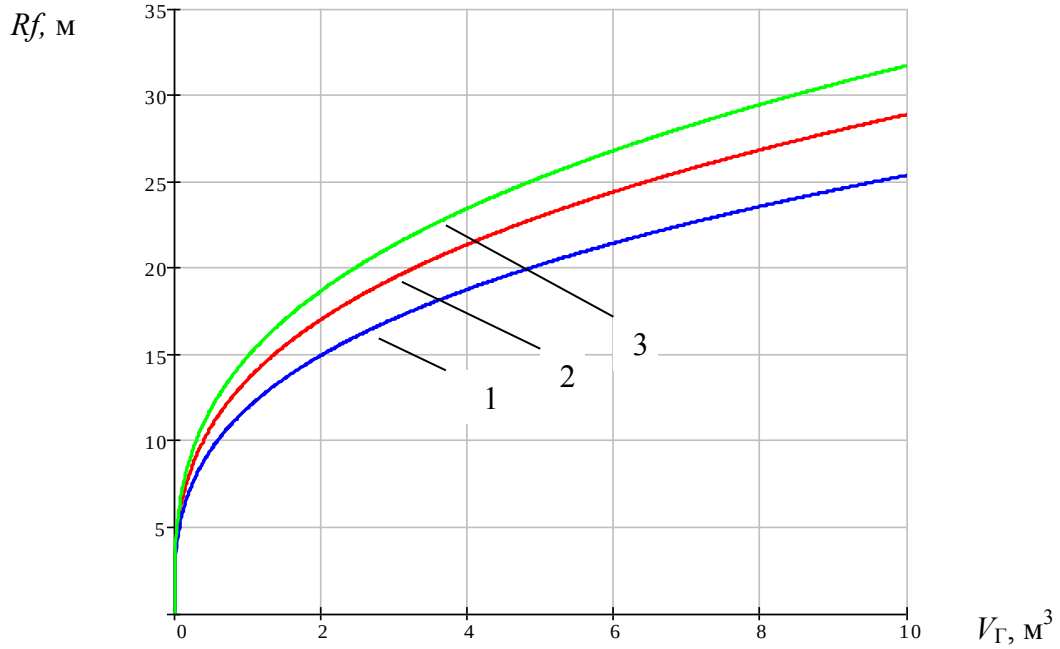


Рисунок 4.5 – Зависимость радиуса поражения высокотемпературными продуктами сгорания газовоздушных облаков, образованных при мгновенном испарении для разных СУГ от количества, выбрасываемого в атмосферу СУГ:
1 – для облака смеси этана с воздухом; *2* – для облака смеси пропана с воздухом;
3 – для облака смеси н-бутана с воздухом

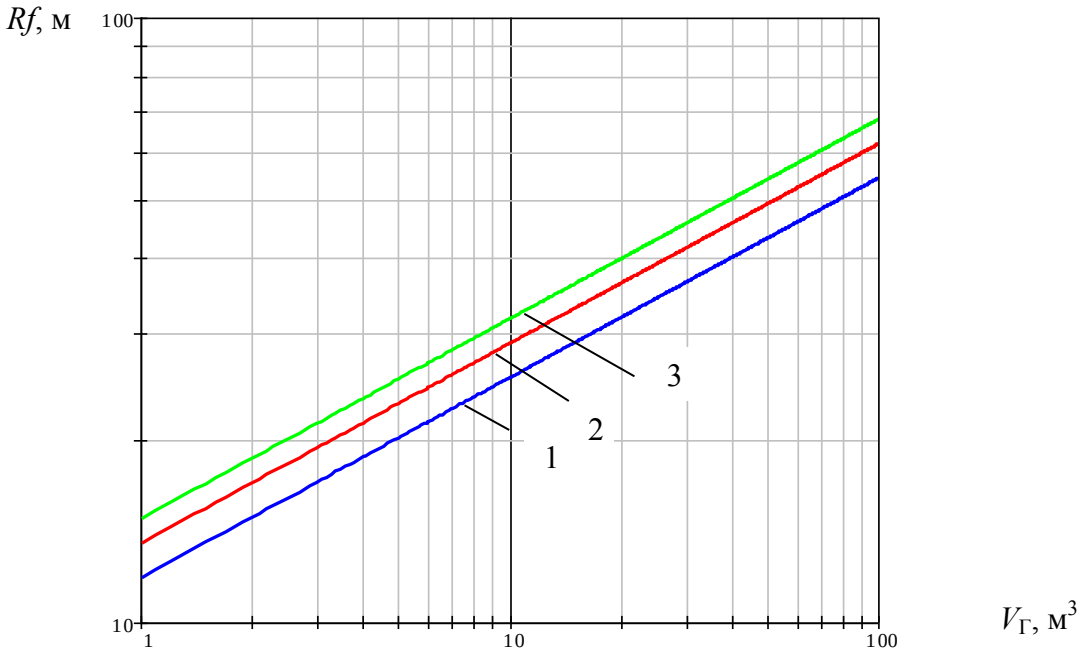


Рисунок 4.6 – Зависимость радиуса поражения высокотемпературными продуктами сгорания газовоздушных облаков, образованных при мгновенном испарении для разных СУГ от количества, выбрасываемого в атмосферу СУГ:
1 –для облака смеси этана с воздухом; *2* – для облака смеси пропана с воздухом;
3 – для облака смеси н-бутана с воздухом

2. Момент полного испарения.

Учитывая, что в момент разгерметизации мгновенно испарилась часть жидкости, определяемая долей x, рассчитываем размеры облака, образовавшегося при испарении оставшейся жидкости с поверхности, а также радиус поражения высокотемпературными продуктами его сгорания по формуле 4.1 и 4.2.

Таким образом, в общем виде для СУГ можно получить следующую зависимость:

$$R_F = 26.572 \cdot \left(\frac{(1-2x)\cdot 0.0036 \cdot \eta\sqrt{M} \cdot p_H \cdot V_Г}{\rho_Г \cdot C_{НКПР}}\right)^{0.33} \qquad (4.12)$$

Для некоторых СУГ были получены следующие упрощенные зависимости для безопасного расстояния:

Этан $R_F = 37.075 \cdot V_Г^{0.33}$

Пропан $R_F = 22.4 \cdot V_Г^{0.33}$

Н-бутан $R_F = 13.5 \cdot V_Г^{0.33}$

Графики полученных зависимостей представлены на рис. 4.7 и 4.8.

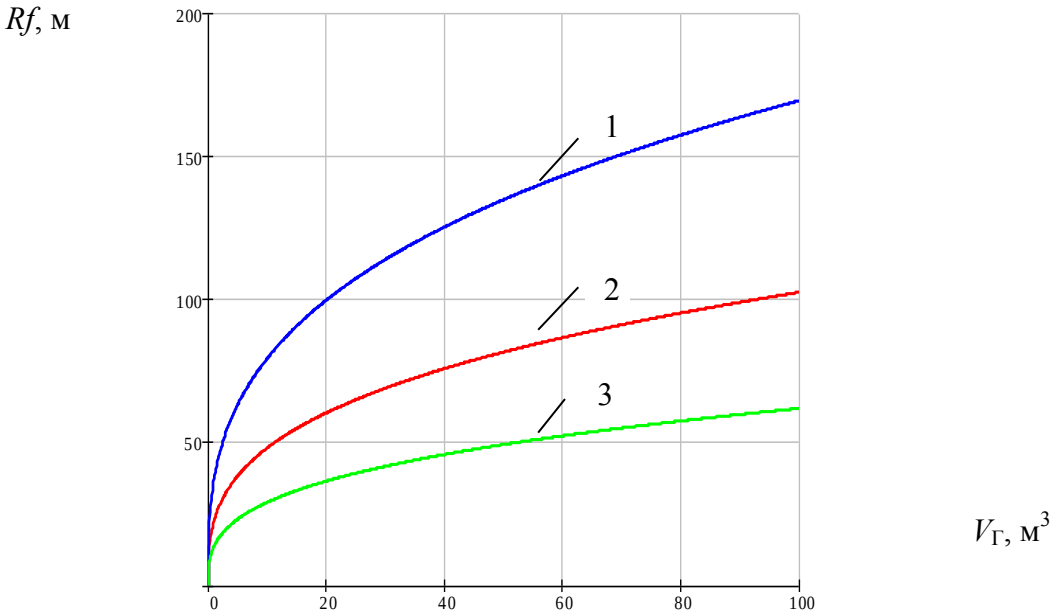


Рисунок 4.7– Зависимость радиуса поражения высокотемпературными продуктами сгорания газовоздушных облаков, образованных при полном испарении для СУГ от количества, выбрасываемого в атмосферу СУГ:
1 – для облака смеси этана с воздухом; *2* – для облака смеси пропана с воздухом;
3 – для облака смеси н-бутана с воздухом.

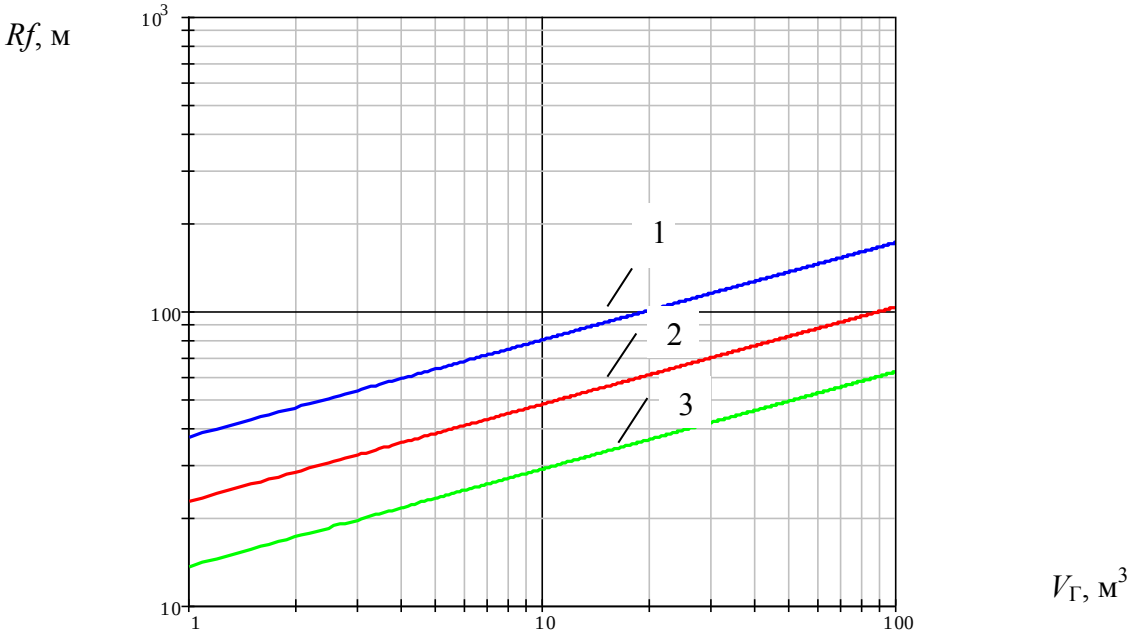


Рис. 4.8. Зависимость радиуса поражения высокотемпературными продуктами сгорания газовоздушных облаков, образованных при полном испарении для СУГ от количества, выбрасываемого в атмосферу СУГ:
1 – для облака смеси этана с воздухом; *2* – для облака смеси пропана с воздухом;
3 – для облака смеси н-бутана с воздухом

4.2 Определение безопасного расстояния при воздействии ударной волны

Для определения безопасных расстояний между разгерметизированным оборудованием и рассматриваемым объектом (человеком, зданием или сооружением) применяется следующий алгоритм расчета:

1. исходя из параметров аварийной ситуации (количества высвободившегося в результате разгерметизации горючего вещества, свойств горючей смеси, условий зажигания или инициирования взрыва и т.п.), производится расчет значений опасных факторов, воздействующих на рассматриваемый объект;

2. по известным критериальным значениям опасного фактора производится определение безопасного расстояния для рассматриваемого объекта.

Принимаются следующие значения критериев поражения:

- для людей – критическое избыточное давление в УВ, которое является границей временной потери слуха человека, Δp = 2 кПа;

- для зданий, сооружений и наружных установок – критическое избыточное давление в УВ, при котором происходит разрушение перегородок и кровли кирпичных зданий, Δp = 15 кПа.

Рассматривается горение в режиме дефлаграции и детонации полусферического облака стехиометрической газопаровоздушной смеси с центральным зажиганием (наиболее опасный случай) [1].

Режим дефлаграции.

Избыточное давление ΔP, кПа, в падающей воздушной ударной волне при сгорании газовой смеси в приближении постоянства скорости горения определяется зависимостью:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{2 \cdot \gamma \cdot (\sigma - 1) \cdot \alpha^2}{\sigma \cdot (1 + \alpha)} \cdot \frac{R_0}{R} \qquad (4.13)$$

где P_o– атмосферное давление, принимается равным 101 кПа; γ – показатель адиабаты газа; σ – степень расширения продуктов сгорания; $\propto = W/C_0$ –

относительная видимая скорость горения; $W, м/с$ – видимая скорость горения; C_0, м/с – скорость звука в воздухе; R, м – расстояние от центра зажигания смеси; R_O, м – радиус полусферы облака.

Ниже представлены результаты расчета зависимости избыточного давления в УВ ΔP, кПа, от расстояния R, м, при дефлаграционном режиме сгорания облака газопаровоздушной смеси.

При сгорании облаков газопаровоздушной смеси на скорость горения смеси оказывает влияние конфигурация окружающего пространства, в котором происходит горение.

Расчет дефлаграционного сгорания облака газопаровоздушной смеси проводился для четырех режимов, в зависимости от конфигурации окружающего пространства [2]:

- для свободного пространства, при этом скорость горения принимается w = 17 м/с;

- для среднезагроможденного пространства (w = 35 м/с);

- для сильно загроможденного пространства (w = 70 м/с);

- для сильно загроможденного протяженного пространства (w = 120 м/с).

При сгорании облака метановоздушной смеси ΔP, кПа, определяется зависимостью:

$$\Delta P = \frac{3{,}465 \cdot 10^{-3} \cdot w^2 \cdot V^{1/3}}{(1 + \frac{w}{344})R}, \qquad (4.14)$$

где V – объем метана, высвободившегося в результате разгерметизации оборудования, м^3.

На рис. 4.9 представлены результаты расчета зависимости избыточного давления в ударной волне от расстояния до объекта, при дефлаграционном сгорании облака метановоздушной смеси в среднезагроможденном пространстве (w = 35 м/с).

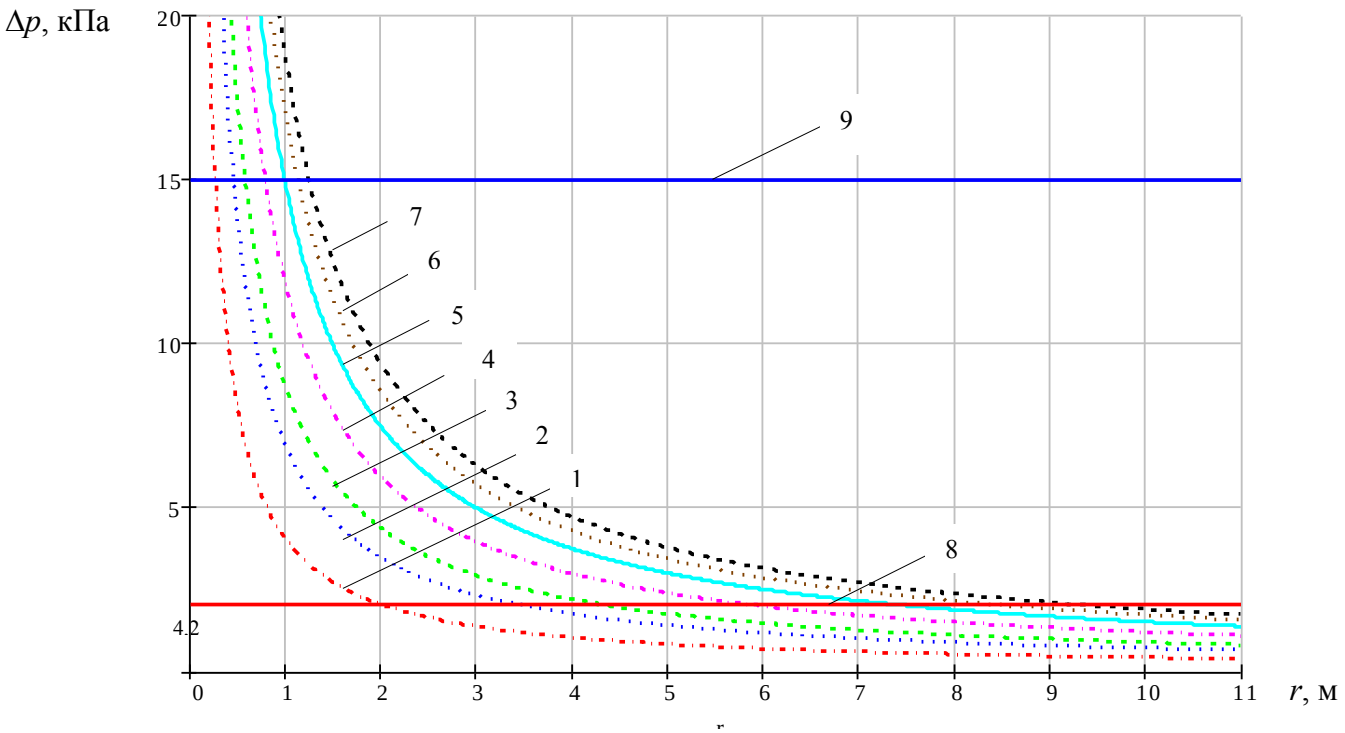


Рисунок 4.9 – Зависимость избыточного давления в ударной волне от расстояния до объекта, при дефлаграционном сгорании облака метановоздушной смеси в среднезагроможденном пространстве при различных значениях *V*:
1 – *V*= 1 м^3; *2* – *V*= 5 м^3; *3* – *V*= 10 м^3; *4* – *V* = 25 м^3; *5* – *V*= 50 м^3; *6* – *V*= 75 м^3;
7 – *V*= 100 м^3; *8* – критическое значение избыточного давления в УВ, равное 2 кПа;
9 – критическое значение избыточного давления в УВ, равное 15 кПа;

Влияние загроможденности окружающего пространства на безопасное расстояние при выбросе метана (10 м^3) и последующем дефлаграционном сгорании облака газовоздушной смеси показано на рис. 4.10.

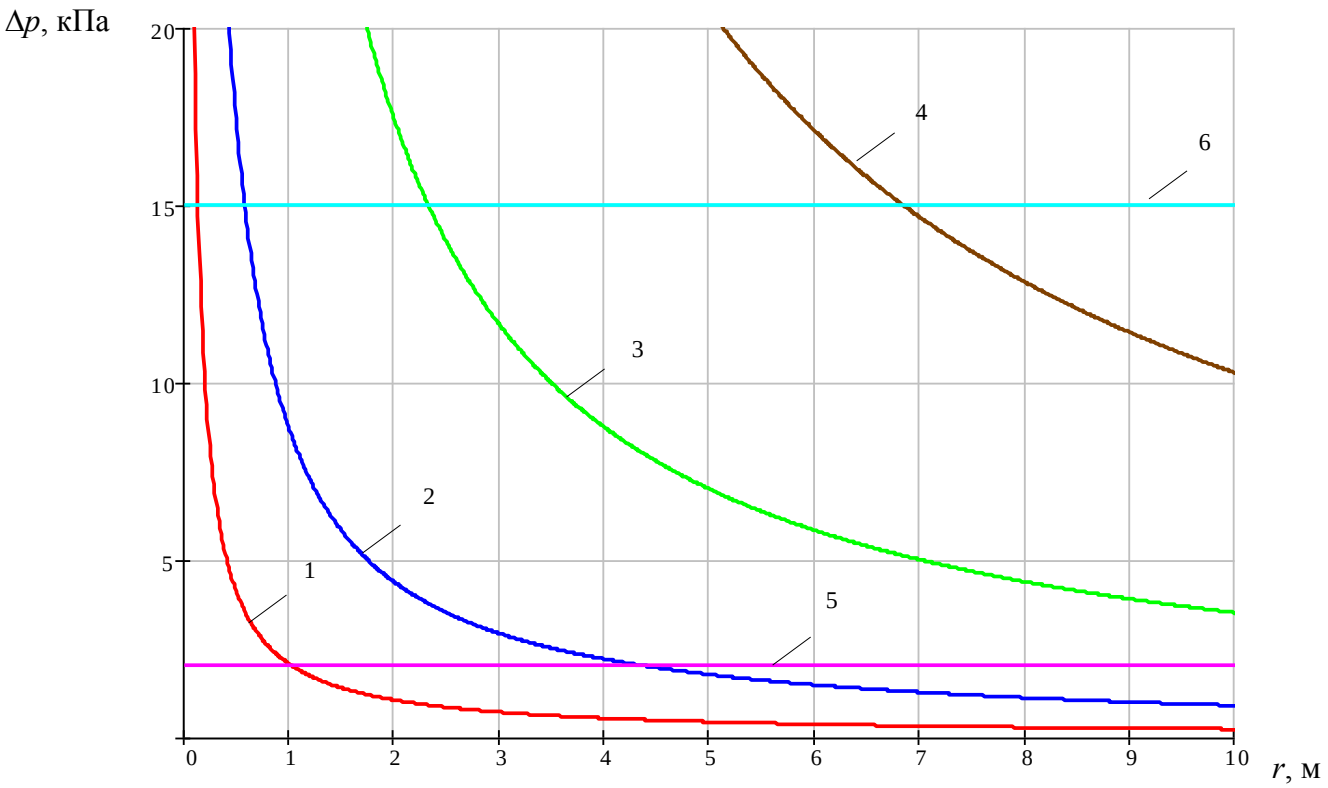


Рисунок 4.10 – Зависимость избыточного давления в УВ от расстояния от центра взрыва при различных загроможденностях окружающего пространства:
1 – *w* = 17 м/с (свободное пространство); *2* – *w* = 35м/с (среднезагроможденное пространство); *3* – *w* = 70 м/с (сильно загроможденное пространство);
4 – *w* = 120 м/с (сильно загроможденное протяженное пространство);
5 – критическое значение избыточного давления в УВ, равное 2 кПа;
6 – критическое значение избыточного давления в УВ, равное 15 кПа

Из полученной зависимости видно, что загромождение пространства, в результате которого возрастают скорости протекания реакции горения, приводит к значительному росту избыточного давления в УВ.

Аналогичные зависимости могут быть получены для различных значений исходных параметров. На основании изложенного подхода были получены эмпирические формулы для расчета безопасного расстояния для рассматриваемых объектов при дефлаграционном сгорании облака метановоздушной смеси в зависимости от количества выбрасываемого газа, которые представлены в табл. 4.2. Также полученные зависимости в графическом виде представлены на рис. 4.11.

Таблица 4.2

Объект, подвергающийся воздействию УВ, $\Delta P_{кр}$, кПа	Конфигурация окружающего пространства, скорость горения смеси метана с воздухом, w, м/с	Безопасное расстояние, $R_{БЕЗ}$, м
Персонал предприятия, члены пожарного команды $\Delta P_{кр} = 2$ кПа	Свободное пространство w = 17 м/с	$R_{БЕЗ} = 0{,}475 \cdot V^{1/3}$
	Среднезагроможденное пространство w = 35 м/с	$R_{БЕЗ} = 2{,}02 \cdot V^{1/3}$
	Сильно загроможденное пространство w = 70 м/с	$R_{БЕЗ} = 8{,}09 \cdot V^{1/3}$
	Сильно загроможденное протяженное пространство w = 120 м/с	$R_{БЕЗ} = 23{,}5 \cdot V^{1/3}$
Здания, сооружения, наружные установки $\Delta P_{кр} = 15$ кПа	Свободное пространство w = 17 м/с	$R_{БЕЗ} = 0{,}064 \cdot V^{1/3}$
	Среднезагроможденное пространство w = 35 м/с	$R_{БЕЗ} = 0{,}272 \cdot V^{1/3}$
	Сильно загроможденное пространство w = 70 м/с	$R_{БЕЗ} = 1{,}08 \cdot V^{1/3}$
	Сильно загроможденное протяженное пространство w = 120 м/с	$R_{БЕЗ} = 3{,}156 \cdot V^{1/3}$

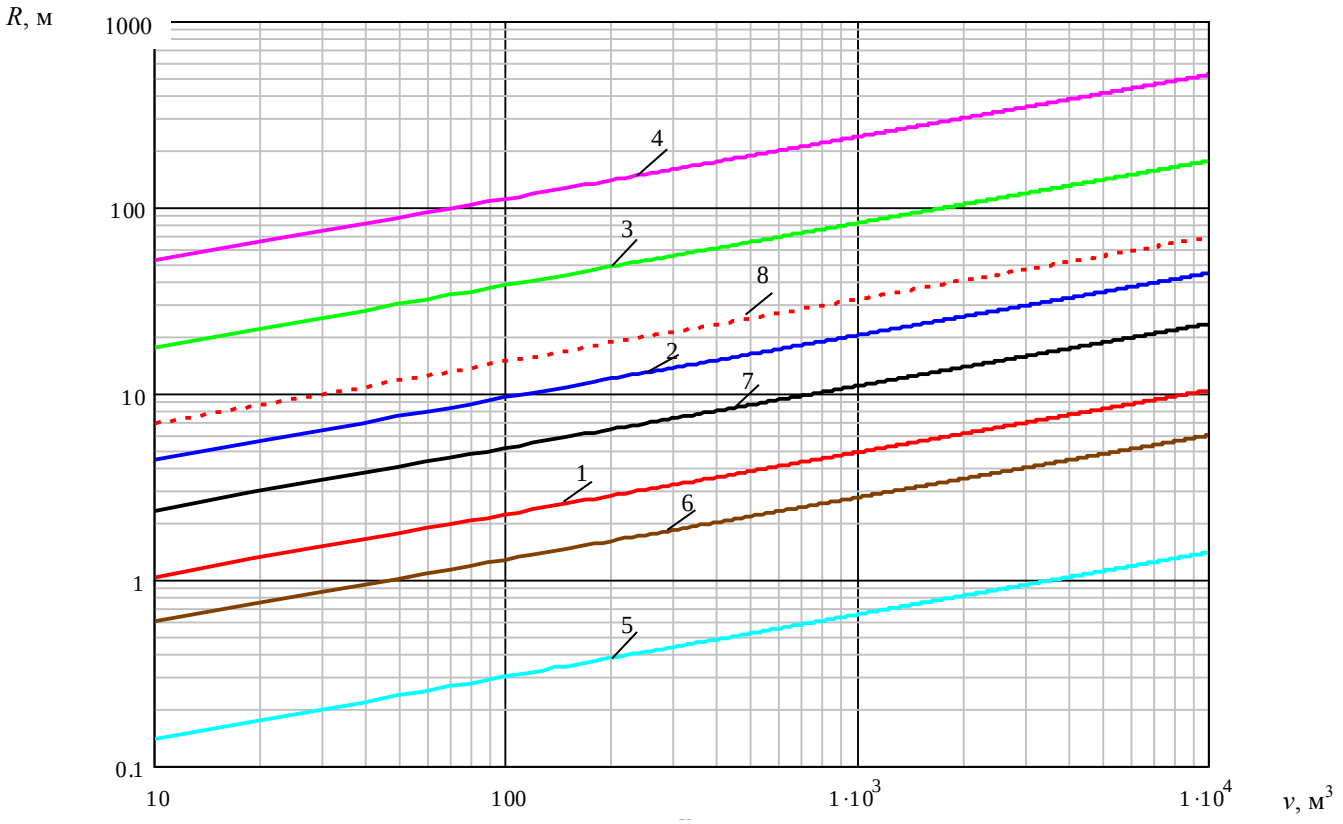


Рисунок 4.11 – Зависимость безопасного расстояния для рассматриваемых объектов от объема, высвободившегося в результате аварии метана, где:

1, 2, 3, 4 – безопасные расстояния для людей при видимых скоростях горения смеси метана с воздухом, 17; 35; 70 и 120 м/с, соответственно;

5, 6, 7, 8 – безопасные расстояния для зданий и сооружений при видимых скоростях горения смеси метана с воздухом, 17; 35; 70 и 120 м/с, соответственно;

v – объем высвободившегося в результате аварии метана, м^3

В общем виде, для разных горючих веществ и условий развития аварийной ситуации, данные зависимости для определения безопасного расстояния для рассматриваемых объектов можно представить следующим образом:

$$R_{БЕЗ} = \frac{0{,}0017 \cdot \gamma \cdot (\sigma - 1) \cdot w^2}{\sigma \cdot (1 + \frac{w}{344}) \cdot \Delta P_{КР}} \cdot (\frac{Hc \cdot V}{C_{СТ}})^{1/3}, \quad (4.15)$$

где $\Delta P_{КР}$, кПа – критическое значение избыточного давления для рассматриваемого объекта; γ – показатель адиабаты газа; σ – степень расширения продуктов сгорания; $W, м/с$ – видимая скорость горения; H_C, МДж/кг – низшая теплота сгорания газа; $V, м^3$ – объем горючего вещества, высвободившегося в результате разгерметизации оборудования.

На рис.4.12 представлены результаты расчетов по формуле (4.15) для разных горючих веществ, основные характеристики которых представлены в табл. 4.3 [20]. Скорость горения принималась w = 35 м/с (среднезагроможденное пространство).

Таблица 4.3

Горючее вещество	Метан – CH_4	Водород – H_2	Пропан – C_3H_8
Показатель адиабаты газа, γ при 0 ºС и 101,3 кПа	1,32	1,41	1,138
Степень расширения продуктов сгорания, σ	7,44	7,0	7,9
Низшая теплота сгорания, Hc, МДж/кг	50	120	43,6
Стехиометрическая концентрация, % об.	9,4	29,6	4,03

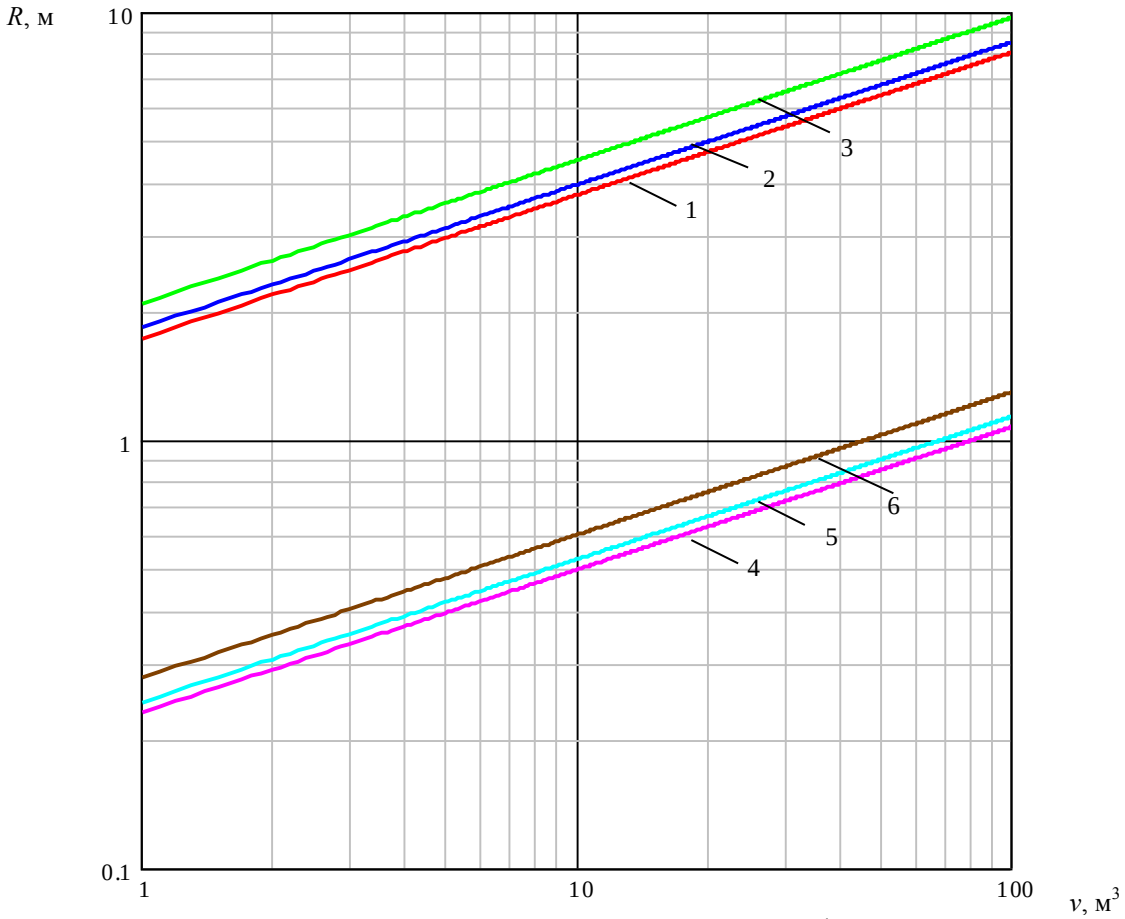


Рисунок 4.12 – Зависимость безопасного расстояния при дефлаграционном сгорании облаков смесей различных газов с воздухом в среднезагроможденном пространстве, где:
1 – безопасное расстояние, м, для человека при сгорании смеси метана с воздухом;
2 – безопасное расстояние, м, для человека при сгорании смеси водорода с воздухом;
3 – безопасное расстояние, м, для человека при сгорании смеси пропана с воздухом;
4 – безопасное расстояние, м, для зданий и сооружений при сгорании смеси метана с воздухом;
5 – безопасное расстояние, м, для зданий и сооружений при сгорании смеси водорода с воздухом;
6 – безопасное расстояние, м, для зданий и сооружений при сгорании смеси пропана с воздухом

Как видно из результатов расчетов, при реализации дефлаграционного режима сгорания газопаровоздушных облаков избыточное давление в УВ достигает значительных величин только непосредственно вблизи источника зажигания и, следовательно, безопасные расстояния не велики. Значительный рост избыточного давления в УВ по сравнению с дефлаграцией происходит в том случае, если сгорание облака газопаровоздушной смеси происходит в детонационном режиме.

Режим детонации.

Избыточное давление в УВ при детонационном режиме сгорания газопаровоздушного облака определяется по формуле [3]:

$$\Delta P = P_0 \cdot (0.8 \cdot \frac{m_S^{0.33}}{r} + 3 \cdot \frac{m_S^{0.66}}{r^2} + 5 \cdot \frac{m_S}{r^3}) \quad , \qquad (4.16)$$

где ΔP,кПа – избыточное давление в ударной волне; $P_{0,}$ кПа – атмосферное давление (принимается равным 101,3 кПа); r , м – расстояние от центра взрыва; m_S, кг – приведенная масса газа или пара.

Приведенная масса газа или пара определяется по следующей зависимости [2]:

$$m_S = m \cdot Z \cdot \frac{H_C}{H_0} \qquad (4.17)$$

где m, кг – масса горючих газов или паров, поступивших в результате аварии в окружающее пространство; Z – коэффициент участия горючего газа или пара во взрыве, значение которого допускается принимать равным 0,1 (при соответствующем обосновании допускается уменьшать Z не более, чем до 0,02); H_C, Дж/кг – удельная теплота сгорания газа или пара; H_0 – константа, равная $4{,}52 \cdot 10^6$Дж/кг.

В качестве примера на рис. 4.13 представлены результаты расчета зависимости избыточного давления в ударной волне от расстояния до объекта при дефлаграционном сгорании облака метановоздушной смеси.

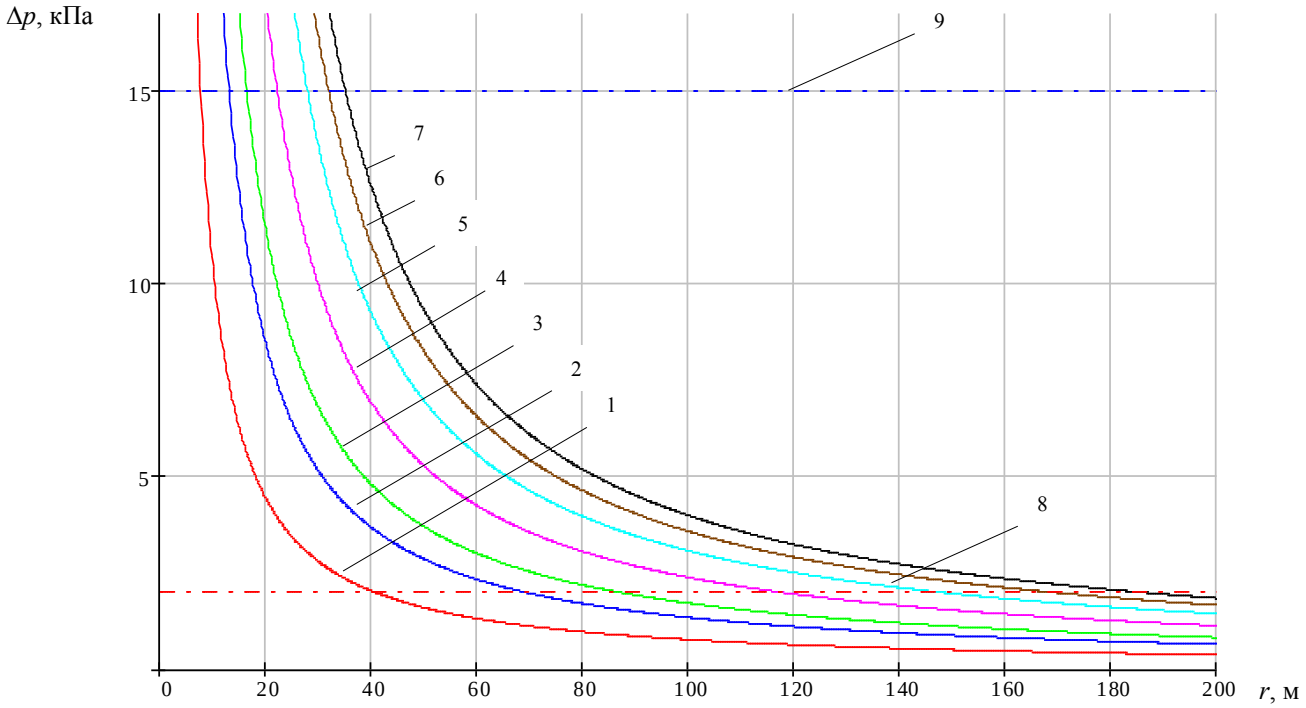


Рис.4.13. Зависимость избыточного давления в ударной волне от расстояния до объекта, при детонационном сгорании облака метановоздушной смеси:
1 – при объеме высвободившегося метана *V*= 1 м^3;
2 – при объеме высвободившегося метана *V*= 5 м^3;
3 – при объеме высвободившегося метана *V*= 10 м^3;
4 – при объеме высвободившегося метана *V*= 25 м^3;
5 – при объеме высвободившегося метана *V*= 50 м^3;
6 – при объеме высвободившегося метана *V*= *75 м*^{3};
7 – при объеме высвободившегося метана *V*= 100 м^3;
8 – критическое значение избыточного давления в УВ, равное 2 кПа;
9 – критическое значение избыточного давления в УВ, равное 15 кПа

На основании проведенных расчетов можно получить для оценки безопасного расстояния для рассматриваемых объектов при реализации детонационного режима сгорания облака метановоздушной смеси выражения, представленные в табл. 4.4.

Таблица 4.4

Объект, подвергающийся воздействию УВ, Δ*P*кр, кПа	Безопасное расстояние, $R_{БЕЗ}$, м
Персонал предприятия, члены пожарного команды Δ*P*кр = 2 кПа	$R_{БЕЗ} = 86{,}6 \cdot V^{1/3}$
Здания, сооружения, наружные установки Δ*P*кр = 15 кПа	$R_{БЕЗ} = 16{,}4 \cdot V^{1/3}$

Также в работе были получены зависимости $R_{БЕЗ}(V)$ при сгорании водорода и пропана, которые представлены в табл. 4.5.

Таблица 4.5

Объект, подвергающийся воздействию УВ, ΔPкр, кПа	Горючее вещество	Безопасное расстояние, м
Персонал предприятия, члены пожарного команды ΔPкр = 2 кПа	Водород	$R_{БЕЗ} = 27{,}15 \cdot V^{1/3}$
	Пропан	$R_{БЕЗ} = 55{,}2 \cdot V^{1/3}$
Здания, сооружения, наружные установки ΔPкр = 15 кПа	Водород	$R_{БЕЗ} = 5{,}12 \cdot V^{1/3}$
	Пропан	$R_{БЕЗ} = 10{,}44 \cdot V^{1/3}$

Графически полученные зависимости для расчета безопасных расстояний представлены на рис. 4.14.

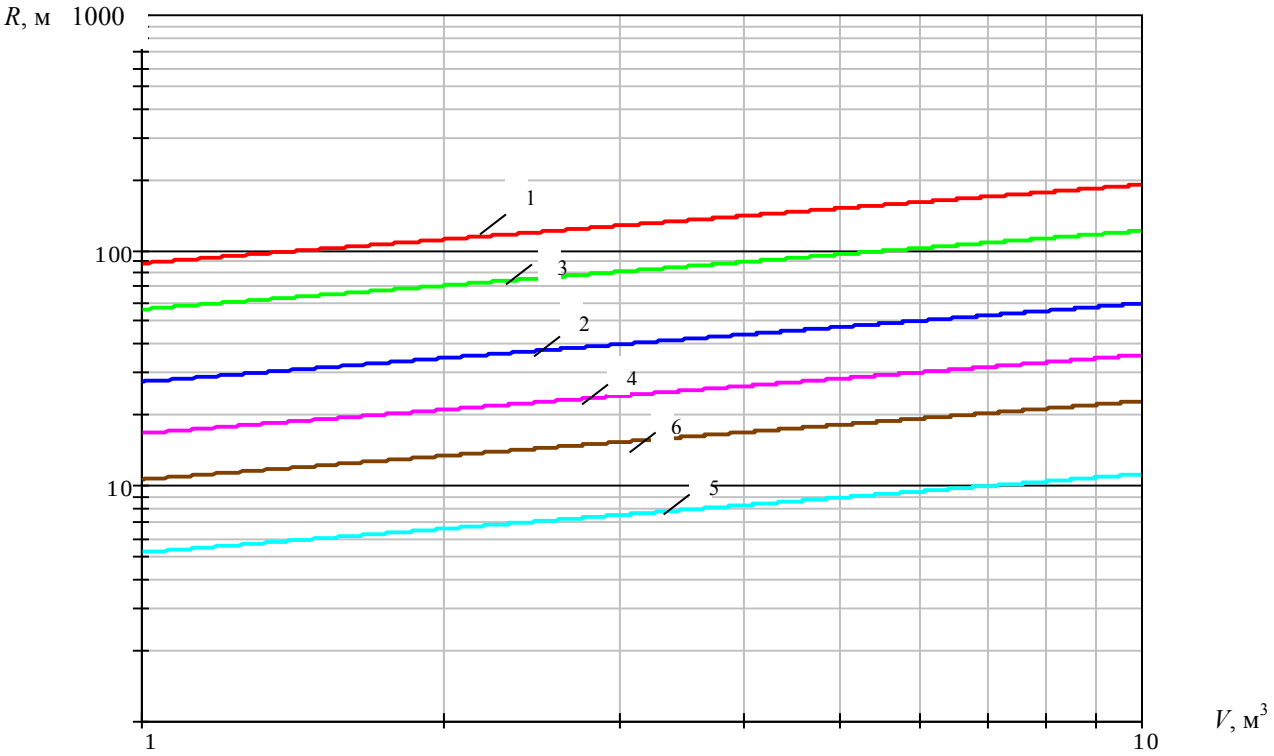


Рисунок 4.14 – Зависимость безопасного расстояния для рассматриваемых объектов при сгорании облаков смесей различных газов с воздухом:
1 – безопасное расстояние, м, для человека при сгорании смеси метана с воздухом;
2 – безопасное расстояние, м, для человека при сгорании смеси водорода с воздухом;
3 – безопасное расстояние, м, для человека при сгорании смеси пропана с воздухом;
4 – безопасное расстояние, м, для здания или сооружения при сгорании смеси метана с воздухом;
5 – безопасное расстояние, м, для здания или сооружения при сгорании смеси водорода с воздухом; *6* – безопасное расстояние, м, для здания или сооружения при сгорании смеси пропана с воздухом

4.3 Определение безопасных расстояний при воздействии теплового излучения

Ниже представлены основные результаты расчетов интенсивности теплового излучения при реализации различных аварийных ситуаций и инженерные формулы для оценки безопасных расстояний при воздействии теплового излучения на людей, здания, сооружения и наружные установки.

4.3.1 Пожар пролива

Одним из важных параметров, определяющих масштаб аварии, безопасные расстояния и время существования опасной ситуации при пожарах пролива, является площадь разлития жидкостей из поврежденного оборудования.

Наибольшая площадь разлития достигается при мгновенном проливе жидкости на неограниченную горизонтальную поверхность. Мгновенным считают пролив, при котором время истечения жидкости из сосуда меньше времени ее растекания на поверхности.

Поведение жидкостей разных типов при мгновенных проливах было подробно рассмотрено в разделе 2.2 данного отчета.

Ниже представлены результаты расчетов радиусов растекания жидкостей по методикам разных авторов.

Расчетные зависимости для определения радиуса и времени растекания сжиженного природного газа (СПГ) приведены в табл. 4.6.

Таблица 4.6

	Сущность подхода	Формула для радиуса растекания, r	Формула для времени растекания, t	Лит-ра
1	Образование слоя льда под СПГ. Линейное изменение температуры по толщине льда от $T_{кип}$ для СПГ до 0°С	$6{,}33V_0^{5/12}$	$10{,}82\ V_0^{1/3}$	[4]
2	То же, но пренебрегается теплом при охлаждении льда	$10{,}9V_0^{5/12}$	$31{,}8\ V_0^{1/3}$	[5]
3	Вследствие турбулентности лед не образуется. Используется экспериментально измеренный тепловой поток при испарении СПГ 100 кВт/м^2	$8{,}47V_0^{3/8}$	$19{,}25V_0^{1/4}$	[5]
4	Лед не образуется. Приравниваются интеграл во времени потока испарения и пролитая масса	$3{,}34 \cdot \left({V_0^{3/8}}/{a^{1/8}} \right)$	$0{,}62 \cdot \left({V_0^{1/4}}/{a^{1/2}} \right)$	[5]
5	Приравниваются гравитационная движущая сила и инерционная сила сопротивления	$1{,}23 \cdot \left({V_0^{3/8}}/{a^{1/4}} \right)$	$0{,}44 \cdot \left({V_0^{1/4}}/{a^{1/2}} \right)$	[6]

Примечание: a – скорость регрессии уровня жидкости вследствие испарения. В расчетах принималось a = 0,4 мм/с [7]. V_0 – объем пролитой жидкости, м^3.

Также были произведены расчеты площади растекания для сжиженных углеводородных газов.

Для СУГ площадь пролива на горизонтальную неограниченную поверхность определяется с помощью соотношения [2]:

$$F = k_V \cdot V, \qquad (4.18)$$

где V – объем пролитой жидкой фазы, л; k_V коэффициент, равный 0,15 м^2 на 1 л пролитого продукта.

Результаты расчетов представлены на рис. 4.15.

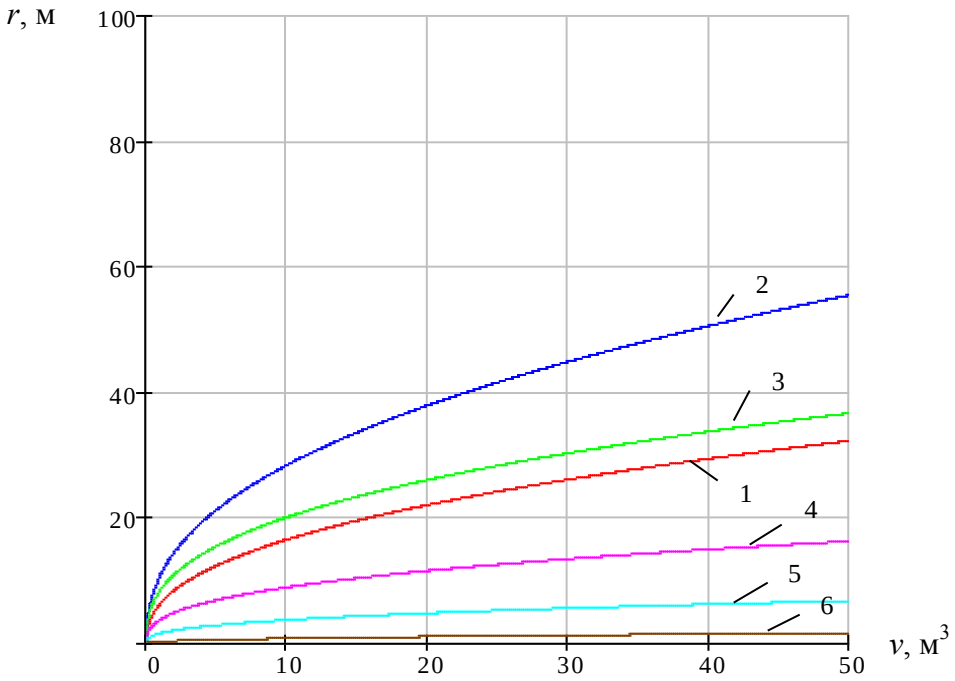


Рис. 4.15. Зависимость радиуса растекания на горизонтальную поверхность от объема пролитой жидкости:

1, 2, 3, 4, 5 – радиусы растекания жидкости на горизонтальную поверхность, м, рассчитанные по методикам из табл. 2.5, соответственно пп. 1–5;

6 – радиус растекания СУГ на горизонтальную поверхность, м

Для расчета скорости выгорания в данной работе использовалось следующее выражение [1]:

$$\dot{m} = 1{,}25 \cdot 10^{-6} \rho \frac{\Delta Hcomb}{\Delta H_{vap}} \qquad (4.19)$$

где ρ – плотность жидкости при начальной температуре T_0; ΔH_{comb} – теплота сгорания; ΔH_{vap} – теплота парообразования; величину $\dot{m}$, кг/м^{2}с допускается принимать равной [2]:

- для бензина -– 0,06;
- для СУГ – 0,10;
- для СПГ – 0,08;
- для дизельного топлива – 0,04.

Для оценки интенсивности теплового воздействия на разных расстояниях от пролива, определения безопасных расстояний для оборудования и людей необходимо знать размер пламени над пролитой жидкостью. Высоту пламени с

достаточной степенью точности можно определить по известной формуле Томаса [8,9]:

$$\frac{H_f}{D} = 42 \cdot [\frac{\dot{m}}{\rho\sqrt{gD}}]^{0,61} \quad (4.20)$$

где H_f – высота пламени, м; D – диаметр пролива, м; $\dot{m}$ – скорость выгорания, кг/м^{2}с; ρ – плотность окружающего воздуха, кг/м^3; g – ускорение свободного падения, м/с^2.

Интенсивность теплового излучения q, кВт/м^2 определялась по формуле из [3], которая также встречается во многих других источниках:

$$q = E_f \cdot F_q \cdot \tau, \quad (4.21)$$

где E_f – среднеповерхностная интенсивность теплового излучения пламени, кВт/м^2; F_q – угловой коэффициент облученности; τ – коэффициент пропускания атмосферы.

Результаты расчета интенсивности теплового излучения в зависимости от расстояния от центра пролива СПГ(метан) представлены на рис. 4.16. Результаты расчетов для СУГ (пропан-бутан) и водорода (H_2) представлены на рис. 4.17 и 4.18.

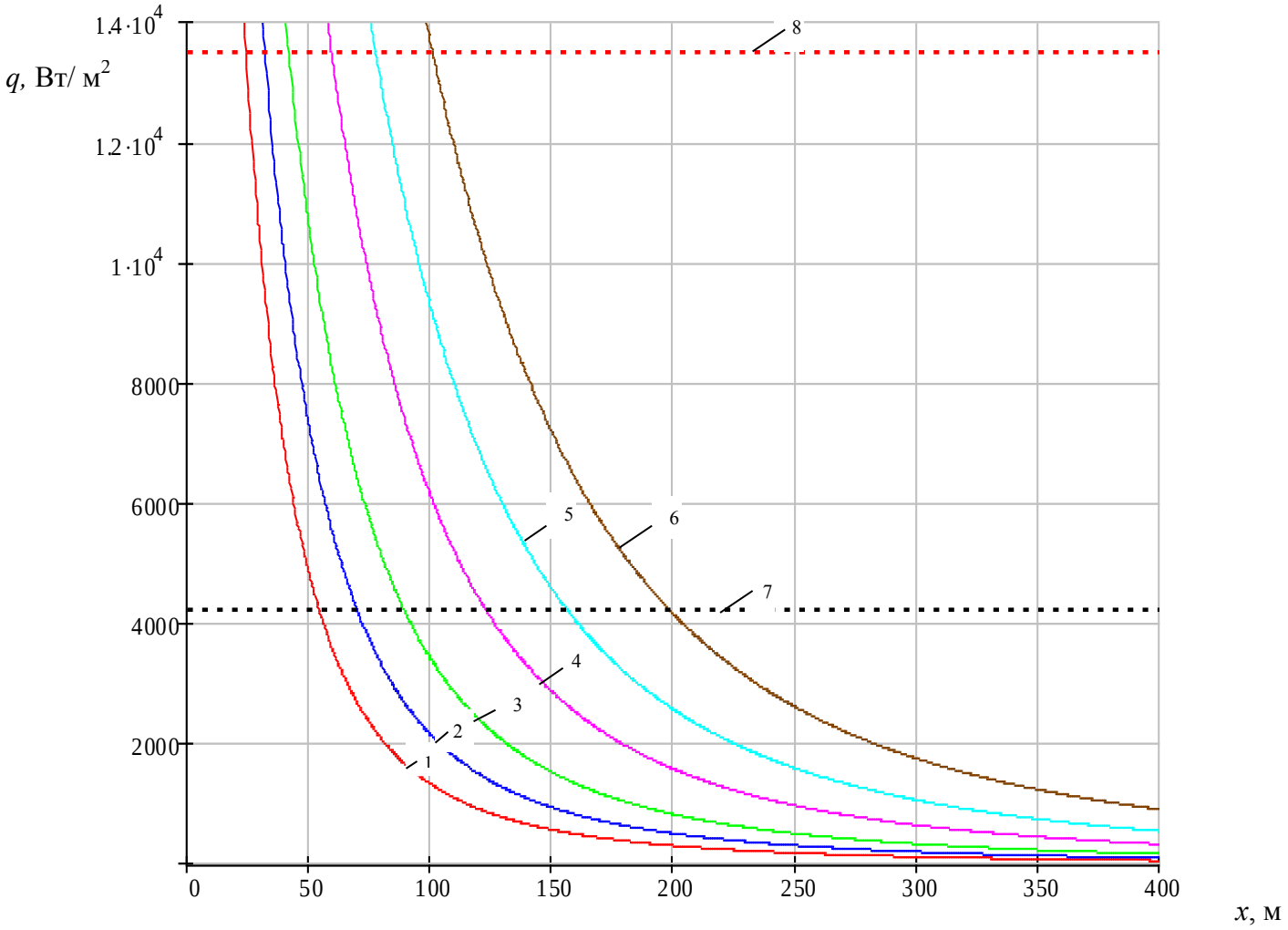


Рисунок 4.16 – Интенсивность теплового излучения на расстоянии *x*, м от пожара пролива СПГ:
1 – пролив 5 м^3 СПГ; *2* – пролив 10 м^3 СПГ; *3* – пролив 20 м^3 СПГ; *4* – пролив 50 м^3 СПГ;
5 – пролив 100 м^3 СПГ; *6* – пролив 200 м^3 СПГ;
7– пороговое значение интенсивности теплового излучения для человека, равное 4,2 кВт/м^2;
8 – пороговое значение интенсивности теплового излучения для зданий, сооружений,
равное 13,5 кВт/м^2

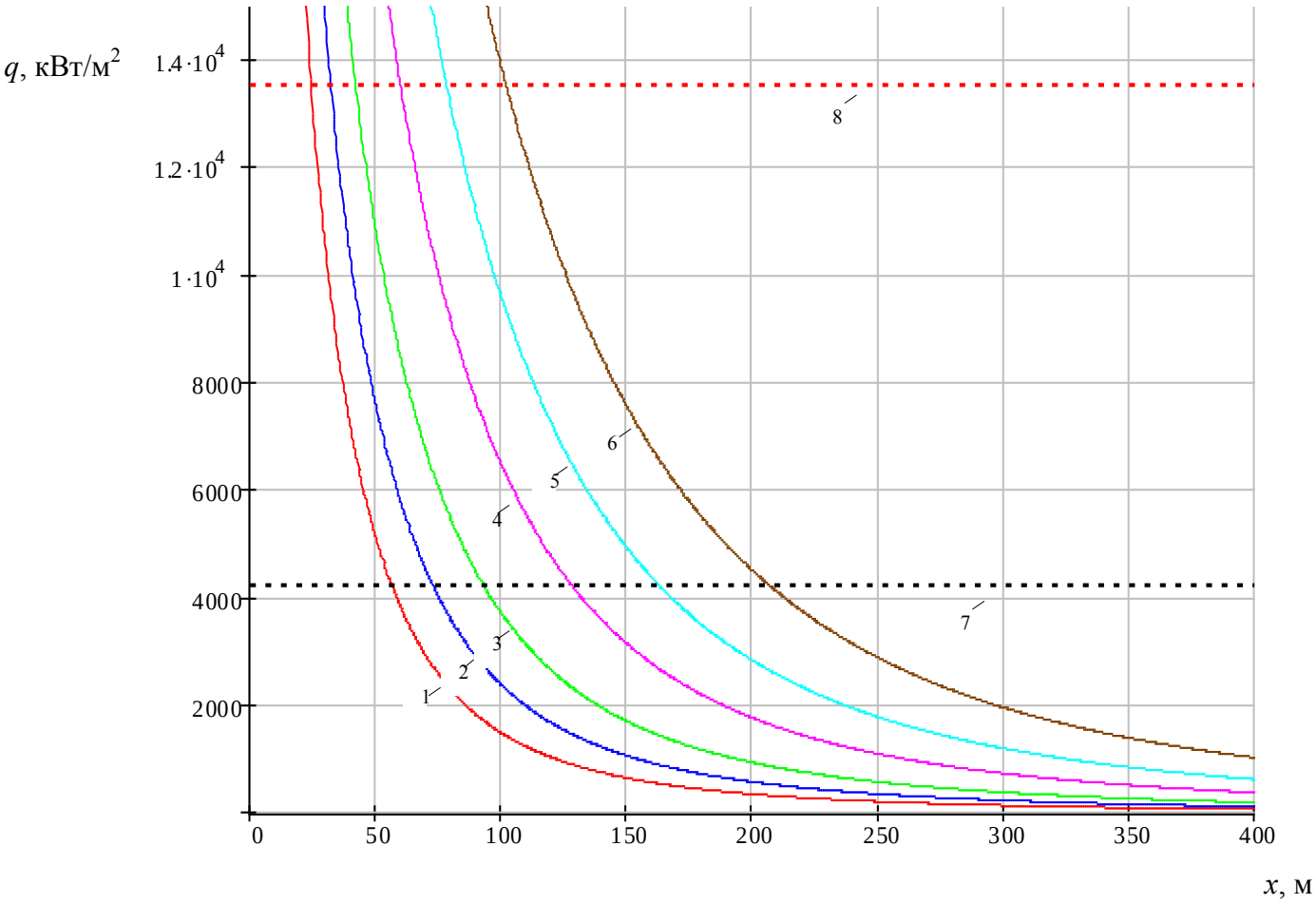


Рисунок 4.17 – Интенсивность теплового излучения на расстоянии *x, м* от пожара пролива СУГ:

1– интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 5 м^3 СУГ;

2 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 10 м^3 СУГ;

3 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 20 м^3 СУГ;

4 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 50 м^3 СУГ;

5 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 100 м^3 СУГ;

6 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 200 м^3 СУГ;

7– пороговое значение интенсивности теплового излучения для человека, равное 4,2 кВт/м^2;

8 – пороговое значение интенсивности теплового излучения для зданий, сооружений, равное 13,5 кВт/м^2

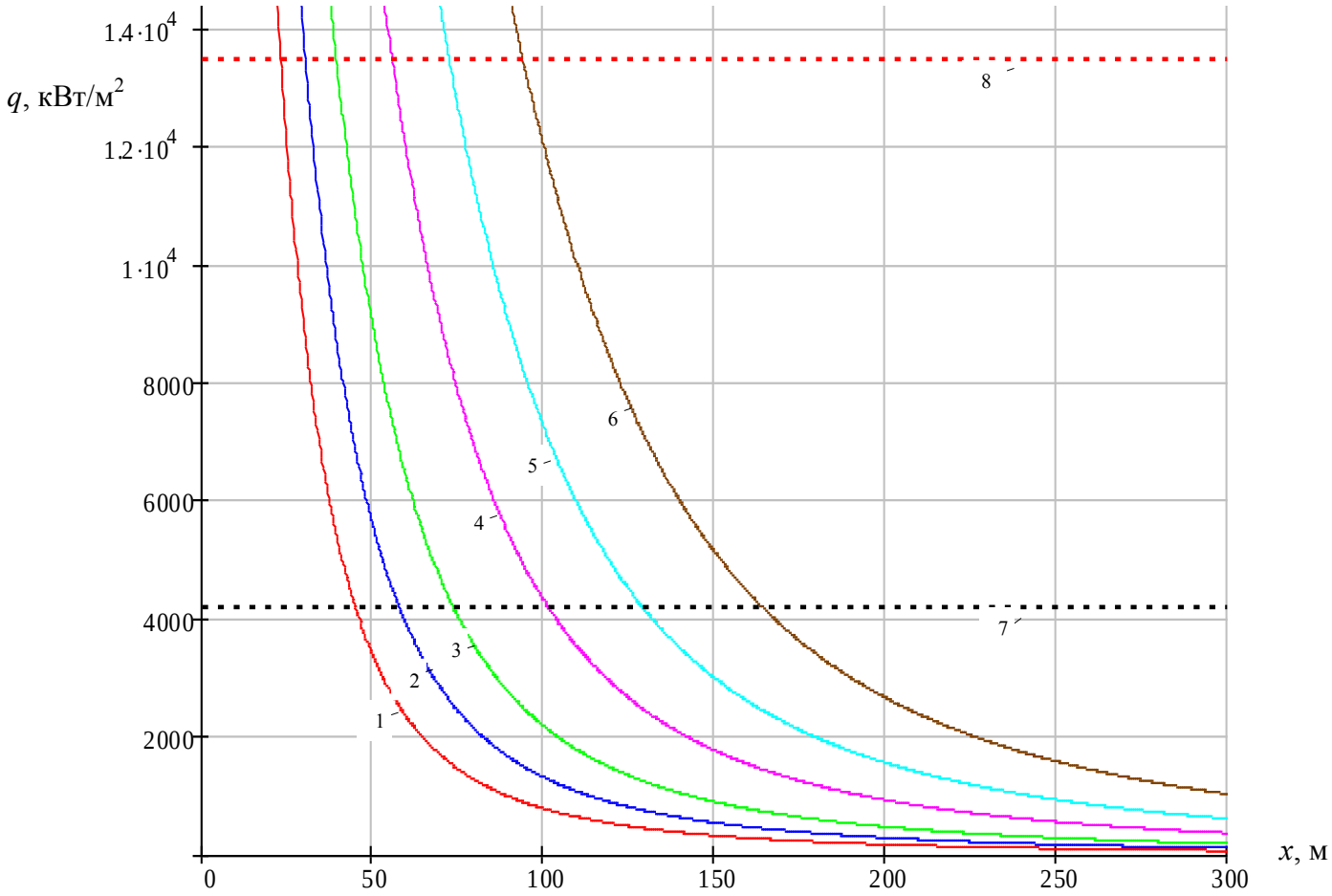


Рисунок 4.18 – Интенсивность теплового излучения на расстоянии *x, м* от пожара пролива жидкого водорода:
1– интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 5 м^3 жидкого водорода;
2 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 10 м^3 жидкого водорода;
3 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 20 м^3 жидкого водорода;
4 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 50 м^3 жидкого водорода;
5 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 100 м^3 жидкого водорода;
6 – интенсивность теплового излучения, Вт/м^2 от пожара пролива 200 м^3 жидкого водорода;
7– пороговое значение интенсивности теплового излучения для человека, равное 4,2 кВт/м^2;
8 – пороговое значение интенсивности теплового излучения для зданий, сооружений, равное 13,5 кВт/м^2

Используя пороговые значения интенсивности теплового излучения, можно получить значение безопасных расстояний для рассматриваемых объектов в зависимости от количества пролитого горючего вещества. Эти зависимости представлены на рис. 4.19. При этом в качестве пороговых значений интенсивности теплового излучения принимались:

- для человека – 4,2 кВт/м^2;

- для зданий, сооружений – 13,5 кВт/м^2.

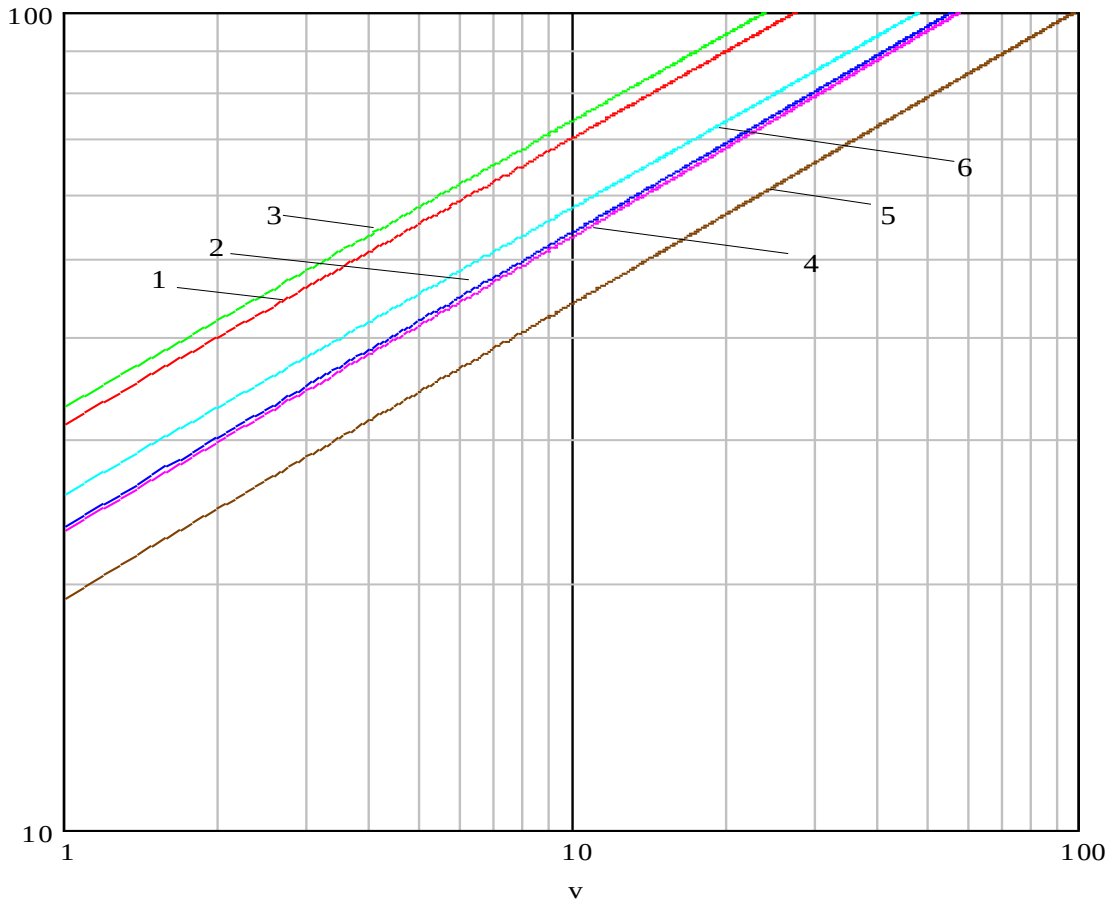


Рисунок 4.19 – Безопасное расстояние для рассматриваемых объектов при пожаре пролива СПГ, СУГ и водорода в зависимости от количества пролитого:
1 – безопасное расстояние для человека при пожаре пролива СПГ, м;
2 – безопасное расстояние для зданий, сооружений, при пожаре пролива СПГ, м;
3 – безопасное расстояние для человека при пожаре пролива СУГ, м;
4 – безопасное расстояние для зданий, сооружений, при пожаре пролива СУГ, м;
5 – безопасное расстояние для зданий, сооружений, при пожаре пролива водорода, м;
6 – безопасное расстояние для человека при пожаре пролива водорода, м;
V, м^3 – объем пролитого горючего в результате аварии

В виде инженерных формул данные зависимости представлены в табл.4.7

Таблица 4.7

Объект, подвергающийся воздействию УВ, $\Delta P_{кр}$, кПа	Безопасное расстояние при пожаре пролива СПГ (метан), м	Безопасное расстояние при пожаре пролива СУГ (пропан-бутан), м	Безопасное расстояние при пожаре пролива водорода, м
Персонал предприятия, члены пожарной команды $q_{кр}$ = 4,2 кВт/м^2	$R_{БЕЗ} = 31{,}36 \cdot V^{0{,}35}$	$R_{БЕЗ} = 32{,}9 \cdot V^{0{,}35}$	$R_{БЕЗ} = 25{,}76 \cdot V^{0{,}35}$
Здания, сооружения, наружные установки $q_{кр}$ = 13,5 кВт/м^2	$R_{БЕЗ} = 13{,}129 \cdot V^{0.387}$	$R_{БЕЗ} = 13{,}175 \cdot V^{0{,}387}$	$R_{БЕЗ} = 12{,}6 V^{0{,}376}$

4.3.2 Огненный шар

Для определения такого параметра, как диаметр огненного шара в настоящей работе были проанализированы зависимости разных авторов, представленные в табл. 4.8.

Таблица 4.8

№ п/п	Формула для расчета диаметра огненного шара	Литература
1	$D = 5{,}25\ m^{0{,}314}$	[12]
2	$D = 6{,}24\ m^{1/3}$	[13,14]
3	$D = 5{,}8\ m^{1/3}$	[2]
4	$D = 6{,}2\ m^{0{,}32}$	[15]
5	$D = 6{,}28\ m^{1/3}$	[16,17]
6	$D = 5{,}5\ m^{1/3}$	[10]
7	$D = 6{,}95\ m^{1/3}$	[18]

Анализ экспериментальных данных различных авторов, приведенный в разделе 2.4, позволяет рекомендовать использование формулы:

$$D = 5{,}8 m^{1/3}. \qquad (4.22)$$

Значение длительности существования ОШ весьма важно для оценки его поражающего действия. В разделе 2.4 подробно рассмотрены различные формулы для определения этого параметра.

Анализ графиков, представленных в разделе 2.4, показывает, что для определения времени существования ОШ можно для масс горючего менее 100 кг пользоваться формулой

$$t_{\text{в}} \approx 1{,}1 m^{0{,}1}\,, \tag{4.23}$$

а для больших масс ОШ

$$t_{\text{в}} \approx 0{,}45 m^{1/3}. \tag{4.24}$$

Расчет интенсивности теплового излучения от ОШ производился по формуле [2]:

$$q = E_f \cdot F_q \cdot \tau\,. \tag{4.25}$$

Величина E_f определяется на основе имеющихся экспериментальных данных. Допускается для горючей жидкости или сжиженного газа принимать $E_f = 450$ кВт/м^2.

Значение видового фактора F_q определяется по формуле:

$$F_q = \frac{\dfrac{H}{D_S} + 0.5}{4 \cdot ((H/D_S + 0.5)^2 + (r/D_S)^2)^{1.5}}\,, \tag{4.26}$$

где H – высота центра огненного шара, м; D_S – эффективный диаметр огненного шара, м; r – расстояние от облучаемого объекта до точки на поверхности земли непосредственно под центром огненного шара, м.

Коэффициент пропускания атмосферы τ для огненного шара рассчитывается по формуле:

$$\tau = \exp\left[-7.0 \cdot 10^{-4} \cdot (\sqrt{r^2 + H^2} - D_S/2)\right]. \tag{4.27}$$

Результаты расчетов интенсивности теплового излучения ОШ представлены на рис. 4.20.

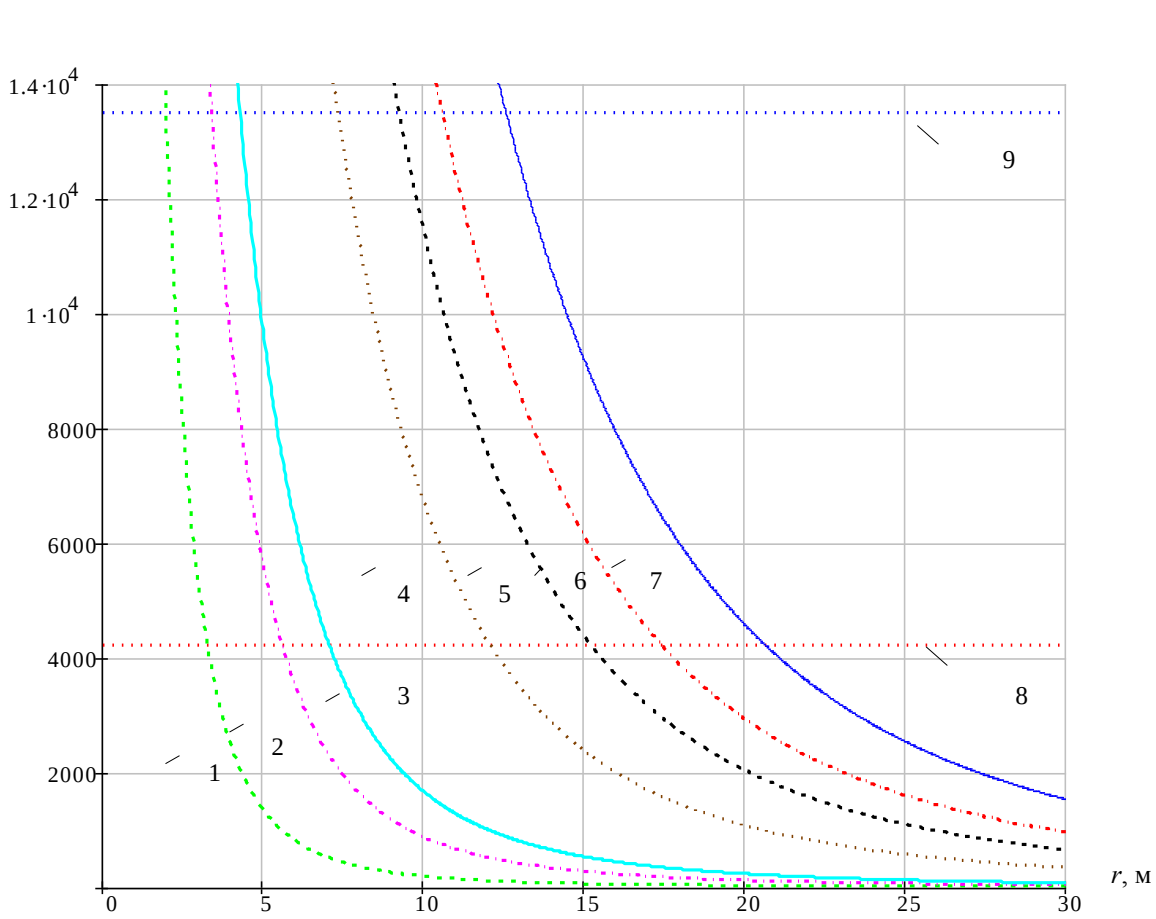


Рисунок 4.20 – Зависимость интенсивности теплового излучения огненного шара на расстоянии *r* от точки на поверхности земли непосредственно под центром огненного шара:
1 – масса горючего *m*=0,1 кг; *2* – *m* = 0,5 кг; *3* – *m* = 1 кг; *4* – *m* = 5 кг; *5* – *m* = 10 кг; *6* – *m* = 15 кг; *7* – *m* = 25 кг; *8* – критическое пороговое значение интенсивности теплового излучения для человека, равное 4,2 кВт/м^2; *9* – критическое пороговое значение интенсивности теплового излучения для зданий, сооружений и наружных установок, равное 13,5 кВт/м^2

По результатам расчета интенсивности теплового излучения ОШ по методике [2] при использовании критериальных значений были получены упрощенные зависимости безопасных расстояний для человека, а также зданий, сооружений и наружных установок (см. табл. 4.9)

В качестве критериальных значений интенсивности теплового излучения в работе были приняты пороговые значения:

- для человека: 4,2 кВт/м^2;

для зданий, сооружений и наружных установок: 13,5 кВт/м^2.

Таблица 4.9

Объект, подвергающийся воздействию УВ, $\Delta P_{кр}$, кПа	Безопасное расстояние, м
Персонал предприятия, члены пожарной команды $q_{кр}$ = 4,2 кВт/м^2	$R_{БЕЗ} = 7{,}0m^{0{,}332}$
Здания, сооружения, наружные установки $q_{кр}$ = 13,5 кВт/м^2	$R_{БЕЗ} = 4{,}3m^{0{,}332}$

Графически полученные зависимости представлены на рис. 4.21.

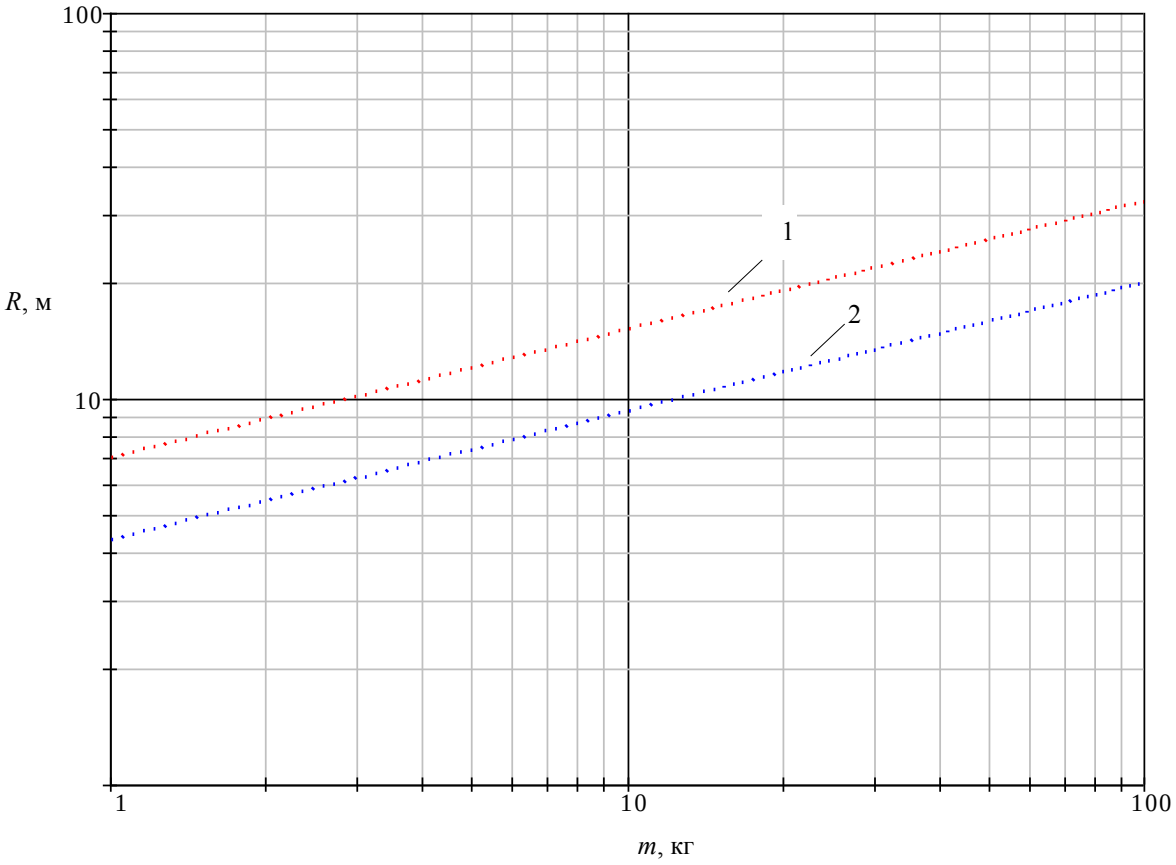


Рисунок 4.21 – Зависимость безопасного расстояния для рассматриваемого объекта при воздействии на него теплового излучения ОШ:
1 – безопасное расстояние для человека, м;
2 – безопасное расстояние для зданий, сооружений и наружных установок, м;
m, кг – масса горючего, высвободившегося в результате аварии

4.4 Определение безопасных расстояний при воздействии высокотемпературных пламен струйных выбросов горючих веществ

В разделе 2.1 данного отчета представлен перечень существующих методик расчета параметров струйного факела.

При рассмотрении вопросов истечения сжатого газа из разгерметизированных трубопроводов различают два режима истечения:

1. докритическое истечение, при условии: $\frac{P_a}{P_v} \geq \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}}$

тогда массовый расход истечения*G, кг/с* определяется следующим образом:

$$G = A_{hol} \cdot \mu \cdot \left[P_v \cdot \rho_v \cdot \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1}\right) \cdot \left(\frac{P_a}{P_v}\right)^{2/\gamma} \cdot \left(1 - \left(\frac{P_a}{P_v}\right)^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}\right)\right]^{1/2}. \quad (4.28)$$

2. критическое истечение, при условии: $\frac{P_a}{P_v} \prec \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}}$

тогда массовый расход истечения *G, кг/с* определяется следующим образом:

$$G = A_{hol} \cdot \mu \cdot \left[P_v \cdot \rho_v \cdot \gamma \cdot \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1}\right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}\right]^{1/2}, \quad (4.29)$$

где P_a, Па – атмосферное давление; *Pv*, Па – давление газа в аппарате; γ – показатель адиабаты газа; A_{hol}, м^2 – площадь отверстия; μ – коэффициент истечения (0,6–0,8); ρ_V, кг/м^3 – плотность газа в аппарате при давлении *Pv*.

Расчет длины факела газа был произведен по нескольким методикам, подробно о которых говорится в разделе 2.1 данного отчета.

Формулы для расчета длины факела для наиболее распространенных горючих газов [1]:

Для метана: $L = \frac{360 \cdot d}{1 + \frac{30}{U_0}}$, (4.30)

Для водорода: $L = \frac{250 \cdot d}{1 + \frac{100}{U_0}}$, (4.31)

$$\text{Для пропана: } L = \frac{550 \cdot d}{1 + \frac{25}{U_0}}, \tag{4.32}$$

где U_0 – линейная скорость истечения газа, м/с, которую можно определить по следующей зависимости:

$$U_0 = \frac{G}{\rho_V \cdot A_{hol}}, \tag{4.33}$$

здесь G, кг/с – массовый расход истечения, определяемый по формулам 4.28 и 4.29; A_{hol}, м^2 – площадь отверстия; ρ_V, кг/м^3 – плотность газа в аппарате при давлении Pv.

Результаты расчетов по формулам 4.30 – 4.32 представлены на рис. 4.22.

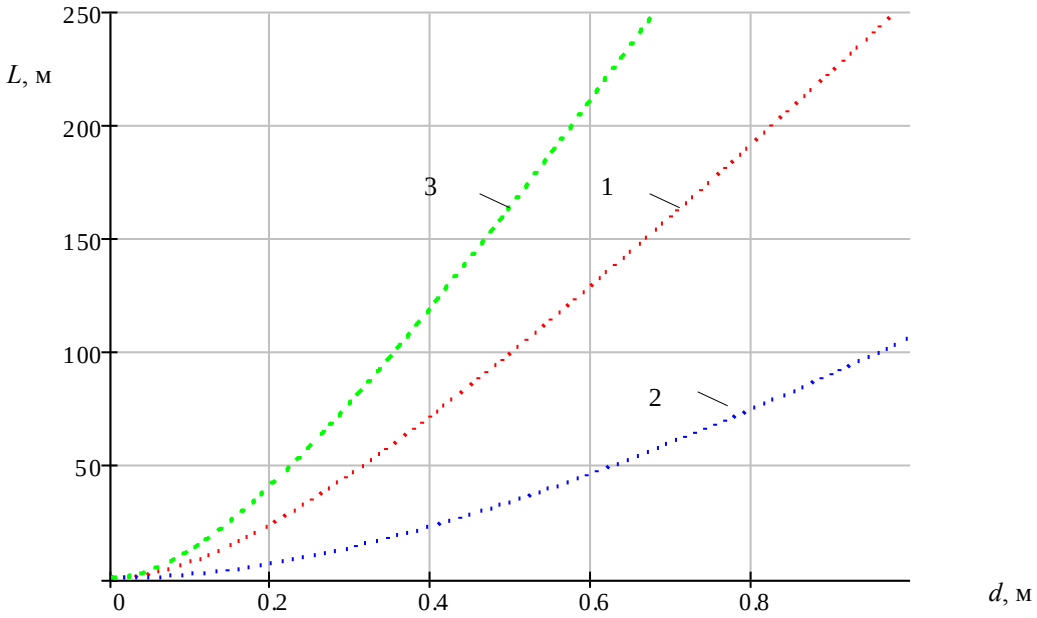


Рисунок 4.22 – Зависимость длины факела газа от диаметра трубопровода *d*, м:
1 – длина факела метана, м; *2* – длина факела водорода, м;
3 – длина факела пропана, м.

В методике [19] для расчета процесса струйного горения газа используется стандартная модель, где длина факела струи газа рассчитывается по формуле:

$$L_{FLAME} = C_{FLAME} \cdot G^{0.4}, \tag{4.34}$$

где L_{FLAME} – длина пламени, м; C_{FLAME} – эмпирическая константа газа; G – массовый расход истечения газа, кг/с.

Значение константы длины факела газа колеблется от 8 до 15. Для пожароопасных углеводородов предлагается принимать его равным 12.

Результаты расчетов представлены на рис. 4.23.

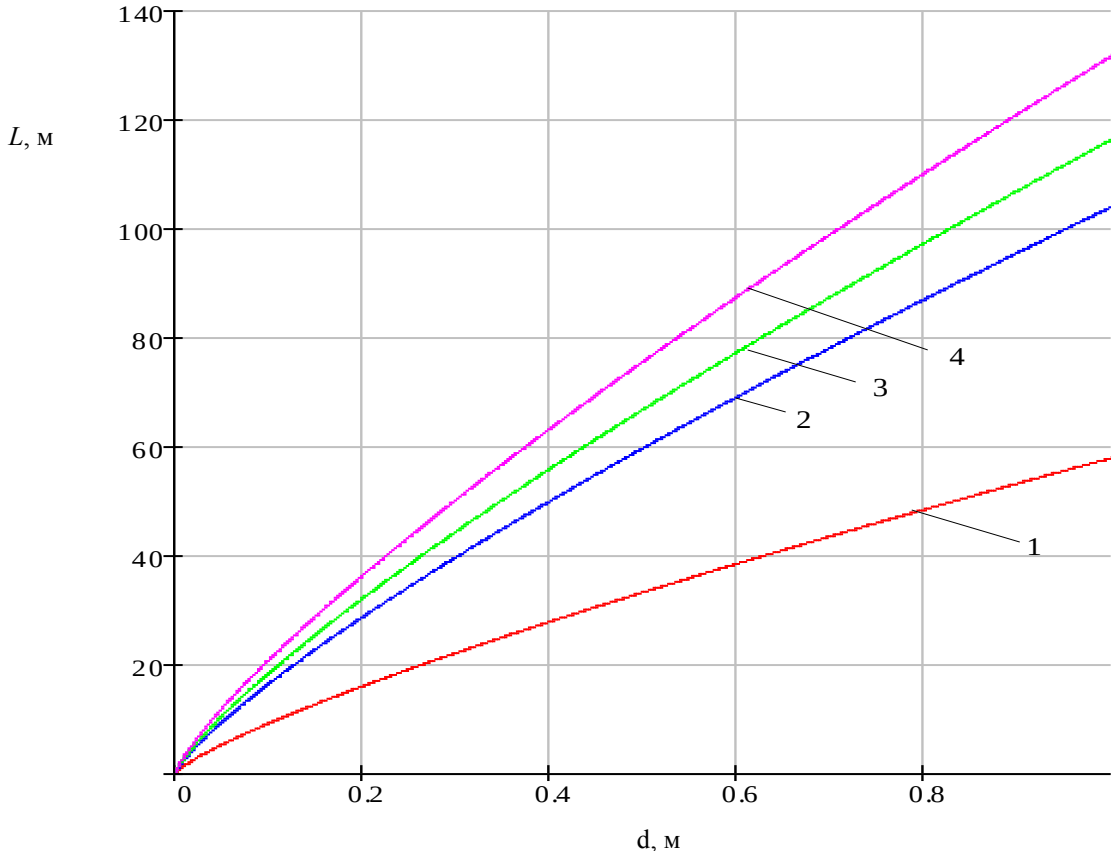


Рисунок 4.23 –Зависимость длины факела метана от диаметра трубопровода:
1 – длина факела газа, м при давлении в трубопроводе *P* = 0,05МПа;
2 – длина факела газа, м при давлении в трубопроводе *P* = 0,3МПа;
3 – длина факела газа, м при давлении в трубопроводе *P* = 0,6МПа;
4 – длина факела газа, м при давлении в трубопроводе *P* = 1,2МПа

Аналогичная методика предлагается в [21], где длина факела углеводородных газов вычисляется по формуле:

$$L_F = k \cdot G^{0.4}, \qquad (4.35)$$

k – коэффициент пропорциональности, принимается равным 12,3.

Размеры факела принимаются независимыми от направления истечения газа. При истечении газа вдоль ограничивающей поверхности (земля, оборудование и т. д.) расчетную длину факела следует увеличить на 25%.

Из всех перечисленных методик в настоящей работе предлагается использовать методику, описанную в [19] и [21], так как она наиболее проста.

Полагая, что интенсивность теплового излучения от факела имеет значения, сравнимые с критериальными лишь непосредственно вблизи пламени, относительно

безопасного расстояния для какого-либо объекта можно предположить, что оно определяется в основном размером зоны контакта пламени с рассматриваемым объектом, и тогда для оценки безопасного расстояния может быть использована формула:

$$R_{\text{БЕЗ}} = L_{\Phi} = 12G^{0,4}. \qquad (4.36)$$

Литература к разделу 4

1. Рекомендации по обеспечению безопасности личного состава и пожарной техники при тушении пожаров и ликвидации последствий аварий, связанных с выбросами высокоэнергетических топлив в окружающее пространство. ВНИИПО, М.:, 1994 г.

2. Специальные технические условия проекта. Анализ риска опасных производственных объектов проекта «Сахалин-II». М.: «Сахалинская Энергия», 2004 г.

3. ГОСТ Р 12.3.047-98. Пожарная безопасность технологических процессов. Общие требования. Методы контроля.

4. James A. Fay, Unusual fire hazard of LNG Tanker spills // Comb. Sci. and Tech. – 1973. – Vol. 7. – pp. 47–49.

5. Otterman B., Analysis of large LNG spills on water. Part 1. Liquid spread and evaporation //Cryogenics. – 1975. – №8. – pp.455–460.

6. Raj P., Kalelkar A., Fire hazard presented by a spreading burning pool of liquefied gas on water // Presented at Comb.Inst. (USA) Western Section meeting. – 1973.

7. Кучер В.М., Меркулов В.А. Скорость выгорания органических жидкостей. Автоматические установки пожаротушения. Сб. трудов ВНИИПО, М., 1985, с. 56–66.

8. Koseki Hiroshi, Combustion properties of large pool fires/ Fire Tech., 1989, 25, №3, pp. 241–255. Перевод в «Проблемы безопасности при чрезвычайных ситуациях», 1990, вып. 2, с. 23–34.

9. Lee F.P/ Loss prevention in process industries, London, Batterworths, 1980, 1316 p.

10. Маршалл В. Основные опасности химических производств. – М.: Мир, 1989. – 671 с.

11. Рачевский Б.С., Сафонов В.С. Взрывопожароопасность при хранении СУГ за рубежом. – Транспорт и хранение нефтепродуктов и углеводородного сырья. – №1. – 1987. – с.16–18.

12. Hasegava K., Sato K., Experimental investigation of the unconfined vapour-cloud explosions of hydrocarbons / Tokio,Tech.Mem. No 12, Fire Research Institute of Japan, 1978

13. Hardee H.D., Lee D.O., Thermal hazard from propane fireballs / Trams. Plann. Technol. 2, 1973, pp. 121–128.

14. Hardee H.D., Lee D.O., Benedick W.B., Thermal hazard from LNG fireballs/Comb.Sci.Tech., 17, 1978, pp.189–197.

15. High R.V., Annals N.Y., Acad.Sci., 152, 1968, pp. 441–451.

16. Fay J.A., Lewis D.H., Unsteady burning of unconfined fuel vapour clouds / 16th Int. Symp. Comb., Pittsburgh, 1977, The Combustion Institute, pp. 1397–1405.

17. Fay J.A., Desgroseilliers C.J., Lewis D.H., Radiation from burning hydrocarbon clouds / Comb.Sci. and Tech. – 20. – 1979. – pp. 141 – 151.

18. Lihou D.A., Maund J.K., Thermal radiation hazard from fireballs/Inst. Chem. Eng. Symp. Ser.,71, 1982, pp. 191–224.

19. Shell Shepherd Desktop Technical Guide, Shell Global Solutions.

20. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения. А.Н. Баратов, А.Я. Корольченко, Г.Н. Кравчук и др. – М., Химия, 1990.

21. Руководство по оценке пожарного риска для промышленных предприятий. – М.: ВНИИПО, 2006 г. – 93 с.

5 Методология оценки пожаробезопасных расстояний при выбросах горючих веществ из технологического оборудования

5.1 Общие положения

Анализ методов расчета опасных факторов пожара и взрыва, проведенный в предыдущих разделах, показал, что существует достаточно большое количество методик, предложенных различными авторами, для определения параметров разлитий и выбросов пожаровзрывоопасных веществ из технологического оборудования в окружающее пространство, образующихся при этом облаков горючих газопаровоздушных смесей и высокотемпературных факелов, характеристик ударных волн при дефлаграционном и детонационном режимах горения, параметров огненного шара и др.

Сложные модели рассматриваемых процессов требуют разработки специальных сложных программ численного расчета искомых величин и наличия мощных компьютеров.

С точки зрения оперативного определения пожаробезопасных расстояний при прогнозировании возможных вариантов развития аварий с пожарами и взрывами на промышленных предприятиях целесообразно отдавать предпочтение тем методикам, которые достаточно просты с инженерной точки зрения, но позволяют с достаточной степенью точности быстро оценить возможное максимальное воздействие опасных факторов пожара на людей, здания, сооружения и технологическое оборудование на различных расстояниях от места выброса и инициирования горения пожароопасных веществ. Это позволяет выработать оперативные решения по обеспечению безопасности персонала промышленных предприятий, а также подразделений пожарной охраны при проведении операций по борьбе с пожарами и ликвидации их последствий.

Предлагаемые ниже методики оценки пожаробезопасных расстояний могут быть положены в основу методологии функционального комплекса «Оценка

пожаробезопасных расстояний при прогнозировании возможных вариантов развития пожаров на промышленных предприятиях», который будет создаваться в интересах ситуационного центра на базе ФГУ ВНИИПО МЧС России.

По мере разработки данного комплекса (алгоритмов расчета, программного обеспечения и т.п.) предложенные зависимости могут усложняться и уточняться для конкретных условий практического применения с использованием проанализированных в данном отчете более сложных методов оценок пожаробезопасных расстояний.

5.2 Оценка пожаробезопасных расстояний при воздействии теплового излучения пожаров разлитий жидкостей

5.2.1 Используемые обозначения

$\dot{m}$, кг/м^{2}с – скорость выгорания жидкости;

$\rho_{ж}$, кг/м^3 – плотность жидкости при начальной температуре T_O;

ΔH_{comb} , кДж/кг – удельная теплота сгорания;

ΔH_{vap} , кДж/кг – удельная теплота парообразования;

H_f , м – высота пламени;

D, м – диаметр разлития жидкости;

d, м – эффективный диаметр разлития;

$F_р$, м^2 – площадь разлития;

$V_ж$, м^3 – объем пролитой жидкости;

ρ , кг/м^3 – плотность окружающего воздуха;

g , м/с^2 – ускорение свободного падения;

$\dot{Q}$, кВт – интенсивность тепловыделения;

q, кВт/м^2 – тепловой поток, падающий на единицу площади объекта облучения;

$q_{кр}$, кВт/м^2 – критическое значение теплового потока;

E_f, кВт/м^2 – среднеповерхностная интенсивность теплового излучения пламени;

F_q – угловой коэффициент облученности;

τ – коэффициент пропускания атмосферы;

r, м – расстояние от геометрического центра пролива до облучаемого объекта;

$R_{БЕЗ}$, м – безопасное расстояние от фронта пламени до объекта облучения.

5.2.2 Исходные соотношения

5.2.2.1. Скорость выгорания жидкости определяется выражением:

$$\dot{m} = 1{,}25 \cdot 10^{-6} \rho \frac{\Delta Hcomb}{\Delta H_{vap}} \qquad (5.1)$$

Величину скорости выгорания допускается принимать равной: для бензина – 0,06; для СУГ (пропан-бутан) – 0,10; для СПГ (метан) – 0,08; для дизельного топлива и нефти – 0,04.

5.2.2.2. Поверхность пламени аппроксимируется вертикальным цилиндром диаметром D и высотой H_f.

Высота пламени определяется по формуле Томаса:

$$\frac{H_f}{D} = 42\left[\frac{\dot{m}}{\rho\sqrt{gD}}\right]^{0,61}. \qquad (5.2)$$

Формула (5.2) достаточно хорошо аппроксимирует экспериментальные данные до диаметра разлития 20 м. Она справедлива, в основном, для тех случаев, когда испарение жидкости происходит за счет теплоподвода от пламени. В случае значительного теплового потока к жидкости со стороны поверхности, на которую осуществляется пролив, высота пламени определяется, в основном, только расходом жидкости, а не диаметром «лужи». Это бывает при горении проливов сжиженных газов.

Для сжиженных газов (пропан, бутан, СПГ, водород)

$$H_f = 0{,}23\,\dot{Q}^{0{,}4} - 1{,}02D, \qquad (5.3)$$

где

$$\dot{Q} = m\,\Delta H_{comb} F_p. \qquad (5.4)$$

Выражение (5.4) справедливо при условии $7 < (\dot{Q}^{0{,}4}/D) < 700$.

5.2.2.3. Радиационная нагрузка на единицу площади объекта облучения, расположенного на расстоянии *r* от центра разлития, определяется по формуле:

$$q = E_f \cdot F_q \cdot \tau, \qquad (5.5)$$

Значение E_f принимается на основе имеющихся экспериментальных данных или по табл. 5.1. При отсутствии данных для нефтепродуктов допускается принимать величину E_f равной 40 кВт/м^2.

Таблица 5.1

Топливо	E_f, кВт/м^2, при *d*, м				
	10	20	30	40	50
СПГ (метан)	220	180	150	130	120
СУГ (пропан-бутан)	80	63	50	43	40
Бензин	60	47	35	28	25
Дизельноетопливо	40	32	25	21	18
Нефть	25	19	15	12	10
Примечание – для диаметров очага менее 10 м или более 50 м следует принимать E_f такой же, как и для очагов диаметром 10 и 50 м соответственно					

5.2.2.4. Угловой коэффициент облученности F_q определяется по формуле:

$$F_q = \sqrt{F_V^2 + F_H{}^2}\,, \qquad (5.6)$$

где F_V, F_H – факторы облученности для вертикальной и горизонтальной площадок соответственно, определяемые с помощью выражений:

$$F_v = \frac{1}{\pi} \cdot \left[\frac{1}{S} \cdot arctg\left(\frac{h}{\sqrt{S^2 - 1}} \right) - \frac{h}{S} \cdot \left\{ arctg\left(\sqrt{\frac{S-1}{S+1}} \right) - \frac{A}{\sqrt{A^2 - 1}} \cdot arctg\left(\sqrt{\frac{(A+1)\cdot(S-1)}{(A-1)\cdot(S+1)}} \right) \right\} \right], \qquad (5.7)$$

$$F_H = \frac{1}{\pi} \cdot \left[\frac{(B - 1/S)}{\sqrt{B^2 - 1}} \cdot arctg\left(\sqrt{\frac{(B+1)\cdot(S-1)}{(B-1)\cdot(S+1)}} \right) - \frac{(A - 1/S)}{\sqrt{A^2 - 1}} \cdot arctg\left(\sqrt{\frac{(A+1)\cdot(S-1)}{(A-1)\cdot(S+1)}} \right) \right], \qquad (5.8)$$

$$A = \frac{h^2 + S^2 + 1}{2S}, \qquad (5.9)$$

$$B = \frac{1+S^2}{2S}, \tag{5.10}$$

$$S = 2r/d, \tag{5.11}$$

$$h = 2H/d. \tag{5.12}$$

5.2.2.5. Эффективный диаметр пролива d рассчитывается по формуле:

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot F_{p_з}}{\pi}}, \tag{5.13}$$

5.2.2.6. Коэффициент пропускания атмосферы τ для пожара пролива определяется по формуле:

$$\tau = \exp[-7 \cdot 10^{-4}(r - 0{,}5d)]. \tag{5.14}$$

5.2.2.7. Процедура определения $R_{БЕЗ}$ заключается в следующем.

Применяя формулы (5.1 – 5.14), можно получить зависимости теплового потока от расстояния r. Затем, используя критические значения $q_{кр}$, приведенные в разделе 3 для различных объектов, построить зависимости безопасных расстояний $R_{БЕЗ}$ от диаметра или площади разлития, массы или объема разлитой жидкости и других параметров. Применение электронно-вычислительной техники делает эту процедуру не столь длительной и трудоемкой.

5.2.2.8. Упрощенные инженерные зависимости.

Применение указанной процедуры для горящих разлитий метана, этана, пропана, бутана показало, что отличие значений $R_{БЕЗ}$ для этих распространенных углеводородов не превышает 5–10%. Это дает возможность аппроксимировать зависимости $R_{БЕЗ} = f(D)$ для указанных углеводородов едиными зависимостями:

- для незащищенных участков кожи человека ($q_{кр}$ = 1,4 кВт/м^2)

$$R_{БЕЗ} = 7{,}5D^{0{,}9} \text{ или } R_{БЕЗ} = 8{,}36F_p^{\,0{,}45}; \tag{5.15}$$

- для пожарных в боевой одежде и касках с защитным стеклом ($q_{кр}$ = 4,2 кВт/м^2)

$$R_{БЕЗ} = 4{,}0D^{0{,}9} \text{ или } R_{БЕЗ} = 4{,}45F_p^{\,0{,}45}; \tag{5.16}$$

- для пожарной техники ($q_{кр}$ = 7,0 кВт/м^2)

$$R_{БЕЗ} = 2{,}8D^{0{,}9} \text{ или } R_{БЕЗ} = 3{,}12F_p^{0{,}45}; \quad (5.17)$$

- для зданий, сооружений, наружных установок ($q_{кр}$ = 13,5 кВт/м^2)

$$R_{БЕЗ} = 13{,}15V_ж^{0{,}387}. \quad (5.18)$$

Для водорода аналогичные зависимости имеют следующий вид:

- для незащищенных участков кожи человека ($q_{кр}$ = 1,4 кВт/м^2)

$$R_{БЕЗ\ з} = 4{,}8D^{0{,}9} \quad \text{или} \quad R_{БЕЗ} = 5{,}35F_p^{0{,}45}; \quad (5.19)$$

- для пожарных в боевой одежде и касках с защитным стеклом ($q_{кр}$ = 4,2 кВт/м^2)

$$R_{БЕЗ} = 2{,}4D^{0{,}9} \quad \text{или} \quad R_{БЕЗ} = 2{,}67F_p^{0{,}45}; \quad (5.20)$$

- для пожарной техники ($q_{кр}$ = 7,0 кВт/м^2)

$$R_{БЕЗ} = 1{,}5D^{0{,}9} \quad \text{или} \quad R_{БЕЗ} = 1{,}67F_p^{0{,}45}; \quad (5.21)$$

- для зданий, сооружений, наружных установок ($q_{кр}$ = 13,5 кВт/м^2)

$$R_{БЕЗ} = 12{,}6V_ж^{0{,}376}. \quad (5.22)$$

Представленные простые зависимости позволяют оперативно оценивать безопасные расстояния для персонала промышленных предприятий, личного состава пожарных подразделений, пожарной техники, зданий, сооружений и наружных установок при воздействии на них теплового потока от горящих разлитий наиболее распространенных и пожароопасных сжиженных углеводородов и водорода.

5.3 Оценка пожаробезопасных расстояний при воздействии теплового излучения огненного шара

5.3.1 Используемые обозначения:

m, кг – масса горючего в огненном шаре;

H, м – высота центра огненного шара;

D_S, м – эффективный диаметр огненного шара;

r, м – расстояние от облучаемого объекта до точки на поверхности земли непосредственно под центром огненного шара;

E_f, кВт/м^2 – среднеповерхностная интенсивность теплового излучения огненного шара;

F_q – видовой фактор для огненного шара;

τ – коэффициент пропускания атмосферы;

t_b, с – время существования огненного шара.

5.3.2 Исходные соотношения

5.3.2.1. Максимальный диаметр огненного шара для широкого диапазона величины выбрасываемого газа оценивается по формуле:

$$D_s = 5{,}8m^{1/3} \tag{5.23}$$

5.3.2.2. Время существования огненного шара

$t_b = 1{,}1m^{0,1}$, если m менее 100 кг,

$t_b = 0{,}45m^{1/3}$, если m более 100 кг. (5.24)

5.3.2.4. Тепловой поток от огненного шара, падающий на единицу площади объекта облучения определяется по формуле:

$$q = E_f \cdot F_q \cdot \tau\,. \tag{5. 25}$$

5.3.2.5. Величина E_f определяется на основе имеющихся экспериментальных данных. Допускается для горючей жидкости или сжиженного газа принимать $E_f = 450 кВт/м^2$.

5.3.2.6. Значение видового фактора F_q определяется по формуле:

$$F_q = \frac{\frac{H}{D_S} + 0.5}{4 \cdot ((H/D_S + 0{,}5)^2 + (r/D_S)^2)^{1.5}}\,. \tag{5.26}$$

5.3.2.7. Коэффициент пропускания атмосферы τ для огненного шара рассчитывается по формуле:

$$\tau = \exp\left[-7{,}0 \cdot 10^{-4} \cdot (\sqrt{r^2 + H^2} - D_S/2)\right]. \tag{5.27}$$

5.3.2.8. Применяя процедуру расчета, описанную в разд. 5.2.2.7, можно определить значения безопасных расстояний для различных объектов при воздействии теплового излучения огненного шара.

5.3.2.9. Упрощенные инженерные зависимости.

Применение указанной процедуры позволило получить упрощенные формулы, приведенные в табл. 5.2

Таблица 5.2

Объект, подвергающийся воздействию теплового излучения огненного шара	Безопасное расстояние, м
Члены пожарной команды $q_{кр} = 4{,}2$ кВт/м^2	$R_{БЕЗ} = 7{,}0m^{0.332}$
Здания, сооружения, наружные установки $q_{кр} = 13{,}5$ кВт/м^2	$R_{БЕЗ} = 4{,}3m^{0.332}$

5.4 Оценка пожаробезопасных расстояний при воздействии ударных волн

5.4.1 Используемые обозначения:

M, кг – масса горючего газа в облаке;

$V,м^3$ – объем горючего вещества, высвободившегося в результате разгерметизации оборудования;

$\rho_Г$, кг/м^3 – плотность горючего газа;

$C_{СТ}$, % об. – стехиометрическая концентрация газопаровоздушной смеси;

γ – показатель адиабаты газа;

σ – степень расширения продуктов сгорания;

$\propto = W/C_0$ – относительная видимая скорость горения;

W, м/с – видимая скорость горения;

C_0, м/с – скорость звука в воздухе;

$R_{0,}$ м – радиус полусферы;

R, м – расстояние от центра зажигания смеси.

$R_{БЕЗ}$, м – безопасное расстояние;

$\mathrm{Re} = R_0 \cdot \frac{U_H}{\nu}$ – число Рейнольдса;

U_H, м/с – нормальная скорость горения;

ν, м^2/с – кинематическая вязкость горючей смеси;

$P_{0,}$ кПа – атмосферное давление (принимается равным 101,3 кПа);

ΔP, кПа – избыточное давление в ударной волне;

$\Delta P_{КР}$, кПа – критическое значение избыточного давления для рассматриваемого объекта;

i^+, Па·с – удельный импульс положительной фазы давления;

t^+, с – продолжительность положительной фазы давления;

Z – коэффициент участия горючего газа или пара во взрыве, значение которого допускается принимать равным 0,1 (при соответствующем обосновании допускается уменьшать Z не более, чем до 0,02);

$H_{C,}$ Дж/кг – удельная теплота сгорания газа или пара;

H_0 – константа, равная $4{,}52 \cdot 10^6$ Дж/кг;

m_S, кг – приведенная масса газа или пара.

5.4.2 Исходные зависимости

Учитывая многовариантность развития аварийной ситуации, применяется упрощенный расчет поражающего действия ударных волн, генерируемых при сгорании газопаровоздушных облаков

5.4.2.1. Рассматривается горение с центральным зажиганием стехиометрической газопаровоздушной смеси (наиболее опасный случай), радиус полусферы R_0 которого оценивается по формуле:

$$R_0 = \left(\frac{1.5}{\pi} \cdot \frac{100}{C_{ст}} \cdot \frac{M}{\rho_г}\right)^{1/3}. \quad (5.28)$$

В случае образования облака вытянутой формы за R_0 можно принимать максимальное расстояние от места воспламенения до границы пожароопасной смеси.

5.4.2.2. Оценка максимальной видимой скорости горения W с помощью выражения:

$$w = u_н \cdot \sigma \cdot (1 + 0{,}01 \cdot Re^{0.5}). \quad (5.29)$$

Для различной степени загроможденности пространства могут быть рекомендованы для расчетов следующие значения видимой скорости горения газопаровоздушных смесей:

- для свободного пространства – 17м/с;
- для средне загроможденного пространства – 35 м/с;
- для сильно загроможденного пространства – 70 м/с;
- для сильно загроможденного протяженного пространства – 120 м/с.

5.4.2.3. Определение ожидаемого режима взрывного превращения.

Ожидаемый режим взрывного превращения зависит от типа жидкости и геометрических характеристик окружающего пространства.

Классификация горючих смесей по степени чувствительности

Горючие вещества, способные к образованию горючих смесей с воздухом, по своей чувствительности к возбуждению взрывных процессов можно разделить на четыре класса.

Класс 1: Особо чувствительные вещества (размер детонационной ячейки менее 2 см). К этому классу относятся такие вещества как H_2, C_2H_2:, C_2H_4O, C_3H_6O, $R–NO_2$.

Класс 2: Чувствительные вещества (размер детонационной ячейки лежит в пределах от 2 до 10 см). Типичными представителями этого класса являются C_3H_8, C_4H_{10}, C_2H_6, C_3H_6, C_4H_8.

Класс 3: Среднечувствительные вещества (размер детонационной ячейки лежит в пределах от 10 до 40 см). Типичными представителями этого класса являются гексан (C_6H_{14}), октан, изооктан, пары и распылы бензина, LNG.

Класс 4: Слабо чувствительные вещества (размер детонационной ячейки больше 40 см). Типичными представителями этого класса являются метан, декан, распылы дизтоплива, керосина, бензола.

Классификация наиболее распространенных в промышленном производстве горючих веществ приведена в табл. 5.3. В случае, если вещество не внесено в классификацию, его следует классифицировать по аналогии с имеющимися в списке веществами, а при отсутствии информации о свойствах данного вещества, его следует отнести к классу 1, т. е. рассматривать наиболее опасный случай.

Таблица 5.3

Класс 1	**Класс 2**	**Класс 3**	**Класс 4**
ацетилен винилацетилен водород гидразин изопропилнитрат метилацетилен нитрометан окись пропилена окись этилена этилнитрат	акрилонитрил акролеин бутан бутилен бутадиен 1,3 пентадиен пропал пропилен сероуглерод этан этилен эфиры: -диметиловый -дивиниловый -метилбутиловый ШФЛУ	ацетальдегид ацетон бензин винилацетат винилхлорид гексан генераторный газ изооктан метиламин метилацетат метилбутилкетон метилпропилкстон метилэтилкстон октан пиридин сероводород спирты: -метиловый -этиловый -пропиловый -амиловый -изобутиловый -изопропиловый циклогексан этилформиат этилхлорид LNG	бензол декан дизтопливо о-дихлорбензол додекан керосин метан метил бензол метилмеркаптан метилхлорид нафталин окись углерода фенол хлорбензол этиленбензол

Классификация горючих смесей по масштабам фугасного (ударно-волнового) поражения

При оценке масштабов ударно-волнового поражения необходимо учитывать различие химических соединении по теплоте горения, используемой для расчета полного запаса энерговыделения. В расчетах энерговыделения не учитывается теплота конденсации водяных паров. Для типичных углеводородов берется в расчет значение удельной теплоты сгорания Q_0=44 МДж/кг. Для иных горючих в расчетах используется удельное энерговыделение $Q = \beta Q_0$. Здесь β – корректировочный параметр. Для условно выделенных классов опасных веществ величины параметра β представлены в табл. 5.4.

Таблица 5.4

Класс 1	**β**
Ацетилен	1,1
Метилацетилен	1,05
Винилацетилен	1,03
Окись этилена	0,62
Гидразин	0,44
Изопропилнитрат	0,41
Этилнитрат	0,30
Водород	2,73
Ниртрометан	0,25

Класс 2	**β**
Этилен	1,07
Диэтилэфир	0,77
Дивинилэфир	0,77
Окись пропилена	0,7
Акролеин	0,62
Сероуглерод	0,32
Бутан	1
Бутилен	1
Бутадиен	1
1,3 Пентадиен	1
Этан	1
Диметилэфир	0,66
Диизопропилэфир	0,82
ШФЛУ	1
Пропилен	1
Пропан	1

Класс 3	**β**
Печной газ	0,09
Винилхлорид	0,42
Сероводород	0,34
Ацетон	0,65
Кумол	0,84
Этиламин	0,80
Метиламин	0,70
Спирты	
метиловый	0,45
этиловый	0,61
пропиловый	0,69
амиловый	0,79
Циклогексан	1
Ацетальальдегид	0,56
Винилацетат	0,51
Бензин	1
Гексан	1
Изооктан	1
СПГ	1
Пиродин	0,77
Циклопропан	1

Класс 4	**β**
Метан	1,14
Трихлорэтан	0,15
Метилхлорид	0,12
Бензол	1
Декан	1
Дизтопливо	1
Додекан	1
Керосин	1
Метилбензол	1
Метилмеркаптан	0,53
Нафталин	0,91
Окись углерода	0,23
Дихлорэтан	0,24
Дихлорбензол	0,42
Трихлорэтан	0,14

Классификация окружающей территории

В связи с тем, что характер окружающего пространства в значительной степени определяет скорость взрывного превращения облака топливовоздушной смеси и, следовательно, параметры ударной волны, геометрические характеристики окружающего пространства также разделены на четыре класса в соответствии со степенью их опасности.

Класс I. Наличие длинных труб, полостей, каверн, заполненных горючей смесью, при сгорании которой возможно ожидать формирование турбулентных струй продуктов сгорания с размером не менее трех размеров детонационной ячейки данной смеси. Если размер детонационной ячейки для данной смеси не известен, то минимальный характерный размер струй принимается равным 5 см для веществ класса 1, 20 см для веществ класса 2, 50 см для веществ класса 3 и 150 см для веществ класса 4.

Класс II. Сильно загроможденное пространство: наличие полузамкнутых объемов высокая плотность размещения технологического оборудования, лес, большое количество повторяющихся препятствий.

Класс III. Средне загроможденное пространство: отдельно стоящие технологические установки, резервуарный парк.

Класс IV. Слабо загроможденное и свободное пространство.

Классификация взрывного режима

Для оценки действия взрыва возможные взрывные режимы превращения топливовоздушной смеси разбиты на шесть классов по диапазонам скоростей их распространения.

Класс 1. Детонация или горение со скоростью фронта пламени 500 м/с.

Класс 2. Дефлаграция, скорость фронта пламени 300–500 м/с

Класс 3. Дефлаграция, скорость фронта пламени 200–300 м/с

Класс 4. Дефлаграция, скорость фронта пламени 150–200 м/с

Класс 5. Дефлаграция, скорость фронта пламени определяется соотношением:

$$w = k_1 \cdot M^{1/6}, \quad (5.30)$$

где k_1 – константа, лежащая в диапазоне от 35 до 43; M – масса топлива, содержащегося в облаке горючей смеси в кг.

Класс 6. Дефлаграция, скорость фронта пламени определяется соотношением:

$$w = k_2 \cdot M^{1/6} - \quad (5.31)$$

где k_2 – константа лежащая в диапазоне от 17 до 26; M – масса топлива, содержащегося в облаке горючей смеси в кг.

Ожидаемый режим взрывного превращения определяется с помощью экспертной таблицы 5.5, в зависимости от класса топлива и класса окружающего пространства.

Таблица 5.5

Класс смеси	Класс окружающего пространства			
	I	II	III	IV
1	1	1	2	3
2	1	2	3	4
3	2	3	4	5
4	3	4	5	6

При определении максимальной скорости фронта пламени для взрывных процессов 2–4 классов дополнительно рассчитывается видимая скорость фронта пламени по соотношению (5.16). В том случае, если полученная величина больше максимальной скорости, соответствующей данному классу, она принимается за верхнюю границу диапазона ожидаемых скоростей взрывного процесса в топливо-воздушной смеси.

Для дальнейших расчетов необходимо оценить агрегатное состояние топлива смеси. Предполагается, что смесь гетерогенная, если более 50% топлива содержится в облаке в виде капель. Провести такие оценки можно исходя из величины давления насыщенных паров топлива при данной температуре и времени формирования облака. Для летучих веществ, таких как пропан при температуре +20 °С, смесь можно считать газовой, а для веществ с низким давлением насыщенного пара (распыл дизтоплива при +20 °С) расчеты проводятся в предположении гетерогенной топливо-воздушной смеси.

5.4.2.4. Оценка параметров ударных волн.

Режим дефлаграции.

Избыточное давление в падающей воздушной ударной волне в приближении постоянства скорости горения определяется зависимостью

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{2 \cdot \gamma \cdot (\sigma - 1) \cdot \alpha^2}{\sigma \cdot (1 + \alpha)} \cdot \frac{R_0}{R} . \qquad (5.32)$$

Импульс ударной волны определяется зависимостью

$$i^+ = \frac{\alpha}{1+\alpha} \cdot \frac{\sigma - 1}{\sigma} \cdot \frac{\gamma}{C_0} \cdot \frac{{R_0}^2}{R} \cdot P_0 . \qquad (5.33)$$

Продолжительность положительной фазы сжатия:

$$t^+ = \frac{0{,}5 \cdot \sigma^{1/3} \cdot R_0}{W} . \qquad (5.34)$$

Приведенные зависимости позволяют определять параметры ударных волн на различном расстоянии от места инициирования процесса. Используя критериальные значения давления и импульса можно рассчитать безопасные расстояния для различных объектов. Для разных горючих веществ и условий развития аварийной ситуации зависимость для определения безопасного расстояния можно представить следующим образом

$$R_{БЕЗ} = \frac{0{,}017 \cdot \gamma \cdot (\sigma - 1) \cdot w^2}{\sigma \cdot (1 + \frac{w}{344}) \cdot \Delta P_{КР}} \cdot (\frac{Hc \cdot V}{C_{CT}})^{1/3} . \qquad (5.35)$$

Для метановоздушных смесей для оперативной оценки безопасных расстояний можно воспользоваться зависимостями, приведенными в табл. 5.6.

Таблица 5.6

Объект, подвергающийся воздействию УВ, $\Delta P_{кр}$, кПа	Загроможденность окружающего пространства, скорость горения смеси метана с воздухом, *w, м/с*	Безопасное расстояние, $R_{БЕЗ}$, м
Персонал предприятия, члены пожарной команды $\Delta P_{кр} = 2$ кПа	Свободное пространство w=17 м/с	$R_{БЕЗ} = 0{,}475 V^{1/3}$
	Средне загроможденное пространство w = 35 м/с	$R_{БЕЗ} = 2{,}02 V^{1/3}$
	Сильно загроможденное пространство w = 70 м/с	$R_{БЕЗ} = 8{,}09 \cdot V^{1/3}$
	Сильно загроможденное протяженное пространство w = 120 м/с	$R_{БЕЗ} = 23{,}5 \cdot V^{1/3}$
Здания, сооружения, наружные установки $\Delta P_{кр} = 15$ кПа	Свободное пространство w= 17 м/с	$R_{БЕЗ} = 0{,}064 \cdot V^{1/3}$
	Средне загроможденное пространство w = 35 м/с	$R_{БЕЗ} = 0{,}272 \cdot V^{1/3}$
	Сильно загроможденное пространство w = 70 м/с	$R_{БЕЗ} = 1{,}08 \cdot V^{1/3}$
	Сильно загроможденное протяженное пространство w = 120 м/с	$R_{БЕЗ} = 3{,}156 \cdot V^{1/3}$

Режим детонации.

Избыточное давление и импульс в УВ при детонационном режиме сгорания газопаровоздушного облака определяются по формулам:

$$\Delta P = P_0 \cdot (0.8 \cdot \frac{m_S^{0.33}}{r} + 3 \cdot \frac{m_S^{0.66}}{r^2} + 5 \cdot \frac{m_S}{r^3}), \qquad (5.36)$$

$$i = 123 \frac{m_S^{0,66}}{R}.$$

Приведенная масса газа или пара определяется по следующей зависимости:

$$m_S = m \cdot Z \cdot \frac{H_C}{H_0}. \qquad (5.37)$$

Используя процедуру расчета, описанную в разделе 5.2.2.7, можно получить значения безопасных расстояний при детонации газопаровоздушных смесей при воздействии ударных волн на различные объекты.

Упрощенные формулы, представленные в табл. 5.7, позволяют оперативно производить оценку безопасных расстояний для метана, пропана и водорода.

Таблица 5.7

Объект, подвергающийся воздействию УВ, $\Delta P_{кр}$, кПа	Горючее вещество	Безопасное расстояние, м
Персонал предприятия, члены пожарной команды $\Delta P_{кр}$ = 2 кПа	Водород	$R_{БЕЗ} = 27{,}15V^{1/3}$
	Пропан	$R_{БЕЗ} = 55{,}2V^{1/3}$
	Метан	$R_{БЕЗ} = 86{,}6V^{1/3}$
Здания, сооружения, наружные установки $\Delta Pкр$ = 15 кПа	Водород	$R_{БЕЗ} = 5{,}12V^{1/3}$
	Пропан	$R_{БЕЗ} = 10{,}44V^{1/3}$
	Метан	$R_{БЕЗ} = 16{,}4V^{1/3}$

5.5. Оценка пожаробезопасных расстояний при воздействии высокотемпературных пламен струйных выбросов

Для оценки безопасных расстояний для окружающих объектов в случае, когда поражающие действие оказывает высокотемпературное диффузионное пламя факела, целесообразно определять зону возможного контакта пламени с рассматриваемыми объектами. Радиус этой зоны определяется длиной пламени факела газа.

5.5.1 Используемые обозначения

H_C , м – длина стехиометрического контура истекающего горючего газа;

М = U_0/a – число Маха;

U_0, м/с – среднерасходная скорость истечения газа;

a, м/с – скорость звука в воздухе.

$d_э = 2(A_{hol}/\pi)^{0,5}$ – диаметр эквивалентного по площади круглого отверстия;

f – коэффициент смешения;

L^o_ϕ , м – длина факела при звуковой скорости истечения ($U_0 = a$);

$\beta = [2/(\gamma + 1)]^{\gamma/(\gamma - 1)}$ – критическое отношение давлении;

G, кг/с – расход газа;

$L_Ф$ – длина факела при температуре окружающего водухаT_0;

T_r , К – температура истекающего горючего газа;

$\propto$, град. – угол между осью сбросного отверстия и направлением ветра;

U_{00}, м/с – скорость ветра;

Pa, Па – атмосферное давление;

Pv, Па – давление газа в аппарате;

γ – показатель адиабаты газа;

A_{hol}, $м^2$ – площадь отверстия;

μ – коэффициент истечения (0,6–0,8);

$\rho_{V,}$ кг/м^3 – плотность газа в аппарате при давлении *Pv*;

$\rho_{a,}$ кг/м^3 – плотность атмосферного воздуха;

C_o, C_{oo} , % об. – объемная концентрация горючего газа в истекающей струе и кислорода в окружающем воздухе, соответственно;

χ – стехиометрический коэффициент, характеризующий объемное отношение между горючим и кислородом в стехиометрической смеси;

$L_ф^н$, $L_ф^т$, $L_ф^р$, $L_ф^{oo}$, м – длина факела, соответственно, настильного, температурного, пересжатого и при воздействии ветра;

h, м – ширина факела;

x, *y* , м – координаты оси струи и факела.

5.5.2 Исходные соотношения

5.5.2.1. Максимальная длина свободного турбулентного диффузионного факела, развивающегося в неподвижной атмосфере, может быть определена с помощью следующей зависимости:

$$L_Ф = \frac{H_C}{0{,}23+\frac{0{,}017}{M}}. \quad (5.38)$$

Для общего случая истечения смеси горючего и инертного газов в атмосферу с произвольным содержанием кислорода:

$$H_c = \frac{6{,}57 d_э}{f\sqrt{\rho_a / \rho_v}}; \quad (5.39)$$

$$f = \frac{1}{1 + \frac{C_o \rho_a}{\chi C_{oo} \rho_v}}. \quad (5.40)$$

5.5.2.2. Для определения длин горящих факелов чистых газов могут быть использованы следующие зависимости:

для водорода

$$L_{\Phi} = \frac{250 \cdot d_{\Э}}{1 + \frac{100}{U_0}}; \quad (5.41)$$

для метана

$$L_{\Phi} = \frac{360 \cdot d_{\Э}}{1 + \frac{30}{U_0}}; \quad (5.42)$$

для пропана

$$L_{\Phi} = \frac{550 \cdot d_{\Э}}{1 + \frac{25}{U_0}}. \quad (5.43)$$

Предложенные зависимости описывают размеры факелов для дозвуковых скоростей газосброса, когда давление газа на срезе сбросного отверстия равно окружающему.

5.5.2.3. Для расчета размеров факела, образующегося при сбросе пересжатых газовых струй, при давлении в технологическом оборудовании более 0,2 МПа может быть использовано следующее выражение:

$$L^p_{\phi} = L^o_{\phi} \sqrt{\beta P_v}. \quad (5.44)$$

Для водородного, метанового и пропанового факелов зависимость 5.44 без ощутимой потери может быть преобразована к следующему виду:

$$L^p_{\phi} = 0{,}75 L^o_{\phi} \sqrt{P_v}. \quad (5.45)$$

5.5.2.4. Для оценки размеров факелов при масштабных выбросах углеводородных газов может быть использована следующая зависимость:

$$L_{\phi} = 12{,}3 G^{0,4} \quad (5.46)$$

5.5.2.5. Расход газа определяется следующим образом:

докритическое истечение, при условии $\frac{P_a}{P_v} \geq \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{(\gamma - 1)}}$:

$$G = A_{hol} \cdot \mu \cdot \left[P_v \cdot \rho_v \cdot \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right) \cdot \left(\frac{P_a}{P_v} \right)^{2/\gamma} \cdot \left(1 - \left(\frac{P_a}{P_v} \right)^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}} \right) \right]^{1/2}; \quad (5.47)$$

критическое истечение, при условии $\frac{P_a}{P_v} \prec \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}}$:

$$G = A_{hol} \cdot \mu \cdot \left[P_v \cdot \rho_v \cdot \gamma \cdot \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right]^{1/2}. \quad (5.48)$$

5.5.2.6. При сбросе горючего газа, имеющего температуру отличную от температуры окружающего воздуха, расчетная длина факела должна быть скорректирована в соответствии с зависимостью

$$L_{\Phi}^{\mathrm{T}} = L_{\Phi} \cdot \sqrt{\mathrm{T}_0/\mathrm{T}_r}. \quad (5.49)$$

5.5.2.7. При выбросе газа вдоль поверхности земли и образовании настильного факела длина последнего будет больше чем у свободного и составит:

$$L_{\Phi}^{\mathrm{H}} = (1{,}15 \div 1{,}25) \cdot L_{\Phi}. \quad (5.50)$$

5.5.2.8. Ширина турбулентного факела h увеличивается практически линейно по мере удаления от устья сбросного отверстия и достигает максимума примерно в середине факела:

$$h_{max} = (0{,}1 \div 0.15) \cdot L_{\Phi}. \quad (5.51)$$

5.5.2.9. При воздействии ветра на факел его конфигурация будет изменяться. Координаты оси факела, развивающегося в поперечном ветре, могут быть рассчитаны с использованием следующего выражения:

$$\frac{x}{d_{\Э}} = \left(\frac{\rho_{00} \cdot {U_{00}}^2}{\rho_0 \cdot {U_0}^2} \right)^{1,3} \cdot \left(\frac{y}{d_{\Э}} \right)^3 + \frac{y}{d_{\Э}} \cdot ctg\alpha. \quad (5.52)$$

Воздействие ветра на факел приводит к изменению не только его конфигурации, но и размеров. Уменьшение длины факела, развивающегося в поперечном ветре, может быть оценено по следующим зависимостям:

$$L_{\Phi}^{00} = \frac{L_{\Phi}}{1 + 8{,}3 \cdot \frac{U_{00}}{U_0}}, \text{ при } \frac{U_{00}}{U_0} \leq 0{,}3; \quad (5.53)$$

$$L_{\Phi}^{00} = 0{,}3 \cdot L_{\Phi}, \text{ при } \frac{U_{00}}{U_0} > 0{,}3.$$

Предложенные выше зависимости позволяют оценивать размеры и конфигурацию диффузионных факелов.

Интенсивность теплового излучения от факела имеет значения, сравнимые с критериальными, лишь непосредственно вблизи пламени, поэтому безопасные расстояния могут оцениваться размерами зоны контакта пламени с рассматриваемым объектом, т. е. значениями длин пламени факелов.

5.6 Оценка пожаробезопасных расстояний при сгорании газопаровоздушных облаков в режиме «пожара-вспышки»

5.6.1 Используемые обозначения

E_i – объемный коэффициент расширения продуктов сгорания;

$m_Г = \rho_Г \cdot V_Г$ – кг, масса газа в облаке;

$\rho_Г$, кг/м^3, – плотность газа при расчетной температуре;

$V_Г$, м^3 – объем газа, вышедшего в результате аварии в окружающее пространство;

$C_{НКПР}$, % об. – нижний концентрационный предел распространения пламени;

$K = t_{ИСП}/3600$;

p_H, кПа – давление насыщенных паров при $t_Р$=20^{0}С;

$m_П = W_{ИСП} \cdot t_{ИСП} \cdot S$, кг, – масса паров, поступивших в окружающее пространство;

$w_{ИСП}$, кг/(с·м^2) – интенсивность испарения;

M, кг/кмоль – молярная масса;

$t_{ИСП}$– время испарения, не более 3600 с;

S, м^2 – площадь пролива ЛВЖ (ГЖ);

$\rho_П$, кг/м^3– плотность паров, при t_P = 20 °С;

$С_р$, кДж/кг·°С – удельная теплоемкость жидкости;

$V_ж$, м^3 – объем жидкости в разлитии;

ΔT – изменение температуры жидкости при переходе из начального состояния в конечное;

L, кДж/кг – теплота испарения жидкости;

$\lambda_{s,}$ Вт/(м К) – коэффициент теплопроводности материала, на поверхность которого разливается жидкость;

$C_{S,}$ Дж/(кг·К) – удельная теплоемкость материала;

ρ_s, кг/м^3– плотность материала;

T_0, К – начальная температура материала;

t, с–текущее время с момента начала испарения (но не менее 10 с);

λ_a – коэффициент теплопроводности воздуха при температуре $T_{0;}$.

u, м/с – скоростьвоздушного потока над поверхностью испарения;

d, м – характерный диаметр пролива;.

ν_a, м^2/с – кинематическая вязкость воздуха при T_0 ;

$T_в$, К – температура кипения СУГ при атмосферном давлении;

L_g, Дж/моль – мольная теплота испарения СУГ при температуре продукта T_l;

T_l, К – температура жидкой фазы СУГ.

5.6.2 Исходные соотношения

5.6.2.1. Радиус воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака при «пожаре-вспышке» определяется по следующей зависимости:

$$R_F = \sqrt[3]{E_i} \cdot X_{\text{НКПР}}. \qquad (5.54)$$

Для нефтепродуктов E_i может быть принят равным 7.

5.6.2.2. Зона, ограниченная НКПР горючего газа, при аварийном поступлении газа в открытое воздушное пространство при неподвижности воздушной среды определяется по формуле:

$$X_{\text{НКПР}} = Y_{\text{НКПР}} = 14{,}6 \cdot \left(\frac{m_Г}{\rho_Г \cdot C_{\text{НКПР}}}\right)^{0{,}33}. \qquad (5.55)$$

Для углеводородных горючих газов и водорода значения R_F (а значит и безопасного расстояния) можно оценить по следующим приближенным зависимостям:

Метан	$R_F = 15{,}6 \cdot V_Г^{0.33}$
Пропан	$R_F = 21{,}13 \cdot V_Г^{0.33}$
Этан	$R_F = 18{,}7 \cdot V_Г^{0.33}$
Водород	$R_F = 16{,}7 \cdot V_Г^{0.33}$

5.6.2.3. Зона, ограниченная НКПР при аварийном поступлении паров ЛВЖ в открытое пространство при неподвижности воздушной среды, определяется следующим образом:

$$X_{\text{НКПР}} = Y_{\text{НКПР}} = 3{,}2 \cdot \sqrt{K} \cdot \left(\frac{p_{\text{Н}}}{C_{\text{НКПР}}} \right)^{0{,}8} \cdot \left(\frac{m_{\text{П}}}{\rho_{\text{П}} \cdot p_{\text{Н}}} \right)^{0{,}33}. \quad (5.56)$$

5.6.2.4. Для ненагретых выше температуры окружающей среды ЛВЖ скорость испарения рассчитывают по формуле:

$$W_{\text{ИСП}} = 10^{-6} \cdot \eta \sqrt{M} \cdot p_{\text{Н}}. \quad (5.57)$$

5.6.2.5. Коэффициент η в зависимости от скорости и температуры воздушного потока над поверхностью испарения определяется по табл. 5.8.

Таблица 5.8 – Значение коэффициента η

Скорость воздушного потока, м/с	Значение коэффициента η при температуре воздуха *t*, °С				
	10	15	20	30	35
0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
0,1	3,0	2,6	2,4	1,8	1,6
0,2	4,6	3,8	3,5	2,4	2,3
0,5	6,6	5,7	5,4	3,6	3,2
1,0	10,0	8,7	7,7	5,6	4,6

В общем виде для любой ЛВЖ (ГЖ) радиус воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака при «пожаре-вспышке» можно оценить по следующей зависимости:

$$R_F = 5.824 \cdot \left(\frac{p_{\text{Н}}}{C_{\text{НКПР}}} \right)^{0{,}8} \cdot \left[\frac{10^{-6} \cdot \eta \sqrt{M} \cdot 3600 \cdot V_{\text{Ж}}}{\rho_{\text{П}}} \right]^{0.33}. \quad (5.58)$$

5.6.2.6. Выброс сжиженного углеводородного газа.

1. *Фаза мгновенного испарения.* При выбросе СУГ из поврежденного оборудования, в котором жидкость находится под давлением, часть жидкости за счет внутренней энергии мгновенно испаряется. Образующийся пар захватывает капли жидкости и, следовательно, образующееся облако будет представлять собой газокапельную смесь.

Доля мгновенно испарившейся жидкости определяется следующим образом:

$$x = \frac{C_P \cdot \Delta T}{L}. \qquad (5.59)$$

Общая масса горючего газа в образовавшемся при выбросе облаке определяется как количеством испарившейся жидкости, так и массой образующейся аэрозоли, которая также переходит в пар при нагревании облака. Эта масса оценивается как равная количеству испарившейся жидкости.

Таким образом, в общем виде для любого СУГ получаем следующую зависимость:

$$R_F = 26{,}572 \cdot (\frac{2x \cdot V_Г}{C_{\text{НКПР}}})^{0{,}33} = 26{,}572 \cdot \left(\frac{2c_p \cdot \Delta T \cdot V_{\text{Г}}}{L \cdot C_{\text{НКПР}}} \right)^{0{,}33}. \qquad (5.60)$$

В зависимости от количества выбрасываемого СУГ в атмосферу расстояние R_F для некоторых углеводородов может быть оценено по нижеприведенным упрощенным зависимостям:

Этан	$R_F = 14{,}9 V_г^{0{,}33}$
Пропан	$R_F = 17{,}0 V_г^{0{,}33}$
Н-бутан	$R_F = 18{,}7 V_г^{0{,}33}$

2. Фаза испарения СУГ из разлития. Оставшаяся часть жидкости будет испаряться с поверхности разлития за счет потока тепла от подстилающей поверхности и воздуха.

Радиус воздействия высокотемпературных продуктов сгорания паровоздушного облака, образованного испарением из пролива, при «пожаре-вспышке» можно оценить по следующей зависимости:

$$R_F = 5{,}824 \cdot \left(\frac{p_{\text{Н}}}{C_{\text{НКПР}}} \right)^{0.8} \cdot \left[\frac{W_{\text{исп}} \cdot 3600 \cdot V_{\text{Ж}}}{\rho_{\text{П}} p_{\text{н}}} \right]^{0,33}. \qquad (5.61)$$

Интенсивность испарения жидкости со свободной поверхности $W_{\text{исп}}$ описывается выражением:

$$W = \frac{(\lambda_S \cdot C_S \cdot \rho_S)^{0,5} (T_0 - T_b)}{L_g (\pi \cdot t)^{0,5}} + \frac{0{,}035 \cdot u^{0,8} \cdot \lambda_a (T_0 - T_b)}{(\upsilon_a^{0,8} \cdot d^{0,2} \cdot L_g)}. \qquad (5.62)$$

Для приближенных оценок для некоторых углеводородов можно использовать упрощенные зависимости.

Этан	$R_F = 14{,}94 V_{ж}^{\ 0,33}$
Пропан	$R_F = 17{,}0 V_{ж}^{\ 0,33}$
Н-бутан	$R_F = 18{,}7 V_{ж}^{\ 0,33}$

Заключение

В работе проведен подробный обзор действующих нормативных документов, определяющих выбор минимально допустимых пожаробезопасных расстояний между зданиями, сооружениями и технологическим оборудованием.

Сделанный обзор показал, что в настоящее время выбор минимальных пожаробезопасных расстояний основан на детерминированном подходе, который не учитывает современные тенденции в развитии промышленности и достижения в пожарной науке по обеспечению пожарной безопасности объектов промышленности.

Проведен подробный анализ отечественных и зарубежных методов оценки опасных факторов пожаров и взрывов, возникающих при выбросах ЛВЖ, ГЖ, сжиженных и сжатых горючих газов из технологического оборудования промышленных предприятий.

Проанализированы теоретические модели, разработанные различными авторами и предназначенными для:

- оценки опасных факторов пожара и взрыва при струйных выбросах горючих газов;

- расчета размеров зон растекания, параметров испарения, характеристик образующихся при этом горючих парогазовоздушных облаков, а также горения пролитых жидкостей различного класса и облаков различной формы;

- оценки ударного воздействия при дефлаграционном и детонационном режимах сгорания парогазовоздушных смесей;

- расчета размеров и времени существования огненных шаров, возникающих при залповых выбросах из технологического оборудования и воспламенении горючих жидкостей и газов.

Анализ показал: несмотря на то, что численные методы расчета опасных факторов пожара и взрыва являются более точными и учитывают большое число исходных данных, они требуют для своей реализации быстродействующих вычислительных машин и их достаточно трудно применить в общей процедуре расчета пожаробезопасных расстояний.

Вследствие этого наиболее перспективным представляется применение более простых моделей определения опасных факторов пожара и взрыва, которые могут быть положены в основу разработки научно-обоснованных методик, позволяющих получить конкретные зависимости для оперативной оценки пожаробезопасных расстояний.

Проведен подробный анализ критериев, определяющих степень опасного воздействия факторов пожара и взрыва на людей, здания, сооружения и технологическое оборудование.

Проведена оценка поражения рассматриваемых объектов при воздействии на них:

- ударной волны;
- теплового излучения;
- высокотемпературного диффузионного факела.

Для этого сделаны расчеты опасных факторов пожара и взрыва, с использованием наиболее простых моделей расчета.

По результатам расчетов опасных факторов пожара и взрыва и сравнения их с критериальными значениями получены инженерные зависимости для определения безопасных расстояний для рассматриваемых объектов при воздействии ударных волн, теплового излучения пожаров проливов горючих жидкостей, огненного шара и диффузионных факелов.

Полученные зависимости позволят производить оперативную оценку пожаробезопасных расстояний для принятия управленческих решений по ликвидации конкретных аварийных ситуаций.

Предложенные инженерные методики оценки пожаробезопасных расстояний могут уточняться и дополняться, исходя из практической потребности.