

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Физикохимия ультрадисперсных частиц. М.: Наука, 1987. 256 с.
2. Формирование и свойства высокодисперсных систем: Межвуз. сб. науч. тр. Л.: ЛТИ, 1989. 212 с.
3. Иванов Ю. А., Эпштейн И. Л. Условия образования порошка в тлеющих разрядах в углеводородах//ХВЭ. 1984. Т. 18. № 5. С. 461—467.
4. Саксонский В. А., Щуров А. Н., Потапов В. К. Особенности кинетики осаждения пленок в импульсном ВЧ-разряде//Докл. АН СССР. 1985. Т. 28. № 1. С. 137—140.
5. Туницкий Н. Н., Каминский В. А., Тимашев С. Ф. Методы физико-химической кинетики. М.: Химия, 1972. 198 с.
6. Сутугин А. Г., Лушиников А. А. О моделировании коагуляции высокодисперсных аэрозолей//ТОХТ. 1975. № 2. С. 210—218.
7. Зынь В. И., Потапов В. К. и др. Образование, движение и конденсация кремний-органических полимерных аэрозолей в тлеющем разряде//ХВЭ. 1986. Т. 20, № 4. С. 541—547.
8. Штеренберг А. М., Потапов В. К. и др. Кинетика формирования дисперсной фазы в тлеющем разряде//ХВЭ. 1988. Т. 22, № 1. С. 82—86.
9. Штеренберг А. М., Тузов Л. С., Потапов В. К. Кинетика роста частиц дисперсной фазы в объеме тлеющего разряда в парах гексаметилдисилазана//Хим. физ. 1989. Т. 8, № 11. С. 1559—1563.
10. Штеренберг А. М., Тузов Л. С. Феноменологическая модель зарождения и эволюции дисперсной фазы при полимеризации кремнийорганических соединений в тлеющем разряде//ХВЭ. 1990. Т. 24, № 4. С. 351—355.

УДК 536.12:662.215.5

А. П. АМОСОВ

ТЕОРИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Дан обзор результатов, полученных автором с сотрудниками в период с 1969 по 1994 годы по теории воспламенения ВВ за счет разогрева при различных механических воздействиях.

Рассмотрены критические условия выхода горения из очага воспламенения и их связь с чувствительностью ВВ к механическим воздействиям. Построены модели воспламенения твердых ВВ при сухом кратковременном трении для сплошного и дискретного фрикционного контакта, а также при наличии износа. Решена задача о стационарном разогреве и критических условиях воспламенения твердого заряда ВВ под действием поверхностного теплового потока, которая применена для исследования воздействия на твердые ВВ сухим длительным трением при поступательном и вращательном движении. Рассмотрены задачи о воспламенении жидких ВВ за счет вязкого разогрева при трении, а также об образовании и воспламенении пластической и жидкой прослоек при трении твердых ВВ. Построена тепловая теория автоколебаний при сухом трении и трении со смазкой, найдены закономерности воспламенения ВВ под действием фрикционных автоколебаний.

Взрывчатые вещества (ВВ), под которыми в настоящей статье понимаются как собственно взрывчатые вещества (инициирующие и бризантные), так и пороха, пиротехнические составы, ракетные топлива и другие химические взрывчатые конденсированные системы, в процессе изготовления и применения неизбежно подвергаются различного рода механическим воздействиям (ударом, трением, наколом) [1]. Для обеспечения взрывобезопасности производства и применения ВВ необходимо, в первую очередь, точно знать условия возникновения горения или взрыва при механических воздействиях на ВВ, т. е. чувствительность ВВ к механическим воздействиям.

Если для традиционных ВВ в ходе многолетней практики сложилась определенная оценка их взрывоопасности и вырабатывались

приемы достаточно безопасной работы с ними, то в связи с разработкой новых технологических процессов, новых приемов их использования возникла проблема выяснения действительной степени взрывоопасности этих новых ВВ, процессов и приемов, обеспечения безопасности новых производств и применений, в ходе которых могут реализоваться самые разные условия механических воздействий. В связи с этим, наряду с совершенствованием комплекса средств и методов испытаний чувствительности ВВ, большое значение приобрела разработка научно обоснованных методов математического и физического моделирования процессов, приводящих к возникновению взрыва ВВ в различных условиях механических воздействий.

Для подавляющего большинства ВВ реакция возбуждения взрыва при механических воздействиях начинается как воспламенение в отдельных областях (очагах) разогрева ВВ, возникающих при диссипации механической энергии, которое может закончиться сгоранием или взрывом всей массы ВВ. Основными диссипативными процессами, вызывающими образование очагов разогрева в твердых и жидких ВВ, являются процессы трения (внешнего и внутреннего) и адиабатного сжатия газовых полостей [2—4].

Исследованные модели различных механических воздействий на ВВ представлены на рис. 1. Подробнее они описываются ниже.

1. Выход горения из очага воспламенения

Вероятность возбуждения взрыва ВВ при ударе определяется вероятностью образования начального центра разложения и вероятностью распространения разложения из этого начального центра на все ВВ или его значительную часть [5]. Но анализ чувствительности ВВ к механическим воздействиям базировался на теории очагового теплового взрыва, позволяющей ответить на вопрос, воспламенится или нет данный очаг разогрева, и не отвечающей на вопрос, будет или нет воспламенение распространяться за пределы очага воспламенения, так как стадия распространения в этой теории не рассматривалась. Может случиться, что очаг разогрева воспламенится, выгорит, и окружающую холодную массу ВВ не зажжет.

В связи с этим автором рассмотрена задача о выходе горения за пределы мгновенно сгоревшего идеального П-образного плоского очага разогрева, находящегося в бесконечной массе реакционноспособного конденсированного вещества [6]. Исходя из анализа известных закономерностей высокотемпературного зажигания и установления режима горения в газах и безгазовых системах [7—10], предложен чисто тепловой приближенный принцип выхода горения из очага воспламенения, аналогичный принципу Я. Б. Зельдовича для теплового воспламенения газов искрой [7]. Согласно ему для выхода горения необходимо, чтобы очаг разогрева обладал запасом тепла, достаточным для образования в окружающем веществе прогретого слоя порядка тепловой ширины фронта стационарного горения. На основе этого принципа определены критические условия распространения горения за пределы очага воспламенения в безгазовой и газифицирующейся конденсированных системах:

$$r_{\text{оч}} \approx \frac{a}{U} \frac{T_1 - T_0}{T_{\text{оч}} - T_0}, \quad (1)$$

где $r_{оч}$, $T_{оч}$ — радиус (полуширина) и начальная температура очага разогрева; a — коэффициент температуропроводности ВВ; T_r , U — адиабатическая температура и линейная скорость стационарного горения.

Результаты приближенного анализа качественно соответствуют результатам численного решения задачи о воспламенении плоского очага разогрева безгазовой конденсированной системы и выходе горения из очага [11] и не противоречат критическим условиям установления режима горения при воспламенении газифицирующихся конденсированных систем.

Рассмотрена зависимость критических условий воспламенения очага разогрева и критических условий распространения горения за его пределы от различных факторов. При длительных низкотемпературных воздействиях лимитирующей в иницировании ВВ является стадия образования и воспламенения очага разогрева, а при кратковременных высокотемпературных — стадия распространения горения из очага воспламенения. Вторая стадия сильно зависит через скорость горения от давления и определяет связь чувствительности ВВ к кратковременным внешним воздействиям со скоростью горения ВВ и роль давления в иницировании ВВ. За границу между кратковременными и длительными воздействиями предложено принять характерное время стационарного горения ВВ при атмосферном давлении, которое, например, для типичных бризантных ВВ в среднем равно 0,1 с.

Показано, что очаги разогрева радиусом порядка 1 мкм, образующиеся при кратковременных механических воздействиях ударного характера, не могут иницировать горение или взрыв всей массы ВВ при атмосферном давлении из-за низкой скорости горения ВВ. Условие выхода горения из таких очагов разогрева выполняется только в том случае, если скорость горения ВВ порядка 0,5 м/с. Данная скорость горения возможна для типичных бризантных ВВ при давлениях, составляющих сотни мегапаскалей, что соответствует экспериментально наблюдаемым давлениям иницирования этих ВВ при механических воздействиях. Сопоставление конкретных расчетных значений скоростей горения и соответствующих им давлений, необходимых для выхода горения за пределы очага воспламенения, с экспериментально определенными В. К. Боболевым с сотрудниками и В. С. Козловым давлениями [1, 3, 4], соответствующими 50% частоте взрывов, приведено в таблице.

Взрывчатое вещество	u , м/с	p , МПа	p (50%), МПа	Метод испытания
Нитроглицерин	0,67	1,7	1,6	Ударная волна
ТЭН	0,50	3,9	3,1	К-44-111
Тексоген	0,64	4,4	4,2	К-44-111
Тетрил	0,42	5,5	4,7	К-44-111
Тротил	0,31	6,5	7,1	К-44-111

Критические условия выхода горения за пределы очага воспламенения, их сильная зависимость от давления могут объяснить также влияние различных факторов на чувствительность ВВ к кратковременным тепловым воздействиям, явления флегматизации и сенсibiliзации ВВ.

2. Сухое кратковременное трение

Трение твердых ВВ можно считать сухим до тех пор, пока на поверхности трения не будет достигнута температура перехода ВВ из твердого состояния в текучее пластическое

$$T_{\tau} \approx 0,9 T_{\text{пл}},$$

где $T_{\text{пл}}$ — температура плавления ВВ. Трение твердых тел является кратковременным в тепловом отношении, если время трения меньше времени прогрева трущихся тел:

$$t_{\text{тр}} < \frac{1}{3} \frac{h_i^2}{a_i}, \quad (2)$$

где h_i — характерные размеры тел в направлении распространения тепла; a_i — коэффициенты температуропроводности, $i=1,2$.

В этом случае можно не учитывать теплообмен трущихся тел с окружающей средой.

Вследствие шероховатости поверхностей трущиеся твердые тела контактируют друг с другом посредством отдельных пятен фактического касания, т. е. фрикционный контакт является в общем случае не сплошным, а дискретным. В тепловой динамике сухого трения используются две основные расчетные модели, позволяющие исследовать тепловой режим трения [12]. Первая расчетная модель — одномерная модель сплошного фрикционного контакта (модель 1, рис. 1). Здесь тепловыделение трения считают равномерно распределенным по всей площади номинального контакта A_k . Первая модель реализуется при больших усилиях прижатия трущихся тел, когда площадь фактического касания A_r составляет значительную часть максимально возможной площади фрикционного контакта A_k , или при больших временах трения, когда температура всех участков поверхности трения становится близкой к температуре пятен фактического касания. Вторая расчетная модель — неоднородная модель единичного пятна фрикционного контакта (модель 2, рис. 1). Она реализуется при небольших давлениях прижатия и временах трения.

Принимая пятна касания достаточно удаленными друг от друга и учитывая малое время их существования, рассматривают отдельное пятно контакта, который имеет средний размер d_r для всех пятен и простейшую форму (в виде полосы, круга, квадрата).

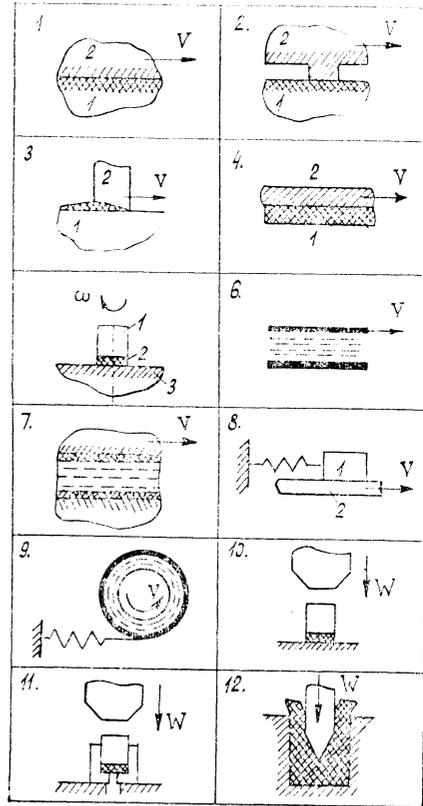


Рис. 1. Исследованные модели

Важнейшей характеристикой процесса трения является удельная сила трения $\tau_{\text{тр}}$. Она зависит от большого числа факторов: давления прижатия p , скорости скольжения V , состояния поверхности трения, режима работы фрикционной пары и т. п. В результате многосторонних экспериментальных и теоретических исследований А. В. Чичинадзе с сотрудниками было показано, что при интенсивном трении влияние большинства факторов осуществляется через температурный режим трения [12]. Температура поверхности трения T есть интегральный фактор, отражающий совместное влияние коэффициента трения f , нагрузки p и скорости V через удельную мощность трения $q_{\text{тр}}$, влияние теплофизических свойств и размеров трущихся тел, их теплообмена со средой. В связи с этим учет зависимости силы трения от температуры $\tau_{\text{тр}}(T)$ имеет определяющее значение, которое при исследовании неизотермических эффектов трения еще более усиливается.

При больших давлениях прижатия, необходимых, например, для возбуждения взрыва бризантных ВВ при кратковременных механических воздействиях, удельная сила трения равна пределу прочности на сдвиг [3] $\tau_{\text{тр}} = \tau_{\text{пр}}$, при небольших давлениях $\tau_{\text{тр}} = f \cdot p$. Для различных видов ВВ зависимость $\tau_{\text{тр}}(T)$ можно принять приближенно линейной [13]:

$$\tau_{\text{тр}}(T) = \tau^0_{\text{тр}} \frac{T_* - T}{T_* - T_0}, \quad (3)$$

где $\tau^0_{\text{тр}}$ — удельная сила трения при начальной температуре T_0 ; T_* — условная температура, при которой $\tau_{\text{тр}} = 0$. В действительности трение не исчезает при повышении температуры, поэтому использование зависимости (3) возможно для температур, не слишком близких к T_* , когда в первом приближении можно положить

$$T_* = T_{\text{пл}}. \quad (4)$$

Чтобы определить, как повлияет нелинейность зависимости $\tau_{\text{тр}}(T)$ на изучаемый процесс фрикционного разогрева, также используется более общая степенная зависимость

$$\tau_{\text{тр}}(T) = \tau^0_{\text{тр}} \left(1 - \left(\frac{T - T_0}{T_* - T_0} \right)^n \right), \quad (5)$$

где n и T_* — некоторые параметры, подбираемые из условия наилучшей аппроксимации формулой (5) действительной зависимости $\tau_{\text{тр}}(T)$ в нужном интервале температур.

2.1. Закономерности разогрева и воспламенения твердых ВВ при сплошном фрикционном контакте (см. рис. 1, модель 1). В этой модели полупространство инертного материала, например металла (тело 2), скользит по полупространству ВВ (тело 1). Скорость скольжения V и давление прижатия тел p в общем случае могут быть величинами переменными, т. е. зависеть от времени: $V(t)$, $p(t)$. На поверхности трения происходит тепловыделение трения с удельной мощностью

$$q_{\text{тр}} = \tau_{\text{тр}} V. \quad (6)$$

Выделяющееся при трении тепло разделяется на два тепловых потока, идущих на нагрев трущихся тел:

$$q_{\text{тр}} = q_1 + q_2. \quad (7)$$

Данные потоки выражаются через мощность тепловыделения трения $q_{\text{тр}}$ с использованием коэффициента распределения тепловых потоков $\alpha_{\text{т.п}}$ следующим образом:

$$q_1 = (1 - \alpha_{\text{т.п}}) q_{\text{тр}}, \quad q_2 = \alpha_{\text{т.п}} q_{\text{тр}}. \quad (8)$$

Коэффициент $\alpha_{\text{т.п}}$ представляет собой ту долю тепла трения, которая поступает в тело 2. Этот коэффициент находится из решения контактной тепловой задачи о нагреве трущихся тел.

Если направить ось X перпендикулярно плоскости трения в сторону тела 1, а начало координат поместить на плоскость трения, то задача о нагреве трущихся тел запишется следующим образом.

Система уравнений теплового баланса:

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + Q \rho_1 k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_1}\right), \quad x > 0; \quad (9)$$

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2}, \quad x < 0. \quad (10)$$

Начальные условия:

$$t = 0, \quad T_1 = T_0 \text{ при } 0 < x < \infty, \quad T_2 = T_0; \\ \text{при } -\infty < x < 0. \quad (11)$$

Граничные условия:

$$x = 0 \begin{cases} T_1 = T_2, \\ -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} + \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = q_{\text{тр}}, \end{cases} \quad (12)$$

$$T_1 \rightarrow T_0 \text{ при } x \rightarrow +\infty, \quad T_2 \rightarrow T_0 \text{ при } x \rightarrow -\infty. \quad (14)$$

Здесь t — время, λ — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность, Q — тепловой эффект химической реакции термического разложения ВВ, k_0 — предэкспонент, E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная.

Для решения поставленной задачи о зажигании ВВ теплотой сухого трения применен приближенный метод А. Г. Мержанова с сотрудниками [14]. Показано, что для кратковременного трения коэффициент распределения тепловых потоков определяется формулой Шарона

$$\alpha_{\text{т.п}} = \frac{\sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2}}{\sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1} + \sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2}}. \quad (15)$$

Определенность величины $\alpha_{\text{т.п}}$ позволила перейти от контактной тепловой задачи к краевой о нагреве и зажигании ВВ тепловым потоком q_1 . Приближенное решение ее имеет в общем случае, когда $q_1 = q_1(t)$, следующий вид:

$$q_1(t_b) = (\lambda_1 Q_1 \rho_1 k_0 \frac{RT_b^2}{E} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right))^{1/2}; \quad (16)$$

$$T_b = T_0 + \frac{1}{\sqrt{\pi \lambda_1 c_1 \rho_1}} \int_0^{t_b} q_1(t_b - \zeta) \frac{d\zeta}{\sqrt{\zeta}}, \quad (17)$$

где t_b — время задержки воспламенения (зажигания); T_b — температура воспламенения, т. е. температура на поверхности трения в момент времени t_b .

Общее решение (16), (17) позволяет находить характеристики воспламенения твердых ВВ при сухом трении t_b , T_b в зависимости от скорости и силы трения, теплофизических характеристик трущихся тел и кинетических характеристик ВВ.

Кроме возможности воспламенения зоны (очага) разогрева необходимо также учитывать условие выхода горения из очага воспламенения. В рассматриваемом случае оно имеет вид

$$q_1(t_b) \leq q_r, \quad (18)$$

где q_r — критическое значение теплового потока, при котором устанавливается режим горения. С использованием приближенной формулы (1) условие распространения воспламенения на всю массу ВВ запишется следующим образом:

$$t_b \geq t_{r_b} = \frac{a_b}{u^2} \left(\frac{T_r - T_0}{T_b - T_0} \right)^2, \quad (19)$$

где T_r — адиабатическая температура горения ВВ, u — линейная скорость горения ВВ при давлении прижатия p .

На основе полученного решения проанализирован фрикционный разогрев ВВ в условиях копровых испытаний (К-44-11; К-44-111). Показано, что величина разогрева очень сильно зависит от того, где происходит поверхность трения: на границе ВВ — стальной ролик или внутри ВВ. При анализе экспериментальных результатов выявлена важная роль, которую должен играть в этих условиях процесс увеличения (среза) тонкого слоя ВВ шероховатостями роликов при сдвиге роликов относительно ВВ.

2.2. Разогрев и воспламенение твердых ВВ при дискретном фрикционном контакте (см. рис. 1, модель 2). Рассматривается единичное пятно контакта круглой формы диаметром d_r , где полупространство с выступом (тело 2) — жесткое и шероховатое, а тело 1 — пластическое и гладкое, d_r — средний размер пятен фактического контакта. Применительно к случаю трения металла о ВВ следует принять, что тело 2 — металл, а тело 1 — ВВ.

Для этой модели согласно А. В. Чичинадзе [12] коэффициент распределения тепловых потоков

$$\alpha'_{т.п} = (1 + (\sqrt{\pi}/4) (\lambda_1/\lambda_2) \sqrt{Pe_1})^{-1}, \quad (20)$$

где $Pe_1 = Vd_r/a_1$ — критерий Пекле. А. Н. Грядунным и автором в работе [15] показано, что при степенной зависимости силы трения от температуры (5) максимальный безразмерный установившийся фрикционный разогрев на пятне при быстром движении ($Pe_1 \geq 20$) следует находить из соотношения

$$\vartheta_m^n + \sqrt{\pi}/8 \vartheta_m / Bi_1 - 1 = 0, \quad (21)$$

где
$$\vartheta_m = \frac{T_m - T_0}{T_* - T_0}, \quad Bi_1 = \frac{(1 - \alpha'_{т.п}) \tau_{тп}^0 V}{T_* - T_0} \sqrt{\frac{d_r}{2V\lambda_1 c_1 \rho_1}} -$$

аналог критерия Био, характеризующий интенсивность теплоотвода в тело 1 от движущегося поверхностного источника тепла, T_m — максимальная температура на пятне контакта.

Формулы (20), (21) позволяют найти приближенно усредненный равномерно распределенный тепловой поток в тело 1

$$q_1 = (1 - \alpha'_{т.п}) \tau_{тп}^0 V (1 - \vartheta_m^n) \quad (22)$$

и перейти от контактной тепловой задачи к двумерной краевой задаче о воспламенении твердого ВВ под действием заданного поверхностного источника тепла шириной d_r , движущегося с постоянной скоростью V и создающего постоянный равномерно распределенный тепловой поток q_1 [16]. (Здесь круглая форма пятна заменена на полосовую, так как разогрев тела I при быстром движении практически не зависит от формы пятна, а такая замена резко упрощает математическую задачу о разогреве тела I.) При этом вблизи источника тепла образуется очаг разогрева с максимальной температурой T_m , которая без учета тепловыделения химической реакции термического разложения ВВ определяется формулой

$$T_m = T_0 + \Theta_m (T_* - T_0). \quad (23)$$

Рассматриваемая двумерная тепловая задача при наличии движения поставлена математически. При приведении задачи к безразмерному виду выделены определяющие безразмерные критерии

$$Pe_1 = \frac{Vd_r}{a}, \quad F_k = \frac{Qk_0Ed_r}{2c_1RT_m^2V} \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right), \quad \Theta_0 = \frac{E(T_m - T_0)}{RT_m^2}, \quad \beta = \frac{RT_m}{E}.$$

Критерий Франк-Каменецкого — основной критерий задачи, характеризующий интенсивность тепловыделения химической реакции в очаге разогрева с максимальной температурой T_m и радиусом, равным ширине прогретого слоя $\sqrt{a_1 d_r / (2V)}$ ВВ за время прохождения источника тепла. Поставленная задача решалась численно на ЭВМ. Исследовалась нестационарная картина разогрева и воспламенения ВВ, определялись критические условия воспламенения. Воспламенение ВВ происходит при значениях критерия F_k , превышающих критическое значение

$$F_{k_{кр}} = \frac{Pe_1(1 + \exp(-0,045 Pe_1))}{92 + 3,96 Pe_1} \Theta_0^1 \times 546(1 + \beta). \quad (24)$$

В исследованной области $20 \leq Pe_1 \leq \infty$, $5 \leq \Theta_0 \leq 25$, $0 \leq \beta \leq 0,05$, в среднем

$$F_{k_{кр}} \approx 20. \quad (25)$$

Отметим, что при $Pe_1 \geq 1000$ значение $F_{k_{кр}}$ практически не зависит от величины Pe_1 .

Приближенное условие выхода горения из очага воспламенения применительно к рассматриваемому случаю примет вид

$$\frac{d_r}{V} \geq \frac{2}{u^2} \left(\frac{T_r - T_0}{T_m - T_0} \right)^2. \quad (26)$$

Выполнены конкретные числовые оценки параметров дискретного фрикционного контакта и разогрева для пар трения сталь—гексоген, сталь—частицы алюминия, сталь—частицы песка. Из этих оценок следует, что высокий фрикционный разогрев на дискретном контакте возможен только в случае высокой температуры плавления и твердости трущихся тел. Воспламенение чистых (без примесей) бризантных низкоплавких ВВ невозможно на дискретном фрикционном контакте. Наличие примесей (например, частиц алюминия, песка) может резко увеличить дискретный разогрев и возможность воспламенения ВВ. В большой степени это зависит от температуры плавления, твердости, теплопроводности, размера частиц примеси, скорости трения. Указанные выводы соответствуют известным экспериментальным результатам Ф. Боудена.

2.3. Влияние износа на разогрев и воспламенение твердых ВВ при сухом трении (см. рис. 1, модель 3). Трение всегда сопровождается износом, который в зависимости от условий может быть как очень малым, незаметным, так и очень большим, приводящим к разрушению твердых тел. Для таких малопрочных материалов, как ВВ, износ может играть существенную роль и при не очень больших давлениях и скоростях трения. Поэтому в работе [17] был рассмотрен разогрев твердых инертных тел при наличии износа, а затем полученные результаты применены для анализа воспламенения твердых ВВ [18].

Принято, что инертное тело 2 либо в виде полуограниченного прямого кругового цилиндра диаметром D , либо в виде полуограниченной плоской пластины толщиной D скользит с постоянной скоростью V по инертному телу 1, представляющему собой полуограниченное твердое полупространство с плоской поверхностью. Трение сопровождается износом тела 2 с безразмерной интенсивностью изнашивания J_2 (слой износа тела 2 заштрихован в модели 3 рис. 1). Вследствие износа тело 2 перемещается к телу 1 со скоростью $v_2 = J_2 V$. С боковой поверхности тела 2 происходит теплоотвод в окружающую среду с коэффициентом теплоотдачи α , а поверхность тела 1 вне контакта адиабатическая. Определяется максимальная стационарная температура T_m на фрикционном контакте, обусловленная тепловыделением трения с удельной интенсивностью

$$q_{\text{тр}} = \tau_{\text{тр}} V.$$

Максимальный стационарный разогрев тела 1 определяется формулой Егера

$$T_1 - T_0 = (2/\sqrt{\pi}) (q_1 D / (\lambda_1 \sqrt{\text{Pe}_1})), \quad (27)$$

где $\text{Pe}_1 = VD/a_1$, $\text{Pe}_1 > 20$ (быстрое движение).

Для максимального разогрева тела 2 получена формула

$$T_2 - T_0 = q_2 / (\xi c_2 \rho_2 J_2 V), \quad (28)$$

где

$$\xi = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4a^2 \alpha \Pi}{\lambda_2 J_2^2 V^2 S}} \right) -$$

безразмерный критерий, характеризующий интенсивность теплотерь через боковую поверхность тела 2 (при отсутствии теплотерь $\xi = 1$), Π/S — отношение периметра к площади сечения тела 2 ($\Pi/S = 2/D$ — для пластины, $\Pi/S = 4/D$ — для круглого стержня).

Рассмотрены три модели процесса разогрева на фрикционном контакте при наличии износа. Первая модель — с равномерно нагретым слоем износа, когда в зоне контакта тел одинаковы температуры частиц износа и поверхностей трущихся тел в точках, лежащих на одной нормали к поверхности трения. В данной модели $T_1 = T_2 = T_m$ и безразмерный максимальный фрикционный разогрев

$$\Phi_m = (1 + \xi \kappa_2)^{-1}, \quad (29)$$

где

$$\Phi_m = \frac{(T_m - T_0) \lambda_1 \sqrt{\pi \text{Pe}_1}}{2q_{\text{тр}} D}, \quad \kappa_2 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_2 c_2 \rho_2}{\lambda_1 c_1 \rho_1}} \times J_2 \sqrt{\text{Pe}_2} -$$

безразмерный критерий относительных тепловых затрат на разогрев частиц износа тела 2. Если наряду с износом тела 2 наблюдается износ тела 1, характеризуемый величиной J_1 , то

$$\vartheta_m = (1 + \kappa_1 + \zeta \kappa_2)^{-1}, \quad (30)$$

где $\kappa_1 = 2J_1 \sqrt{\text{Re}_1/\pi}$. Как видно из формул (29), (30), при равномерно нагретом слое износ уменьшает фрикционный разогрев.

Вторая модель — с поверхностным тепловыделением на границе слоя износа с телом 2, когда частицы износа тела 2 прилипают к поверхности тела 1, так что поверхность скольжения фактически перемещается внутрь изнашиваемого тела на величину средней толщины слоя износа $h_2 = J_2 D$. Здесь $T_2 = T_m$, $T_2 - T_1 = q_1 h_2 / \lambda_2$ (слой износа тонкий), и

$$\vartheta_m = \frac{1 + \delta_2/2 + \varepsilon_2}{1 + \zeta \delta_2 + \zeta \kappa_2 + \zeta \kappa_2 \delta_2/2}, \quad (31)$$

где $\delta_2 = J_2^2 \text{Re}_2$ — критерий прогрева слоя износа ($\delta_2 \ll 1$); $\varepsilon_2 = \sqrt{\pi/4} \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1 / (\lambda_2 c_2 \rho_2)} J_2 \sqrt{\text{Re}_2}$ — критерий перегрева слоя износа.

Третья модель — с объемным тепловыделением в слое износа. Она реализуется, например, при пластическом износе, когда слой износа тела 2 обладает свойствами идеально пластического тела с пределом текучести на сдвиг τ_S (можно принять $\tau_S = \tau_{TP}$). При тонком слое износа ($\delta_2 \ll 1$)

$$\vartheta_m = \frac{(1 + \zeta \delta_2) (1 + 2\zeta \delta_2 + \zeta \delta_2 + \varepsilon_2 + \zeta \varepsilon_2 \delta_2)}{(1 + 2\zeta \delta_2 + \zeta \kappa_2)^2}. \quad (32)$$

Для тонкого слоя износа во второй и третьей моделях при больших значениях критерия перегрева ε_2 износ не уменьшает, а наоборот, увеличивает разогрев по сравнению со случаем отсутствия износа. При малых ε_2 слой износа можно считать равномерно нагретым и расчет вести по формулам для первой модели.

При толстом слое износа ($\delta_2 \gg 1$) в третьей модели максимальный фрикционный нагрев

$$T_m - T_0 = \tau_S / (2c_2 \rho_2 J_2) \cdot \ln(2\sqrt{4\delta_2 - 2\sqrt{\delta_2} + 4\sqrt{\delta_2} - 1}). \quad (33)$$

Возможность воспламенения твердых ВВ при сухом трении с износом приближенно оценивается по условию

$$F_k = \frac{Q_0 k_0}{\lambda} \frac{E}{RT_m^2} r_{оч}^2 \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) \gg 20, \quad (34)$$

где T_m — максимальная температура при трении с износом, рассчитываемая по приведенным выше формулам; $r_{оч}$ — характерный размер очага разогрева ВВ при трении. Если тело 2 — ВВ, а тело 1 — инертное, то $r_{оч} = a_2 / (J_2 V)$ при $\delta_2 \ll 1$, $r_{оч} = h_2 / 2$ при $\delta_2 \gg 1$. При $J_2 V > u$ горение не будет распространяться из очага на всю массу ВВ. Если тело 1 — ВВ, а тело 2 — инертное, то $r_{оч} = \sqrt{a_1 D} / (2V)$ при $\delta_1 \ll 1$, $r_{оч} = h_1 / 2$ при $\delta_1 \gg 1$. При $J_1 V > u$ горение не будет выходить из очага воспламенения.

Конкретные числовые оценки, проведенные для изнашиваемого заряда пироксилина, движущегося по подложке из стали или текстолита, показывают, что в одних условиях увеличение износа может увеличить фрикционный разогрев (при больших значениях критерия

перегрева ε_2) и способствовать возникновению воспламенения заряда ВВ, а в других условиях — препятствовать воспламенению за счет уменьшения зоны прогрева заряда ВВ и температуры трения.

3. Сухое длительное трение

Под длительным (в тепловом отношении) трением следует понимать трение в течение времени, много большего времени прогрева трущихся тел

$$t_{\text{тр}} \gg \frac{1}{3} \frac{h^2_i}{a_i}, \quad (35)$$

когда, в отличие от кратковременного трения, необходимо учитывать размеры трущихся тел в направлении распространения тепла h_i и тепловые условия на поверхностях контакта трущихся тел с окружающей средой.

Возможность воспламенения твердых ВВ при длительном трении определяется критическими условиями воспламенения в установившемся (стационарном) режиме. При длительном трении температура всех участков трущихся поверхностей становится близкой к температуре на пятнах фактического касания, поэтому при тепловых расчетах стационарных режимов трения следует использовать модель сплошного фрикционного контакта с равномерно распределенной мощностью тепловыделения трения.

В данном разделе приведены результаты теоретического исследования стационарных тепловых режимов сухого трения невзрывчатых и взрывчатых твердых тел, определения характеристик разогрева и критических условий воспламенения ВВ под действием тепловыделения трения. Сначала рассмотрена вспомогательная задача о стационарном нагреве и критических условиях воспламенения твердых ВВ под действием заданного поверхностного равномерно распределенного теплового потока [19], затем ее результаты применены к задачам о разогреве и воспламенении твердых ВВ при длительном сухом трении (поступательном — модель 4, рис. 1 и вращательном — модель 5).

3.1. Стационарный разогрев и критические условия воспламенения твердого заряда ВВ под действием поверхностного теплового потока.

Сначала исследован разогрев инертного твердого тела при наличии теплопотерь. Рассмотрено инертное твердое тело в виде прямого цилиндра высотой h с произвольной формой основания площадью S и периметром Π . Ось x прямоугольной системы координат направлена параллельно образующей цилиндра, а центр координат помещен на то основание (торец) цилиндра, на котором действует равномерно распределенный тепловой поток q . На другом основании (торце) цилиндра и на его боковой поверхности задан закон теплообмена Ньютона со средней температурой T_0 и коэффициентами теплоотдачи α^T для торца и α^B для боковой поверхности, не зависящими от координат.

Трехмерная стационарная задача о нагреве цилиндра приведена к безразмерному виду и усреднена по поперечным координатам y и z методом С. И. Худяева с использованием первой собственной функции соответствующей краевой задачи теплопроводности [20].

Безразмерные переменные

$$\vartheta = \lambda(T - T_0)/(qh), \quad \xi = x/h.$$

Безразмерные параметры

$$\text{Bi}^T = \frac{\alpha^T h}{\lambda}, \quad \text{Bi}^B = \frac{\alpha^B r_0}{\lambda}, \quad \zeta = \frac{\sigma_0 h}{r_0}, \quad (36)$$

где r_0 — характерный линейный размер основания цилиндра, σ_0^2 — первое собственное значение краевой задачи при усреднении. Например, для кругового цилиндра радиусом r_0 первое собственное значение находим из соотношения

$$J_0(\sigma)/J_1(\sigma) = \sigma/\text{Bi}^B, \quad (37)$$

где J_0, J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка. В предельных случаях

$$\sigma_0 \rightarrow 2,4048 \text{ при } \text{Bi}^B \rightarrow \infty, \quad \sigma_0 \rightarrow \sqrt{2\text{Bi}^B} \text{ при } \text{Bi}^B \rightarrow 0;$$

для основания цилиндра в виде неограниченной полосы шириной, определяющей соотношение

$$\text{ctg} \sigma = \sigma/\text{Bi}^B. \quad (38)$$

В предельных случаях

$$\sigma_0 \rightarrow \pi/2 \text{ при } \text{Bi}^B \rightarrow \infty, \quad \sigma_0 \rightarrow \sqrt{\text{Bi}^B} \text{ при } \text{Bi}^B \rightarrow 0.$$

Если на обеих боковых поверхностях пластины задан один и тот же коэффициент $\alpha^B \neq 0$, то в критерии Bi^B (36) $r_0 = l/2$; если же на одной боковой поверхности $\alpha^B = 0$, а на другой $\alpha^B \neq 0$, то $r_0 = l$.

Общее решение усредненной одномерной задачи о стационарном нагреве прямого цилиндра

$$\vartheta = A \exp(\zeta \xi) + B \exp(-\zeta \xi), \quad (39)$$

$$A = \frac{(\zeta - \text{Bi}^T) \exp(-2\zeta)}{\zeta(\zeta(1 - \exp(-2\zeta)) + \text{Bi}^T(1 + \exp(-2\zeta)))},$$

$$B = \frac{\zeta + \text{Bi}^T}{\zeta(\zeta(1 - \exp(-2\zeta)) + \text{Bi}^T(1 + \exp(-2\zeta)))}.$$

Безразмерный критерий ζ — основной критерий задачи, характеризующий влияние теплоотвода через боковую поверхность цилиндра на разогрев цилиндра под действием торцевого теплового потока. При больших ζ это влияние сильное и при $\zeta \gg 1$ $A \rightarrow 0$, $B \rightarrow 1/\zeta$, т. е. теплоотвод с торца $\xi = 1$ перестает сказываться на разогреве и профиль температуры совпадает с профилем температуры для полубесконечного цилиндра. При малых ζ влияние бокового теплоотвода слабое, и при $\zeta \ll 1$ им можно пренебречь.

Далее рассмотрены критические условия воспламенения взрывчатого прямого цилиндра для предельных случаев отсутствия бокового теплоотвода ($\zeta \rightarrow 0$) и сильного бокового теплоотвода ($\zeta \gg 1$).

В первом случае задача решена на основе подхода, развитого Д. А. Франк-Каменецким для несимметричного воспламенения [21]. Введены безразмерные критерии

$$F_{kv} = \frac{Q\rho k_0}{\lambda} \frac{E}{RT_1^2} \frac{h^2}{4} \exp\left(-\frac{E}{RT_1}\right), \quad \text{Ki}_B = \frac{qh}{2\lambda} \frac{E}{RT_1^2},$$

$$\text{Bi}_B = \frac{\text{Bi}}{2} = \frac{\alpha^T h}{2\lambda}, \quad \Theta_0 = \frac{E}{RT_1^2} (T_1 - T_0), \quad \Theta_2 = \frac{E}{RT_1^2} (T_1 - T_2).$$

В качестве масштабной температуры использована неизвестная температура T_1 «горячего» торца $x=0$, введена также неизвестная

температура T_2 «холодного» торца $x=h$. Показано, что стационарное решение задачи о нагреве реакционноспособного цилиндра определяется системой уравнений

$$\operatorname{ch} \sqrt{2b_1 F k_B} = b_1 \exp(\Theta_2/2) - \sqrt{(b_1 \exp \Theta_2 - 1)(b_1 - 1)}, \quad (40)$$

$$\sqrt{2F k_B (b_1 - 1)} = \operatorname{Ki}_B, \quad (41)$$

$$\sqrt{2F k_B (b_1 - \exp(-\Theta_2))} \approx \sqrt{2F k_B b_1} = \operatorname{Bi}_B (\Theta_0 - \Theta_2). \quad (42)$$

Эта система уравнений позволяет определять масштабную температуру T_1 , которая и будет максимальной температурой взрывчатого тела в стационарном режиме. Если система уравнений не удовлетворяется ни при каких T_1 , то стационарный режим невозможен, т. е. в этих условиях должно происходить тепловое воспламенение тела. Таким образом, система уравнений (40)–(42) позволяет находить критические условия воспламенения и максимально возможное стационарное значение температуры T_1 , которое названо температурой воспламенения и обозначено T_B .

В предельном случае сильного бокового теплоотвода ($\zeta \gg 1$) аналогичным образом на основе обобщения решения задачи В. В. Барзыкина и С. И. Худяева [22] о торцевом зажигании полубесконечного цилиндра горячей поверхностью с постоянной температурой получено следующее выражение для определения стационарного нагрева под действием торцевого теплового потока q :

$$F k_3 = \frac{\Theta_0^2 \sigma_0^2}{2 + k i_3^2}, \quad (43)$$

где

$$F k_3 = \frac{Q \rho k_0}{\lambda} \frac{E}{R T_1^2} \cdot r_0^2 \exp\left(-\frac{E}{R T_1}\right), \quad \Theta_0 = \frac{E}{R T_1^2} (T_1 - T_0),$$

$$\operatorname{Ki}_3 = \frac{q}{\lambda} \frac{E}{R T_1^2} \left(\frac{\lambda}{Q \rho k_0} \frac{R T_1^2}{E} \exp \frac{E}{R T_1} \right)^{1/2}.$$

Соотношение (43) позволяет определить введенную масштабную температуру T_1 , которая и будет максимальной температурой цилиндра в стационарном тепловом режиме. Если соотношение (43) не выполняется ни при каких T_1 , то стационарный режим невозможен. Максимально возможное значение T_1 также обозначено T_B и названо температурой воспламенения.

Показано, что для учета выгорания при расчете критических условий воспламенения необходимо вести учет как при минимально возможном (начальном) значении скорости автокаталитической реакции термического разложения ВВ, так и при максимально возможном по глубине превращения (промежуточном) значении скорости. Соответственно этому получим оценки критических условий воспламенения сверху и снизу.

3.2. Разогрев и воспламенение твердых ВВ за счет трения при поступательном движении (см. рис. 1, модель 4). Характеристики двух трущихся тел в виде двух прямых цилиндров с высотами h_1 и h_2 обозначим соответственно индексами 1 и 2. Стационарный нагрев каждого тела описывается выражением (39), в котором следует использовать величины, относящиеся к рассматриваемому телу. Исходя из этого и соотношений

(6)—(8), получим следующее выражение для коэффициента распределения тепловых потоков при длительном сухом трении:

$$\alpha_{т.п} = \left(1 + \frac{\lambda_1 h_2 (A_2 + B_2)}{\lambda_2 h_1 (A_1 + B_1)}\right)^{-1}, \quad (44)$$

которое существенно отличается от выражения (9) для кратковременного сухого трения. Формулы (43) и (44) позволяют найти контактный нагрев инертных твердых тел при длительном сухом трении.

Если одно из трущихся тел является взрывчатым (тело 1 в модели 4), то расчет критических условий воспламенения при трении следует вести следующим образом. Для взрывчатого тела 1 по формулам (40)—(42) или (43) определяем температуру воспламенения T_B и значения безразмерных критериев, а по ним и критическое значение теплового потока $q_1^{кр}$. По величинам T_B и $q_1^{кр}$ находим величину теплового потока $q_2^{кр}$ в тело 2. В итоге получаем соотношение

$$q^{кр_1} + q^{кр_2} = q^{кр_{тр}} = \tau^{кр_{тр}}(T_B) V^{кр}, \quad (45)$$

связывающее параметры трения в критических условиях. Коэффициент распределения тепловых потоков в этих условиях

$$\alpha_{т.п} = q^{кр_2} / (q^{кр_1} + q^{кр_2}) \quad (46)$$

отличается от значения (44) для инертных тел, так как при вычислении $q^{кр_1}$ учтено тепловыделение химической реакции термического разложения ВВ.

3.3. Разогрев и воспламенение твердых ВВ при трении вращения (см. рис. 1, модель 5). Рассмотрен твердый заряд ВВ (тело 1) в виде сплошного прямого кругового цилиндра диаметром D и высотой h_1 , находящийся на массивном твердом основании (тело 3, которое принимается за полуограниченное) и подвергающийся трению вращения прямым цилиндрическим пуансоном высотой h_2 (тело 2). Угловая скорость вращения пуансона ω , крутящий момент $M_{кр}$. При длительном трении вращения температура на поверхности трения практически не зависит от расстояния r от оси вращения. С учетом этого усреднена интенсивность фрикционного тепловыделения по площади круга вращения

$$q_{тр} = \frac{4}{\pi D^2} \int_0^{D/2} \tau_{тр}(T) \omega r 2\pi r dr = \frac{4M_{кр}\omega}{\pi D^2} \quad (47)$$

и далее рассмотрены равномерно распределенные тепловые потоки q_1 и q_2 , направленные в тела 1 и 2 от плоскости трения, и тепловой поток q_3 из тела 1 в тело 3. Максимальный разогрев на круговом пятне контакта тел 1 и 3 определяется формулой Блока [12]

$$T_3 - T_0 = q_3 D / (2\lambda_3), \quad (48)$$

которую можно переписать в виде

$$q_3 = (2\lambda_3 / D) (T_3 - T_0) = \alpha^{T_1} (T_3 - T_0), \quad (49)$$

эквивалентном закону теплообмена Ньютона для нижнего торца тела 1 со средой температуры T_0 при коэффициенте теплообмена $\alpha^{T_1} = 2\lambda_3 / D$. В итоге рассматриваемая задача о разогреве твердого ВВ при трении вращения сводится к исследованной выше задаче о торцевом нагреве

твердого цилиндрического тела, на другом торце которого происходят теплотери по закону Ньютона со специфическим коэффициентом теплоотдачи $\alpha^T_1 = 2\lambda_3/D$.

4. Вязкий разогрев при трении

В п. 2 рассмотрены разогрев и воспламенение твердых ВВ при сухом трении. Вязкий разогрев является одним из основных механизмов инициирования как жидких ВВ, так и жидких прослоек твердых ВВ при механических воздействиях. Воздействие трением на жидкие ВВ (ЖВВ) может наблюдаться в различных аппаратах и приборах, когда прослойки ЖВВ попадают в зазор между скользящими твердыми поверхностями. В этом случае тонкий слой ЖВВ можно рассматривать в качестве подвергающейся деформации сдвига вязкой смазки при трении (см. рис. 1, модель 6). При больших скоростях скольжения может наблюдаться значительный диссипативный разогрев ЖВВ, особенно с высокой вязкостью. Поэтому применительно к задачам о воспламенении ВВ при трении представляет интерес исследование теплового воспламенения ЖВВ за счет вязкого разогрева при сдвиговом течении (течении Куэтта). Частично такое исследование выполнено А. М. Столиным и А. Г. Мержановым [23].

При высоких скоростях и больших нагрузках трение твердых ВВ может сопровождаться переходом ВВ в зоне поверхности трения в пластическое и жидкое состояние. В связи с этим большой интерес представляет теоретическое исследование динамики образования пластической и жидкой прослойки при трении твердых тел (см. рис. 1, модель 7), возможности фрикционного разогрева ВВ выше температуры плавления. Существовавшие теории Ф. Боудена [24], В. А. Балакина [25], Б. Н. Кондрикова [26] не учитывали стадию образования пластической прослойки, а стадию развития жидкой прослойки описывали недостаточно строго.

4.1. Воспламенение жидких ВВ за счет вязкого разогрева при трении (см. рис. 1, модель 6) [27]. Рассмотрен слой ЖВВ в бесконечном плоском зазоре толщиной $2r_0$, образованном двумя параллельными стенками, одна из которых неподвижна, а другая перемещается с постоянной скоростью V . На стенках осуществляется теплообмен по закону Ньютона. Записана нестационарная система уравнений движения и теплового баланса с учетом диссипации энергии и тепловыделения от химической реакции, которая исследована путем численного решения на ЭВМ.

Анализ проведенных многочисленных расчетов показал, что картина развития нестационарного воспламенения ЖВВ под действием диссипативного разогрева получается аналогичной картине нестационарного теплового зажигания, описанной в работе [14]. Здесь также при протекании процесса можно выделить две существенно различные стадии. На первой стадии разогрев происходит практически только за счет диссипативного тепловыделения, а на второй — за счет тепловыделения химической реакции, причем длительность второй стадии намного меньше длительности первой. На основе этого предложен приближенный метод определения времени задержки воспламенения, согласно которому принимается, что воспламенение ЖВВ наступает в тот момент, когда скорости тепловыделения от диссипации энергии и от химической реакции становятся равными:

$$\int_{-r_0}^{+r_0} \mu \left(-\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 dx = \int_{-r_0}^{+r_0} Q_0 \rho k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) dx, \quad (50)$$

где μ — динамическая вязкость ЖВВ, $\partial v/\partial x$ — градиент скорости.

Далее при исследовании критических условий воспламенения ЖВВ под действием диссипативного разогрева показано, что ЖВВ, нагретое за счет диссипации энергии при сдвиговом течении, можно приближенно рассматривать при граничных условиях первого рода на стенках как очаг разогрева, находящийся в плоском термостатированном сосуде. Критические условия воспламенения такого очага определяются известным решением задачи об очаговом тепловом взрыве [28]. При граничных условиях третьего рода на стенках плоского зазора критические условия воспламенения ЖВВ приближенно можно рассчитывать с использованием решения краевой задачи теории теплового взрыва [29].

Предложенные методы расчета характеристик воспламенения ЖВВ при вязком нагреве основаны на использовании решений соответствующих задач о диссипативном нагреве при течении инертных жидкостей и дают результаты, находящиеся в хорошем соответствии с результатами численного счета.

4.2. Образование пластической и жидкой прослоек при фрикционном разогреве твердых ВВ и их воспламенение (см. рис. 1, модель 7) [30, 31].

В этой модели в середине изображена жидкая прослойка, перекрестной штриховкой обозначены пластические прослойки, а косой штриховкой — твердые части ВВ. В качестве пары трения приняты два одинаковых полубесконечных твердых взрывчатых тела, скользящих поступательно относительно друг друга с постоянной скоростью и имеющих сплошную плоскость фрикционного контакта. Рассмотрено постадийное развитие фрикционного контакта. Первая стадия — стадия сухого трения (см. п. 3). Вторая стадия — стадия образования и развития жесткопластической прослойки между трущимися телами. Третья — стадия образования жидкой прослойки и совместного течения ее вместе с пластической прослойкой. Четвертая и пятая — стадии течения только жидкой прослойки, когда напряжение сдвига жидкой фазы становится меньше минимального значения предела текучести пластической прослойки.

Задача о фрикционном разогреве тел и развитии прослоек на каждой стадии решена с использованием приближенных методов интегральных соотношений [32] и усреднения [20], в результате чего сведена к системам обыкновенных дифференциальных уравнений, которые легко могут решаться на ЭВМ с использованием стандартных методов решения. Приведены результаты конкретных численных расчетов. На рис. 2 приведено сравнение экспериментальных данных В. И. Вилля по разогреву стальных стержней при их сварке встык трением вращения и соответствующего расчета по полученным уравнениям для стадии сухого трения и стадии пластической прослойки. Эти расчетные ре-

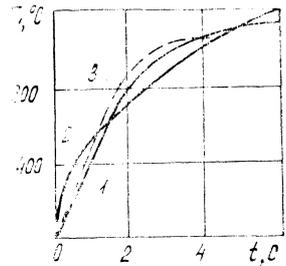


Рис. 2. Изменение во времени максимального разогрева на поверхности трения при сварке трением цилиндрических стальных стержней:

1 — расчет авторов; 2 — расчет по Н. Н. Рыкалину; 3 — эксперимент В. И. Вилля

зультаты заметно больше соответствуют эксперименту, чем результаты расчетов по методике Н. Н. Рыкалина, в основу которой положены формулы нагрева полубесконечного тела поверхностным постоянным тепловым потоком и не учитывается образование пластической прослойки [33].

Получены формулы для предельно возможных значений максимальной и усредненной по толщине жидкой прослойки величин фрикционного нагрева

$$T_{\text{пр max}} - T_{\text{пл}} = \frac{\mu (T_{\text{сп}}^{\text{пр}}) V^2}{2\pi\lambda}, \quad T_{\text{пр ср}} - T_{\text{пл}} = \frac{\mu (T_{\text{сп}}^{\text{пр}}) V^2}{\pi^2\lambda}, \quad (51)$$

из которых видно, что фрикционный разогрев тем выше, чем больше скорость скольжения V , вязкость расплавленной прослойки μ и чем меньше коэффициент теплопроводности λ . По этим формулам можно судить о том, когда температура плавления твердого тела является границей его фрикционного разогрева. Для металлов (твердых тел, обладающих высокой теплопроводностью и малой вязкостью в расплавленном состоянии) температура плавления есть граница разогрева даже при скорости 1000 м/с. Твердые органические ВВ имеют малую теплопроводность и более высокую вязкость жидкой фазы. Для них при скоростях трения в сотни метров в секунду очень быстро могут достигаться температуры, намного превышающие температуру плавления ВВ.

5. Автоколебания при трении

В предыдущих пунктах не учитывалось, что трущиеся твердые тела, как ВВ, так и инертные материалы, упруго деформируются при трении под действием сдвиговых напряжений; также не учитывалась возможность наличия в системе трения упругих связей. Но, как известно, наличие упругости в системе трения приводит к тому, что в определенных условиях трение сопровождается возникновением автоколебаний, которые называются также механическими релаксационными колебаниями или скачками при трении [34]. Рассматриваемые в этом случае модели системы трения представлены на рис. 1 моделью 8 (для сухого трения) и моделью 9 (для трения со смазкой). В автоколебательном режиме трение представляет собой не равномерное относительное скольжение фрикционных элементов со скоростью V заданного равномерного перемещения одного из элементов, а состоит из последовательного чередования двух этапов: этапа относительного покоя фрикционных элементов и этапа скачка — неравномерного относительного скольжения их. Скорость скольжения при скачке может достигать значительных величин и намного превышать величину V . Во время этапа относительного покоя происходит накопление потенциальной упругой энергии в системе, во время этапа скачка происходит самопроизвольная упругая разгрузка с переходом запасенной упругой энергии в работу сил трения.

Существующие теории фрикционных автоколебаний объясняют появление автоколебаний зависимостью силы трения от различных факторов [35]. Автором предложена новая теория, согласно которой причина появления автоколебаний при трении заключается в уменьшении силы трения при повышении температуры на поверхности трения (тепловая теория фрикционных автоколебаний [36—38]). Следует отме-

туть, что уменьшение вязкости среды при увеличении температуры рассматривалось ранее А. М. Столиным и С. И. Худяевым в качестве причины возникновения автоколебаний при деформировании вязкоупругой среды в динамометрической системе, но их теория не учитывала инерционных свойств упругой системы, поэтому не относится к фрикционным автоколебаниям [39].

5.1. Тепловая теория автоколебаний при сухом трении (см. рис. 1, модель 8)

Рассмотрена задача о возникновении автоколебаний тепловой природы в модельной системе сухого трения [37, 38]. Коэффициент взаимного перекрытия фрикционной пары принят равным единице, фрикционный контакт — сплошным. Один элемент пары трения связан с абсолютно жесткой механической системой, другой — с линейной колебательной системой с одной степенью свободы. Сила трения зависит от температуры степенным образом (см. (5)). Записаны уравнения движения и теплопроводности, которые приведены к безразмерному виду.

Основные безразмерные критерии:

$$\varepsilon = \frac{\tau_{\text{тр}}^0}{V\sqrt{k_1 m_1}}, \quad \kappa = (1 - \alpha_{\text{ТП}}) \frac{(\tau_{\text{тр}}^0)^2}{k_1(T_* - T_0)} \sqrt{\frac{\omega_1}{\lambda_1 c_1 \rho_1}}, \quad (52)$$

где k_1 и m_1 — соответственно жесткость пружины и масса тела 1, приходящиеся на единицу площади поверхности контакта трущихся тел; $\omega_1 = \sqrt{k_1/m_1}$ — частота свободных колебаний. Характерные величины: $y_0 = \tau_{\text{тр}}^0/k_1$ — координата первого срыва (скачка); $v_k = y_0 \omega_1$ — скорость скачка; $t_k = \omega_1^{-1}$ — время скачка. Величина критерия ε характеризует степень нелинейности колебательной системы. По физическому смыслу он характеризует соотношение силы трения и инерционной силы при автоколебаниях, а также отношение характерной скорости скачка v_k к скорости V . При больших ε ($\varepsilon \gg 1$) колебательная система сильно нелинейна, автоколебания носят релаксационный характер. Длительность этапа относительно покоя намного больше длительности этапа скачка. Во время скачка происходит резкий подъем температуры, причем тепловыделение обуславливается упругой разгрузкой и переходом запасенной на этапе относительного покоя упругой энергии в тепловую. Вклад скорости V в разогрев при скачке невелик. При малых ε ($\varepsilon \ll 1$) колебательная система слабо нелинейна, колебания здесь являются квазигармоническими. Основной вклад во фрикционный разогрев вносит заданная скорость перемещения V , величина которой при $\varepsilon \ll 1$ намного больше величины v_k . В данном пункте конечной целью являлось изучение образования очагов разогрева твердых ВВ за счет упругой разгрузки, поэтому исследовались в основном релаксационные колебания, для которых скорость скачка v_k при упругой разгрузке намного больше скорости перемещения V .

Безразмерный критерий κ — главный критерий, ответственный за возникновение автоколебаний. По физическому смыслу критерий κ характеризует отношение времени тепловой релаксации тепловыделения трения при колебании к характерному времени колебания. Путем численного решения задачи на ЭВМ определено критическое значение $\kappa_{\text{кр}} = 1,74$. При $\kappa > \kappa_{\text{кр}}$ трение сопровождается автоколебаниями тепловой природы, при $\kappa < \kappa_{\text{кр}}$ автоколебаний нет.

При численном решении проанализированы картина возникновения и развития автоколебаний при трении, влияние различных параметров. Для линейной зависимости силы трения от температуры первый скачок

самый сильный. При уменьшении заданной скорости движения V автоколебания приобретают релаксационный характер, амплитуды скачков становятся равными. Описано влияние величины показателя степени n температурной зависимости силы трения на возникновение автоколебаний.

Приближенно определена возможность возникновения автоколебаний в других условиях: при больших скоростях трения, при малых коэффициентах взаимного перекрытия, при дискретном фрикционном контакте. Выполнены числовые оценки возможности возникновения автоколебаний в конкретных условиях.

На основе обобщения механизма Г. Т. Афанасьева и В. К. Боболева [3] предложен релаксационный механизм локального разогрева и воспламенения твердых ВВ при механических воздействиях [40, 41]. Согласно этому механизму в процессе механического воздействия на твердые ВВ возникают механические релаксационные колебания (скачки), вызывающие разогрев ВВ на поверхности трения. При этом происходит самопроизвольная упругая разгрузка ВВ и системы нагружения с переходом упругой энергии в теплоту трения.

Рассмотрена неизотермическая задача о возникновении релаксационных колебаний при деформации сдвига двух одинаковых плоских пластин твердого ВВ, прижатых друг к другу и имеющих сплошную поверхность контакта. Выявлено существование двух режимов упругой разгрузки пластин при сдвиговом деформировании: режима самопроизвольной упругой разгрузки, для которого характерно получение очагов разогрева в основном за счет упругой энергии, запасенной в пластинах при сдвиге, и режима принудительной упругой разгрузки, при котором величина разогрева существенным образом зависит от кинетической энергии, сообщаемой пластинам извне в момент начала разгрузки. Вид режима упругой разгрузки зависит главным образом, от величины основного критерия κ (52). Исследованы картина возникновения колебаний и очагов разогрева вблизи плоскости трения в различных условиях, а также критические условия воспламенения очагов. Отмечено, что в условиях копровых испытаний возможно образование и воспламенение очагов разогрева по релаксационному механизму на поверхностях сухого трения, проходящих внутри ВВ, за счет упругой энергии, запасенной как в образце ВВ, так и в ударнике.

5.2. Тепловая теория автоколебаний при трении со смазкой (см. рис. 1, модель 9). Исследована задача о возникновении автоколебаний тепловой природы в системе трения с упругой связью и со смазкой [39]. Рассмотрена смазка вязкопластического типа, падение вязкости которой с увеличением температуры описано функцией общего вида. Смазка находится между двумя соосными бесконечными трубами, одна из которых равномерно вращается, а вторая через упругий элемент закреплена с неподвижной точкой. Данная система трения описана системой обыкновенных дифференциальных уравнений движения и теплового баланса.

Полученная система уравнений качественно исследована на устойчивость по Ляпунову и решалась численно на ЭВМ. В общем виде определены условия возникновения автоколебаний. Проанализированы картина протекания трения в автоколебательном режиме, влияние различных параметров. Рассмотрены различные конкретные виды зависимости реологических характеристик смазки от температуры. На основании числовых оценок показано, что для возникновения автоколеба-

ний необходимы либо высокоскоростные режимы трения, либо смазки с большой вязкостью.

Рассмотрена задача о разогреве и воспламенении жидких ВВ в автоколебательном режиме трения. Разработан приближенный метод элементарного энергетического баланса для определения стационарной амплитуды установившихся автоколебаний при инертной смазке. Определен фрикционный разогрев смазки в различных условиях. Полученные результаты использованы для приближенного нахождения критических условий воспламенения ЖВВ в автоколебательном режиме трения. Отмечено, что возникновение автоколебаний приводит к перегреву жидкой прослойки и может значительно облегчить возникновение воспламенения ЖВВ при воздействии трением.

6. Контактное трение для пластичных веществ

К пластичным ВВ следует относить ВВ с низкой температурой плавления (например, дину), пороха, ТРТ и другие взрывчатые материалы, деформация которых при механических воздействиях носит пластический характер. Исследование пластического течения и разогрева ВВ применительно к копровым испытаниям началось с Н. А. Холева [42]. Широкое теоретическое и экспериментальное исследование закономерностей деформации и разогрева пластических веществ в условиях копровых испытаний ударом было проведено А. В. Дубовиком и В. К. Боболевым [4]. Но в работах этих авторов учитывалось только внутреннее тепловыделение за счет пластической и вязкой диссипации энергии в материале и не принимался во внимание тот факт, что при выдавливании пластического слоя из-под роликов может происходить проскальзывание слоя по поверхностям его контакта с роликами. Проскальзывание сопровождается внешним контактным трением, приводящим к контактному разогреву слоя. В данном пункте внимание уделено разогреву пластических веществ за счет контактного трения при деформации под действием удара, сравнению контактного разогрева с пластическим и вязким компонентами разогрева.

6.1. Разогрев и воспламенение тонкого пластического слоя ВВ при свободном раздавливании ударом (см. рис. 1, модель 10). Рассмотрены аналогично В. К. Боболеву, В. Л. Бодневой и А. В. Дубовику [4] выдавливание и разогрев тонкого вязкопластичного слоя под действием удара применительно к условиям копровых испытаний ВВ в приборчике № 2, но учтен также и контактный разогрев [43, 44]. Тонкий плоский круглый слой (диск) из вязкопластического материала помещен на плоское недеформируемое основание. Начальная толщина слоя h_0 , диаметр его D , $h_0 \ll D$. По этому слою наносится осевой удар с относительно небольшой скоростью W_n (порядка метра в секунду) упругим ударником с жесткостью k , имеющим массу M и плоское круглое основание диаметром D . Под действием такого удара пластический слой квазистатически деформируется, выдавливается из-под ударника и при этом разогревается. При развитом течении компоненты скорости движения частиц слоя определяются соотношениями

$$v_r = Wr/(2h), \quad v_z = -Wz/h, \quad (53)$$

где v_r и v_z — радиальная и осевая составляющие скорости (r и z — радиальная и осевая координаты); W — скорость перемещения

плоской границы слоя с ударником ($W > 0$); h — переменное значение толщины слоя. Пластический и вязкий компоненты разогрева слоя при выдавливании найдены В. К. Боболевым с сотрудниками.

Автором предложен метод, позволяющий производить оценки снизу и сверху поверхностного разогрева пластического слоя за счет внешнего контактного трения об ограничивающие твердые поверхности системы ударника [43, 44]. На контактных поверхностях слоя происходит тепловыделение внешнего трения с удельной мощностью $q_{\text{тр}} = \tau_s \cdot v_r$, где τ_s — предел текучести на сдвиг (при условии текучести Мизеса); v_r — радиальная координата скорости, представляющая собой скорость скольжения частиц слоя по ограничивающим твердым поверхностям. Контактный разогрев слоя при выдавливании приближенно определяется выражением

$$\Delta T_{\text{к}} = T_{\text{к}} - T_0 = \frac{(1 - \alpha_{\text{тр}}) \tau_s}{\sqrt{\pi \lambda_1 c_1 \rho_1}} \int_0^t v_r(t - \xi) \frac{d\xi}{\sqrt{\xi}}. \quad (54)$$

Если в качестве r в формуле (53) для скорости скольжения v_r использовать лагранжеву координату частиц слоя, то получим оценку снизу контактного разогрева $\Delta T_{\text{к}}^{\text{н}}$. Если же положить $r = D/2$, т. е. рассматривать контактный разогрев на периферии ударника, где скорость скольжения максимальна, то получим оценку сверху $\Delta T_{\text{к}}^{\text{в}}$.

Путем численного решения на ЭВМ исследован разогрев слоя при ударе за счет пластического и вязкого тепловыделений внутри слоя и за счет поверхностного контактного трения. Контактный разогрев слоя всегда больше пластического. При сравнительно небольших значениях вязкости материала слоя контактный разогрев также больше и вязкого разогрева, а при значительной вязкости контактный разогрев меньше вязкого. Однако необходимо подчеркнуть, что при вычислении пластического и вязкого компонентов разогрева использовался усредненный профиль скоростей движения частиц в слое (53), который является линейным по координатам r и z . Поэтому указанное соотношение между компонентами разогрева относится только к пластическим системам, действительный профиль скоростей движения которых в слое близок к усредненному линейному профилю (53). Такой профиль можно ожидать, например, от полимерных систем с большим содержанием твердого наполнителя, когда частицы наполнителя при выдавливании слоя цепляются друг за друга и имеют одну и ту же радиальную скорость по высоте слоя. Но, в принципе, возможны полимерные системы, действительный профиль скоростей для которых заметно отличается от усредненного линейного (53) и имеет, например, как в задаче Прандтля о плоской деформации сжатия тонкого слоя, большой градиент вблизи твердой поверхности [45]. Для этих систем указанное соотношение между контактным, пластическим и вязким компонентами разогрева может измениться. Но оценка компонентов разогрева в этом случае существенно затруднена тем, что до сих пор не известно точное решение кинетической задачи об осесимметричной деформации тонкого пластического слоя.

Предложенная С. М. Муратовым и автором приближенная теория «квазихолостого» удара [43] позволяет рассчитывать параметры ударного воздействия и разогрев жесткопластического слоя при свободном раздавливании. Отмечено, что результаты расчетов с использованием теории «квазихолостого» удара совпадают с результатами численного решения более точной задачи. Предложен приближенный метод ра-

счета критических условий воспламенения вязкопластического слоя ВВ при свободном раздавливании ударом.

6.2. Деформация и разогрев тонкого вязкопластического слоя при выдавливании в фильеру ударом (см. рис. 1, модель 11). Данное теоретическое исследование вызвано разработкой С. М. Муратовым с сотрудниками при участии автора метода испытания чувствительности жидких и пастообразных ВВ ударом в муфте с фильерой [46]. Рассмотрена задача о деформации и разогреве тонкого плоского осесимметричного слоя при выдавливании в короткую цилиндрическую фильеру. Пространство муфты, в котором происходит течение слоя, разбито на три области: фильеры, входа в фильеру, плоского зазора. В каждой из этих областей построены поле скоростей и поле напряжений. Определены среднее сопротивление слоя выдавливанию в фильеру, вклад каждой из областей течения слоя в общее сопротивление. Получены формулы для расчета разогрева слоя за счет пластического и вязкого тепловыделения внутри слоя и поверхностного контактного трения.

Полученные результаты применены для математического описания деформации и разогрева слоя в процессе выдавливания в фильеру. Учтена стадия упругого сжатия системы ударника до начала пластического течения слоя, определены параметры начала выдавливания слоя в фильеру. Путем численного решения задачи на ЭВМ исследована картина изменения во времени среднего давления, толщины слоя, скорости сжатия, координат пластических частиц и различных видов разогрева слоя. Отмечены характерные особенности процесса выдавливания в фильеру: намного большее сопротивление слоя, чем при свободном раздавливании, спад давления при течении вязкопластического слоя и рост давления при течении жесткопластического слоя, значительно больший вклад вязкой диссипации энергии в сопротивление слоя и в его разогрев, наиболее высокая интенсивность пластической и вязкой диссипации энергий в области входа в фильеру, приводящая к резкому росту пластического и особенно вязкого видов разогрева частиц в этой области. Контактный разогрев слоя всегда больше пластического, а при небольшой вязкости материала больше и вязкого разогрева.

6.3. Разогрев и воспламенение пластических ВВ при внедрении клиновидного пуансона (см. рис. 1, модель 12). Рассмотрена задача о плоской деформации, разогреве и воспламенении жесткопластических ВВ в недеформируемой матрице при внедрении плоского клиновидного пуансона [53, 54]. Определены нормальное контактное давление и сила внедрения пуансона, а также скорости движения частиц пластической массы и скольжения по контактными поверхностям. При узком пуансоне использован метод линий скольжения, при широком — метод баланса работ. Определен внутренний адиабатический разогрев массы за счет пластического тепловыделения, даны оценки снизу и сверху контактного разогрева. Отмечено, что пластический разогрев массы при внедрении пуансона намного меньше контактного. Полученные результаты использованы для приближенного определения критических условий воспламенения пластических ВВ при внедрении клиновидного пуансона.

В качестве общего итога отметим, что при всех рассмотренных здесь видах механических воздействий на пластические ВВ поверхностный разогрев ВВ за счет контактного трения намного больше внутреннего пластического разогрева, а при не очень больших значениях вязкости

ВВ больше и внутреннего вязкого разогрева. В связи с этим учет контактного трения и разогрева обязателен при исследовании деформации и разогрева пластических ВВ при механических воздействиях, и контактное трение может играть, как и в случае твердых хрупких ВВ, решающую роль в инициировании пластических ВВ при механических воздействиях.

7. Адиабатное сжатие газа

Адиабатическое сжатие газовых включений в конденсированных ВВ является эффективным механизмом их воспламенения и взрыва при ударе [1, 2]. Однако до недавнего времени не удавалось достоверно понять сам механизм нагрева и воспламенения твердых ВВ при этом, так как даже при высокой температуре адиабатно сжатого газа кондуктивный теплоперенос из газа в беспористую поверхность сплошного ВВ не может за время удара обеспечить необходимые для воспламенения температуры поверхности ВВ, поскольку тепловая активность газа $\sqrt{\lambda c \zeta}$ намного меньше тепловой активности твердого ВВ. И только развитый в работе [47] подход, основанный на рассмотрении явления фильтрации нагретого при адиабатном сжатии газа, дал достоверное понимание механизма воспламенения твердых веществ при адиабатном сжатии газа. Большую роль в этом понимании сыграла теоретическая модель Б. С. Сеплярского для воспламенения пористого химически активного вещества при фильтрации нагретого газа [48]. Он показал, что фильтрация вызывает переход от кондуктивного режима зажигания к конвективному, когда время задержки зажигания резко сокращается и само зажигание существенно облегчается.

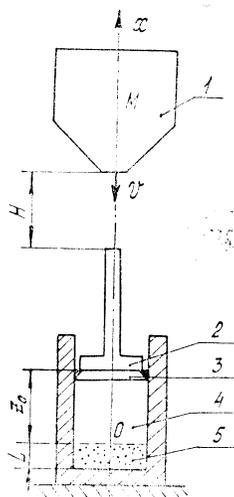


Рис. 3. Модель фильтрационного зажигания пористых веществ адиабатно сжатым газом:

1—груз; 2—поршень; 3—уплотнение; 4—газовая полость; 5—пористое вещество

Модель для процесса нагрева и воспламенения пористого ВВ при адиабатическом сжатии газа под поршнем удара грузом на копре представлена на рис. 3. При ударе газ под поршнем сжимается, нагревается и начинает затекать в пористое вещество. При этом газ отдает часть своего тепла, и если тепла оказывается достаточно, то вещество загорается. Для описания процесса рассматриваются уравнения движения поршня, изменения давления, температуры и массы газа под поршнем, сохранения энергии и массы в пористой среде с нелинейными источниками, отражающими экзотермическое превращение реагентов, а также соответствующие начальные и граничные условия. Полученная система

9 уравнений приведена к безразмерному виду и проанализирована.

Время сжатия газа t_0 близко к величине z_0/v_0 , где z_0 — начальная высота газовой полости; v_0 — начальная скорость движения поршня, когда груз ударяет по поршню. Изменение параметров газа описывается соотношением

$$pV^\gamma = p_0V_0^\gamma (m/m_0)^{\gamma_1},$$

где p , V , m , и p_0 , V_0 , m_0 — текущие и начальные значения давления, объема и массы газа под поршнем; γ — показатель адиабаты Пуассона; P_m и T_m — максимальные значения давления и температуры газа в полости при холостом ударе (пористое вещество инертно и имеет нулевую пористость); $t_{ад}(T_m)$ — адиабатический период индукции теплового взрыва при температуре T_m .

Главными безразмерными критериями являются

$$\nu = \frac{v_0 t_{ад}(T_m)}{z_0}, \quad \kappa = \frac{k_\phi c_T \rho_T}{\lambda},$$

где k_ϕ — коэффициент фильтрации газа в законе Дарси; c_T и ζ_T — удельная теплоемкость и плотность твердой фазы; λ — коэффициент теплопроводности пористого вещества. Критерий ν характеризует отношение адиабатического периода индукции к характерному времени удара t_0 . Так как газ имеет максимальную температуру в период времени, намного меньший, чем время удара, то для зажигания необходимо выполнение условия $\nu \ll 1$. Критерий κ характеризует отношение конвективного теплопереноса к кондуктивному. На рис. 4 показано изменение во времени безразмерной температуры $\Theta_s = E(T - T_m) / (hT_m^2)$ поверхности пористого вещества для случая отсутствия зажигания (1) и случая зажигания (2). Как и ожидалось, критическое значение $\nu_{кр} = 0,042$ во много раз меньше единицы. Величина κ должна быть достаточно большой, чтобы обеспечить зажигание. Например, при $\nu = 0,041$ для $\kappa = 100$ наблюдается зажигание, а для $\kappa = 50$ — нет. На критические характеристики зажигания влияют не только кинетические параметры химической реакции и условия теплообмена, но и фильтрационные характеристики пористого вещества.

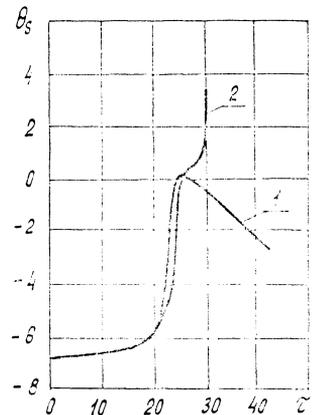


Рис. 4. Изменение температуры поверхности пористого вещества во времени при различных ν :
1 — $\nu = 0,042$; 2 — $\nu = 0,041$
($\kappa = 100$)

8. Очаговое воспламенение в жидкости

Существующие теории очагового теплового воспламенения [28, 49] не рассматривают гидродинамическое расширение очага разогрева, поэтому на их основе оценивать возможность воспламенения разогретого парогазового пузырька в жидкости можно только в предельном случае очень медленного расширения пузырька.

В работе [50] представлены результаты теоретического исследования теплового взрыва сферического пузырька, находящегося в неограниченной жидкости и наполненного реакционноспособными газами и парами. Жидкость принимается несжимаемой, имеющей постоянную температуру T_c и постоянное давление p_∞ вдали от пузырька. Возникший по каким-то причинам газовый сферический пузырек в начальный момент времени имеет радиус r_0 , давление p_0 и температуру T_0 , причем $p_0 > p_\infty$, $T_0 > T_c$. В пузырьке может происходить химическая реакция нулевого порядка. Температура и давление газа принимаются в любой

момент времени равномерно распределенными по всему объему пузырька. Дифференциальное уравнение теплового баланса в пузырьке связывает скорость изменения теплосодержания пузырька со скоростью выделения тепла в результате химической реакции, скоростью отвода тепла в окружающую жидкость, работой расширения пузырька и вязкой диссипацией энергии в жидкости:

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} = Q_{k_0} e^{-E/RT} - \alpha \frac{S}{V} (T - T_c) - \frac{p}{V} \frac{dV}{dt} - \frac{12\mu}{r^2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2,$$

где V — объем пузырька, S — площадь его поверхности, α — эффективный коэффициент теплообмена, μ — вязкость жидкости.

Для инертного газового пузырька в жидкости существует критический радиус

$$r_* = \frac{8,4\mu}{\sqrt{\rho_*(\rho_0 - \rho_\infty)}}.$$

При $r_0 < r_*$ расширение пузырька происходит в так называемом вязком режиме, когда сказывается существенное влияние вязкости жидкости. При $r_0 > r_*$ осуществляется инерционный режим расширения пузырька, и вязкостью жидкости можно пренебречь.

Вязкий режим осуществляется для очень мелких пузырьков. Тепловой взрыв в этом случае произойдет, когда скорость теплоприхода от химической реакции будет больше скорости потерь энергии пузырька вследствие теплоотвода в жидкость, работы расширения пузырька и вязкой диссипации энергии. Критическое условие теплового взрыва

$$\kappa_{кр} = \Theta_c + 3(\gamma - 1)\chi \text{Re} [2q_0^2 - 3q_0 q_c + q_c^2] / q_0 \gamma \beta,$$

где

$$\kappa = \frac{t_\tau}{t_{ад}}, \quad \chi = \frac{t_\tau}{t_p}, \quad t_p = r_0 \sqrt{\frac{\rho_*}{\rho_0 - \rho_\infty}}, \quad t_\tau = \frac{c_p \rho_0^0 V_0}{\alpha_0 S_0},$$

$$q_0 = \frac{p}{\rho_0 - \rho_\infty}, \quad q_c = \frac{p_\infty}{\rho_0 - \rho_\infty}, \quad \Theta_c = \frac{E(T_0 - T_c)}{RT_0^2},$$

$$\beta = \frac{RT_0}{t}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad t_{ад} = \frac{c_p}{Q_{k_0}} - \frac{RT_0^2}{E} \exp \frac{E}{RT_0}.$$

Инерционный режим движения границы пузырька наблюдается для сравнительно крупных пузырьков. Здесь определяющую роль в динамике движения границы пузырька играют инерционные силы, и движение имеет колебательный характер. Основным критерием для воспламенения в этом случае является $\zeta = t_p / t_{ад}$. Численное исследование показало, что при $\chi = t_\tau / t_p > 1$ колебания можно считать адиабатическими. Для $\zeta > 3,3$ адиабатический тепловой взрыв происходит, когда пузырек еще не успеет расшириться. При меньших ζ пузырек совершает адиабатические колебания с амплитудой, возрастающей за счет тепловыделения от химической реакции, после чего также происходит взрыв. Чем меньше ζ , тем через большее число колебаний наступает взрыв.

В работе [51] А. В. Тютяевым и автором рассмотрена следующая стадия очагового воспламенения в жидком ВВ — развитие сферического очага горения в жидкости. Впервые процесс расширения горящей

полости в неограниченном объеме исследовал А. Д. Марголин, который предполагал, что скорость горения жидкости много меньше скорости расширения полости под действием давления газообразных продуктов горения [52]. Однако для сильновязких веществ и для малых очагов горения в системах с умеренной вязкостью скорость горения может быть сравнима или даже больше скорости расширения полости. С учетом этого обстоятельства в работе [51] проведен теоретический анализ развития горения в сферическом пузырьке.

Скорость жидкости на поверхности полости v_R связана с изменением радиуса полости R и скоростью горения жидкости u соотношением

$$\frac{dR}{dt} = v_R + u,$$

причем $\rho_{ж}u = Br$, где $\rho_{ж}$ — плотность жидкости; B, v — постоянные; p — давление газа. Уравнение сохранения массы для горящей сферической полости

$$\frac{dm}{dt} = \rho_{ж}uS.$$

Уравнение движения границы пузырька

$$\rho_{ж} \left(R \frac{dv_R}{dt} + v_R \frac{dR}{dt} - \frac{v_R^2}{2} \right) = p_R - p_{\infty},$$

где p_R и p_{∞} — давление в жидкости на границе пузырька и на бесконечности. Параметры газа в пузырьке изменяются в соответствии с уравнениями состояния и сохранения энергии

$$pV = \frac{m}{\mu} R_g T, \quad \frac{d}{dt} (C_v m T) = S_{ср} T_{г} \rho_{ж} u - p \frac{dV}{dt},$$

где V — объем пузырька, μ — средняя молекулярная масса продуктов сгорания, m — масса газа в пузырьке, $T_{г}$ — температура горения жидкости при постоянном давлении, R_g — универсальная газовая постоянная.

Полученная система уравнений приведена к безразмерному виду и проанализирована на устойчивость. Определены виды особых точек. Затем система уравнений решалась численно на ЭВМ. Развитие процесса зависит, в первую очередь, от величины критерия

$$\kappa = \frac{3RT_{г} B p_{\infty}^{-1.5} \rho_{ж}^{0.5}}{\mu},$$

характеризующего отношение характерного времени расширения (сжатия) $t_c = R_0 \sqrt{\rho_{ж}/\rho_{\infty}}$ к времени наполнения пузырька продуктами горения $t_n = \rho_0 R_0 / 3\rho_{ж}u$. Если в работе [52] при возрастании параметра наблюдалось повышение давления в пузырьке и скорости до бесконечности, что интерпретировалось как взрыв, то нашими расчетами показано, что давление и скорость горения стремятся к большим, но конечным предельным значениям. Причем эти предельные значения могут достигаться как после нескольких колебаний, так и в отсутствие колебаний. Повышение давления приводит к увеличению скорости горения жидкости, а не скорости движения. Повышение давления и соответствующее увеличение скорости горения до предельных значений можно интерпретировать как возникновение взрыва.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Андреев В. К., Беляев А. Ф.* Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960. 596 с.
2. *Боуден Ф. П., Иоффе А. Д.* Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах/Пер. с англ. М.: ИЛ, 1955. 120 с.
3. *Афанасьев Г. Т., Боболев В. К.* Иницирование твердых взрывчатых веществ ударом. М.: Наука, 1968. 176 с.
4. *Дубовик А. В., Боболев В. К.* Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978. 232 с.
5. *Беляев А. Ф., Боболев В. К., Ратнер З. И.* О механизме возникновения детонации ВВ (смесей) при ударе//ДАН СССР. 1945. Т. 50. № 2. С. 303—305.
6. *Амосов А. П.* Об условии распространения горения за пределы очага воспламенения//ДАН СССР. 1978. Т. 243. № 3. С. 673—676.
7. *Зельдович Я. Б., Симонов Н. Н.* К теории искрового воспламенения газовых взрывчатых смесей//ЖФХ. 1949. Т. 23. № 11. С. 1361—1374.
8. *Виллюнов В. Н.* К теории искрового воспламенения//ДАН СССР. 1973. Т. 208. № 1. С. 66—69.
9. *Мержанов А. Г., Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г.* Установление стационарного распространения пламени при зажигании газа накаленной поверхностью//ПМТФ. 1969. № 5. С. 42—48.
10. *Шкадинский К. Г.* Особенности выхода на установившийся режим горения при зажигании безгазовых составов накаленной поверхностью//ФГВ. 1971. Т. 7. № 3. С. 332—336.
11. *Грядунов А. Н., Амосов А. П.* и др. Критические условия распространения горения при очаговом воспламенении безгазовых систем//ФГВ. 1982. № 4. С. 35—40.
12. *Чичинадзе А. В.* Расчет и исследование внешнего трения при торможении. М.: Наука, 1967. 232 с.
13. *Амосов А. П., Бостанджиян С. А., Козлов В. С.* Зажигание твердых ВВ теплотой сухого трения//ФГВ. 1972. Т. 8. № 3. С. 362—368.
14. *Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г.* Приближенный метод решения задач тепловой теории зажигания//ДАН СССР. 1968. Т. 178. № 1. Т. 131—134.
15. *Амосов А. П., Грядунов А. Н.* Влияние зависимости силы трения от температуры на фрикционный разогрев//Машиноведение. 1981. № 2. С. 68—74.
16. *Амосов А. П.* и др. Воспламенение твердых ВВ под действием тепловыделения на пятна фактического касания при сухом трении//ФГВ. 1978. № 5. С. 114—120.
17. *Амосов А. П.* Разогрев твердых тел при трении с износом//ДАН СССР. 1980. Т. 252. № 2. С. 344—347.
18. *Амосов А. П.* Разогрев и воспламенение твердых ВВ при сухом трении с износом//ФГВ. 1980. № 2. С. 12—19.
19. *Амосов А. П.* Несимметричное воспламенение при заданном тепловом потоке//Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву (19—24 ноября 1989 г., Суздаль). Черногоровка, 1989. С. 77—81.
20. *Вольперт А. И., Худяев С. И.* Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики. М.: Наука, 1975. 394 с.
21. *Франк-Каменецкий Д. А.* Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967. 492 с.
22. *Барзыкин В. В., Худяев С. И.* К вопросу о критических условиях зажигания при наличии теплопотерь//ДАН СССР. 1966. Т. 169. № 6. С. 1366—1369.
23. *Столин А. М., Мержанов А. Г.* Критические условия теплового взрыва при наличии химических и механических источников тепла//ФГВ. 1971. № 4. С. 502—510.
24. *Боуден Ф. П., Тейбор Д.* Трение и смазка. М.: Машгиз, 1960. 152 с.
25. *Балакин В. А.* Процессы оплавления трущихся тел при высокоскоростном и тяжело нагруженном скользящем контакте//Машиноведение. 1980. № 2. С. 72—76.
26. *Кондриков Б. Н., Чубаров В. Д.* Измерение скорости движения вещества при ударе на копре//Вопросы теории взрывчатых веществ. М.: МХТИ им. Менделеева, 1974. С. 135—146.
27. *Амосов А. П.* и др. Воспламенение жидких ВВ при вязкостном нагреве//ФГВ. 1976. № 1. С. 59—67.
28. *Мержанов А. Г., Барзыкин В. В., Гонтковская В. Т.* Задача об очаговом тепловом взрыве//ДАН СССР. 1963. Т. 148. № 2. С. 380—383.
29. *Барзыкин В. В., Мержанов А. Г.* Краевая задача в теории теплового взрыва//ДАН СССР. 1958. Т. 120. № 6. С. 1271—1273.
30. *Амосов А. П.* Фрикционный разогрев и образование пластической и жидкой прослоек в зоне скользящего контакта твердых тел//ДАН СССР. 1982. Т. 262. № 2. С. 280—285.

31. Амосов А. П. Разогрев и воспламенение твердых реакционноспособных систем при высокоскоростном трении, сопровождающемся образованием пластической и жидкой прослоек//Хим. физика. 1982. № 10. С. 1401—1411.
32. Либрович В. Б. О восплавлении порохов и взрывчатых веществ//ПМТФ. 1963. № 6. С. 74—79.
33. Рыкалин Н. Н. Расчеты тепловых процессов при сварке. М.: Машгиз, 1951. 296 с.
34. Крагельский И. В. Трение и износ. М.: Машиностроение, 1968. 480 с.
35. Кудинов В. А., Толстый Д. М. Трение и колебания//Трение, изнашивание и смазка: Справочник в 2 кн. М., 1979. Кн. 2. С. 11—22.
36. Амосов А. П. Релаксационные колебания при внешнем трении//ДАН СССР. 1973. Т. 212. № 3. С. 565—572.
37. Амосов А. П. Об условиях возникновения релаксационных колебаний при внешнем трении//Машиноведение. 1975. № 5. С. 82—89.
38. Амосов А. П. Тепловая теория автоколебаний при трении со смазкой//ДАН СССР. 1979. Т. 247. № 2. С. 311—314.
39. Столин А. М., Худяев С. И. Неизотермическая неустойчивость течения вязкоупругих сред//ДАН СССР. 1972. Т. 207. № 1. С. 60—63.
40. Амосов А. П., Бостанджиян С. А., Зиненко Ж. А. Разогрев и воспламенение твердых ВВ при сдвиговом разрушении//ДАН СССР. 1973. Т. 209. № 6. С. 1361—1364.
41. Амосов А. П., Бостанджиян С. А. Релаксационный механизм локального разогрева твердых ВВ при механических воздействиях//ФГВ. 1976. № 4. С. 559—568.
42. Холево Н. А. Чувствительность взрывчатых веществ к удару. М.: Машиностроение, 1974. 136 с.
43. Амосов А. П., Муратов С. М. Воздействие на тонкий пластический слой ударом//ДАН СССР. 1977. Т. 234. № 5. С. 1051—1054.
44. Амосов А. П., Мишина В. А. К теории воздействия на тонкий пластический слой ударом//ФГВ. 1980. № 2. С. 145—147.
45. Соколовский В. В. Теория пластичности. М.: Высш. школа, 1969. 608 с.
46. Муратов С. М., Амосов А. П. и др. Иницирование жидких ВВ методом выдавливания в фильеру//Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация: Материалы VI Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву (23—26 сентября 1980 г., Алма-Ата). Черногоровка, 1980. С. 43—46.
47. A. P. Amosov, B. S. Seplyarsky etc. SHS Mixture Ignition at Adiabatic Gas Compression//1993. PAC RIM. Meeting Program and Abstracts. November 7—10, 1993. Honolulu, Hawaii: ASC, 1993. P. 137.
48. Сеплярский Б. С. Воспламенение конденсированных систем при фильтрации газа//ФГВ. 1991. № 1. С. 3—12.
49. Буркина Р. С., Вилюнов В. Н. О возбуждении химической реакции в «горячей точке»//ФГВ. 1980. № 4. С. 75—79.
50. Тютяев А. В., Амосов А. П., Болховитинов Л. Г. Воспламенение парогазового пузырька в жидкости//ФГВ. 1983. № 4. С. 58—62.
51. Тютяев А. В., Амосов А. П. Развитие сферического очага горения в жидкости//ФГВ. 1985. № 4. С. 48—51.
52. Марголин А. Д. Развитие очага горения в жидком ВВ//ФГВ. 1979. № 3. С. 72—77.
53. Амосов А. П. Внедрение клиновидного пуансона в пластическую массу//Математическая физика: Сб. тр. Куйбышев: КПТИ, 1979. С. 124—128.
54. Амосов А. П., Муратов С. М. Разогрев пластической массы при внедрении клиновидного пуансона//Математическая физика: Сб. тр. Куйбышев: КПТИ, 1979. С. 128—131.

УДК 614.838.4

С. П. БАЖАНОВ, А. П. АМОСОВ, В. А. МИШИНА

ДЕФОРМАЦИЯ И ВОСПЛАМЕНЕНИЕ СМЕСЕЙ МЕТАЛЛ—ОКИСЛИТЕЛЬ ПРИ НАГРУЖЕНИИ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

Дается экспериментально-теоретическое обоснование модели разогрева применительно к прессованию смесей металл—окислитель при трении, учитывающей сдвигообразование в смеси и возможность выдавливания в зазор. Проводятся оценки разогрева смесей с учетом наиболее опасных деформационных процессов при высоко- и низкоскоростном нагружении. Путем сопоставления разогревов и температур воспламенения смесей с учетом коэффициента безопасности даются рекомендации по безопасным скоростям нагружения образцов.