

УДК 532.5.013+534-18+53.04

ДИССИПАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ДЕТОНАЦИЯ В ЗАПЫЛЕННЫХ СРЕДАХ

О. В. Шарыпов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, sharypov@itp.nsc.ru
Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Обсуждается влияние взаимодействия фаз на пространственную структуру детонационной волны в запыленных средах. Показано, что диссипация энергии низкочастотных акустических возмущений в газовой среде может резко увеличиваться при незначительной концентрации химически инертных твердых частиц малого размера и влиять на устойчивость возмущений с масштабом, сопоставимым с размером ячейки волны газовой детонации. Предложена гипотеза о дополнительном (диссипативном) механизме, способствующем подавлению детонации в газозвеси за счет интенсивного межфазного обмена импульсом в нестационарном акустическом поле в зоне реакции. При определенных условиях этот механизм может значительно изменить спектр неустойчивых возмущений и ослабить пространственную неоднородность детонационной волны при малых потерях энергии на ускорение и нагрев частиц. Благодаря этому диссипация энергии возмущений может влиять на параметры и условия существования самоподдерживающегося детонационного режима в газозвеси.

Ключевые слова: диссипативные свойства газозвеси, химически инертные твердые микрочастицы, подавление неустойчивости в реагирующей системе, пространственная структура детонации.

Активно-диссипативные системы (к которым относятся системы с горением) демонстрируют разнообразные примеры спонтанно возникающих автоколебаний. Благодаря механизму положительной обратной связи между скоростью неравновесного экзотермического процесса и параметрами состояния среды, часть слабых случайных возмущений стационарного состояния системы при определенных условиях оказывается неустойчивой. В частности, усиление волновых газодинамических возмущений наблюдается при горении [1]. Быстрое увеличение амплитуды неустойчивых акустических возмущений до конечных значений приводит к нарушению симметрии состояния системы в макроскопическом масштабе и к скачкообразному переходу к неоднородному пространственному (или пространственно-временному) распределению параметров. Это может выражаться в формировании упорядоченных структур, в частности ячеек на фронте пламени, детонационных ячеек и т. д.

Устойчивость слабых возмущений и основные характеристики возникающих автоколебаний зависят от соотношения факторов диссипации и накачки их энергии в активно-

диссипативной системе. Диссипативные механизмы той или иной природы обычно доминируют в коротковолновой части спектра возмущений и обеспечивают их затухание. Тем самым в системе с ограниченным размером неустойчивость однородного состояния не наблюдается, если диссипация достаточно высока при прочих равных условиях, т. е. при фиксированных кинетических параметрах (определяющих энерговыделение) и начальных и граничных условиях. Усиление диссипации влияет на спектр неустойчивых возмущений и приводит не только к увеличению периода автоколебаний, но и к замедлению нарастания неустойчивых возмущений.

Спектр неустойчивых возмущений обусловливает качественную специфику процессов, наблюдаемых в конечных активно-диссипативных системах. Например, характер распространения ламинарного пламени зависит от числа Льюиса, определяющего условия спонтанного нарушения симметрии при заданном размере системы. Теплопроводность среды влияет на режим теплового взрыва: возникнет ли в сосуде очаговый (волновой) режим, или сохранится пространственная однородность процесса. Для плоской детонации, как известно, тоже характерна неустойчивость: при достаточной ширине канала развиваются

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-19-00180).

колебания, приводящие к ячеистой структуре волны. Для успешного описания свойств детонации в различных системах необходимо понимание механизмов, определяющих в конкретных условиях спектр неустойчивых возмущений плоской волны.

В рамках одномерного стационарного подхода (модель Зельдовича — Неймана — Дёринга) обоснован вывод о том, что диссипативные эффекты, связанные с молекулярными процессами переноса, не оказывают заметного влияния на структуру и параметры детонации (без учета влияния границ) [2]. Поскольку плоская детонационная волна либо не является самоподдерживающейся, либо неустойчива по отношению к пространственным возмущениям, то более реалистичное описание дают нестационарные двумерные модели. При численном моделировании ячеистой структуры газовой детонации диссипативные свойства среды в явном виде не учитываются (с тем же обоснованием, что и для плоской детонационной волны). Тем не менее численные алгоритмы, применяемые для решения уравнений газодинамики и химической кинетики, всегда сопровождаются «численной вязкостью», специально задаваемой для подавления высокочастотных колебаний [3, 4], либо невязка используемой разностной аппроксимации содержит высшие производные, приводящие к аналогичному эффекту¹. Эти факторы способствуют успешному проведению одномерных тестовых расчетов газовой детонации, на качественном уровне они соответствуют физическим эффектам диссипации энергии коротковолновых возмущений, связанным с молекулярными процессами переноса. Следует отметить, что указанные эффекты обычно проявляются лишь на малых масштабах, несопоставимых с характерным размером детонационной ячейки, и тем самым не оказывают влияния на пространственную структуру газовой детонации. Поэтому при моделировании вполне

оправданно пренебрегают данными диссипативными механизмами. Тем не менее нельзя исключить принципиальную возможность того, что в определенных условиях факторы, связанные с вязкостью или теплопроводностью среды, могут существенно влиять на пространственную неоднородность детонационной волны, обеспечивая достаточно сильную диссипацию энергии возмущений в системе.

Проанализируем такую возможность на примере детонации в газовзвесах с химически инертными твердыми частицами, которые при ускорении и нагреве поглощают часть энергии волны. В ряде экспериментальных работ и одномерных численных расчетов [7–9] отмечалось, что эффективность подавления детонации в запыленных средах определяется удельной поверхностью конденсированной фазы (при прочих равных условиях). Это связано с тем, что в стационарном потоке за ударным фронтом межфазный обмен теплом и импульсом происходит на поверхности частиц и характерные времена тепловой и скоростной релаксации фаз пропорциональны d^2 (d — диаметр частиц). При сокращении времени релаксации повышаются потери энергии волны в зоне реакции на нагрев и ускорение частиц (при фиксированной массовой доле конденсированной фазы m). Отмеченная закономерность справедлива для достаточно крупных частиц, характерный размер которых $d > 1$ мкм. При $d < 1$ мкм фазы приходят к тепловому и механическому равновесию за время, составляющее малую часть времени реакции. В рамках одномерной модели дальнейшее уменьшение d почти не влияет на параметры детонационной волны: эффект ослабления детонации в газовзвеси выходит на насыщение [10].

Достаточно быстрая релаксация позволяет приближенно рассматривать двухфазную среду как единый «флюид», параметры которого определяются свойствами и концентрациями фаз (т. е. как однофазную среду с условными значениями плотности, показателя адиабаты, молярной массы и удельного тепловыделения реакции) [3]. При достаточно низком значении m параметры такой среды будут мало отличаться от параметров газа, учитываемых в модели Зельдовича — Неймана — Дёринга. Тогда, аналитически определив параметры детонации Чепмена — Жуге во «флюиде», можно проследить неустойчивость одномерного стационарного режима по отношению к нестацио-

¹Как указано в [5], при численном моделировании формирования ячеистой структуры гетерогенной детонации в некоторых ситуациях «результаты расчетов существенно зависят от типа выбранной схемы и сеточного разрешения». Кроме этого, расчеты часто выполняются с использованием специально заданных неоднородностей начальных условий и/или при ширине канала, равной половине или целой ячейке, реже — двум и более размерам ячейки, что тоже накладывает определенные ограничения на спектр возможных колебаний [3, 6].

нарным пространственным возмущениям, аналогично моделированию двумерной структуры волны газовой детонации. Такой подход предполагает, что в квазиравновесной газозвеси диссипация энергии нестационарных акустических возмущений незначительно отличается от действия вязкости и теплопроводности в газовой среде. Следовательно, при описании детонации в такой газозвеси диссипативные свойства среды, связанные с вязкостью и теплопроводностью, можно не учитывать, как и при описании газовой детонации. Однако это предположение не всегда справедливо даже при $m \ll 1$. Приведенный ниже анализ показывает, что для квазиравновесной газозвеси характерна «эффективная вязкость», которая обусловлена межфазным обменом импульсом в нестационарном акустическом поле. При определенных условиях она приводит к диссипации энергии слабых возмущений, значительно превышающей диссипативные эффекты в чистом газе. В этом случае уравнения динамики «флюида» должны нетривиальным образом учитывать эти диссипативные свойства, поскольку их действие может проявляться на масштабах неоднородности детонационной волны, влияя на параметры и режим детонации.

Примеры численного моделирования двумерной детонации показывают, что при наличии химически инертных твердых частиц размер детонационной ячейки может возрастать [3]. Причем двукратное его увеличение происходит при ничтожных относительных потерях энергии потока газа ($\approx 0.1\%$) на ускорение и нагрев частиц диаметром 25 мкм. В [3] показано также, что взаимодействие фаз при $d \approx 0.1$ мкм приводит к подавлению неоднородностей и вырождению двумерной структуры детонационной волны. В работе [6] результаты двумерного моделирования детонации в газозвеси с химически инертными частицами малого размера тоже демонстрируют резкое ослабление неустойчивости волны по отношению к поперечным возмущениям: отмечается значительное уменьшение кривизны фронта и увеличение временного масштаба, связанного с формированием и столкновением поперечных неоднородностей.

В наших предыдущих работах [11–14], посвященных описанию динамики слабонелинейных плоских волновых возмущений в газозвеси с неравновесным энерговыделением, показано, что межфазный обмен импульсом и теплом

может оказывать сильное влияние на спектр автоколебаний. Этот эффект связан с повышением диссипации энергии низкочастотных акустических возмущений в реагирующей газовой среде при наличии химически инертных твердых частиц малого размера.

Для примера приведем здесь анализ динамики плоских акустических возмущений в химически инертной газозвеси. С целью упрощения не учитываем межфазный теплообмен (качественно его роль аналогична роли межфазного обмена импульсом, который учитывается в задаче), т. е. пренебрегаем изменением температуры частиц, а также переносом тепла в газовой фазе. Параметры газа: плотность ρ , скорость u , давление p , кинематическая вязкость $\nu = \text{const}$, скорость звука C . Химически инертные, не взаимодействующие сферические несжимаемые твердые частицы имеют скорость u_s , плотность $\rho_s \gg \rho$ и занимают малую долю объема двухфазной среды (которой будем пренебрегать по сравнению с единицей), $m \approx \pi d^3 n \rho_s / 6 \rho \ll 1$, где n — концентрация частиц. Газозвесь считаем гомогенной, т. е. диаметр частиц d намного меньше среднего расстояния между частицами $\sim n^{-1/3}$, которое, в свою очередь, намного меньше длины волны рассматриваемых возмущений параметров среды λ_w . Вращение частиц и влияние гравитации не учитываются. Межфазный массообмен отсутствует, $d = \text{const}$, $\rho_s = \text{const}$. Размер частицы достаточно мал, так что характерное время скоростной релаксации фаз $t_U = d^2 \rho_s / 18 \nu \rho$ намного меньше периода возмущений $t_w \equiv \lambda_w / C$. В стационарном однородном потоке фазы находятся в равновесии. В отсутствие возмущений скорость каждой из фаз равна нулю в сопроваждающей системе отсчета, движущейся вместе с потоком. Значения невозмущенных параметров, соответствующие однородному стационарному состоянию каждой фазы, обозначаются индексом 0, отклонения от них имеют бесконечно малую амплитуду. При наличии акустических возмущений инерционность частиц вызывает сопротивление потоку. Межфазный обмен импульсом в случае низкочастотных возмущений ($t_U / t_w \ll 1$) учитывается в уравнениях сохранения импульса в форме закона Стокса: сила сопротивления облака частиц в единице объема $f = m(u - u_s) / t_U$.

В рамках сделанных предположений запишем для возмущения параметров уравнения, связывающие давление и плотность газа в зву-

ковой волне, и уравнения неразрывности и сохранения импульса для каждой из фаз, при этом учитывать будем только члены первого порядка малости:

$$p = C^2 \rho, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{m_0} \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial u_s}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{m_0}{t_U} (u - u_s) = 0, \quad (4)$$

$$t_U \frac{\partial u_s}{\partial t} = u - u_s. \quad (5)$$

Поскольку теплопроводность газа не учитывается, то в линейном приближении производство энтропии при акустических колебаниях в вязком газе равно нулю, т. е. в уравнении (1) C означает адиабатическую скорость звука в газовой фазе.

Уравнения (1)–(5) соответствуют линейной задаче об устойчивости тривиального стационарного решения уравнений для однородного установившегося потока газозвеси по отношению к длинноволновым плоским возмущениям. Для рассмотрения динамики произвольных возмущений необходимо учесть в правой части уравнений (4), (5) силу Басе и силу сопротивления, связанную с присоединенной массой газа, однако при условии $t_U/t_w \ll 1$ этими силами можно пренебречь [15].

Решение системы линейных дифференциальных уравнений (1)–(5) ищем в виде суперпозиции гармонических колебаний. Для отдельной гармоники полагаем, что возмущения параметров пропорциональны $\exp(kx - i\omega t)$, где ω — частота, k — волновое число возмущения. Тогда общее решение неоднородного линейного дифференциального уравнения (5) будет иметь вид

$$u_s = U(t, x) + \sum_{j=0}^{\infty} u_j (1 - i\omega_j t_U)^{-1}.$$

Решение однородного уравнения (5) $U(t, x) = \hat{U}(x) \exp(-t/t_U)$ не зависит от u . Поскольку в отсутствие акустических возмущений скорость частиц должна быть равна нулю (т. е. $u_s = 0$ при $u = 0$), то $\hat{U}(x) = 0$.

При $\omega^2 t_U^2 \approx (t_U/t_w)^2 \ll 1$ скорость частиц можно представить в виде $u_s \approx u \exp(i\omega t_U)$, т. е. из-за инерционности частиц колебания их скорости сдвинуты по фазе на величину ωt_U относительно колебаний скорости газа. Выражение для относительной скорости фаз $u - u_s \approx (\omega^2 t_U^2 - i\omega t_U)u$ используем в уравнении (4). В итоге получаем дисперсионное соотношение

$$C^2 k^2 + (1 + m_0)\omega^2 + i\omega(t_U m_0 \omega^2 - \nu k^2) = 0. \quad (6)$$

Решения уравнения (6):

$$\pm Ck = i\omega \sqrt{\frac{(A_1^2 + A_2^2)(1 + m_0)}{1 + \omega^2 \nu^2 / C^4}} \times \left[\cos \frac{A_2}{2A_1} + i \sin \frac{A_2}{2A_1} \right],$$

где

$$A_1 = 1 - \frac{\omega^2 \nu t_U m_0}{(1 + m_0)C^2}, \quad A_2 = \frac{\omega \nu}{C^2} + \frac{\omega t_U m_0}{1 + m_0}.$$

В отсутствие конденсированной фазы ($m = 0$) из (6) следует

$$\pm Ck = i\omega \left(\cos \frac{\omega \nu}{2C^2} + i \sin \frac{\omega \nu}{2C^2} \right).$$

С учетом того, что рассматриваются низкочастотные возмущения, получаем $\pm Ck \approx i\omega - \omega^2 \nu / 2C^2$, поскольку $\omega^2 \nu^2 / C^4 \sim \nu^2 / \lambda_w^2 C^2 \ll 1$. Эта зависимость описывает распространение длинноволновых акустических возмущений со скоростью $\pm C$ и их затухание под действием вязкости газа. (При учете теплопроводности диссипативные свойства среды определяются суммой $\nu + (\gamma - 1)\chi$, где γ — показатель адиабаты, χ — температуропроводность газа.)

Если $m > 0$, то из (6) следует $\pm C_e k \approx i\omega - \omega^2(\nu + t_U m_0 C_e^2) / 2C^2$, поскольку для низкочастотных возмущений $\omega^2 \nu^2 C^4 \ll 1$, $\omega^2 t_U^2 \ll 1$. Это решение описывает распространение длинноволновых акустических возмущений в квазиравновесной газозвеси со скоростью $C_e \approx C(1 + m_0)^{-1/2} \approx C(1 - m_0)^{1/2}$, а также их затухание под действием вязкости газа и межфазного обмена импульсом в нестационарном акустическом поле. Диссипация энергии низкочастотных возмущений (без учета теплообмена) определяется величиной, которую можно условно назвать «эффективной кинематической вязкостью» среды: $\nu_{eff} \equiv$

$\nu + t_U m_0 C_e^2$. Здесь закономерно отсутствует известная поправка Эйнштейна, пропорциональная объемной доле твердой фазы и характеризующая вязкость суспензии при неоднородном распределении скорости в невозмущенной среде.

Можно заметить, что даже при малой массовой доле дисперсной фазы диссипация энергии низкочастотных возмущений в газозвеси в некоторых случаях может существенно превышать уровень диссипации в газовой среде. Например, для частиц диаметром $d = 10^{-7}$ м ($m = 0.1$) при $\rho_0/\rho_s \approx 10^{-3}$, $C \approx 10^3$ м/с, $\nu \approx 10^{-5}$ м²/с (значения, характерные для состояния за ударным фронтом) получаем оценку $\nu_{eff}/\nu \approx 10^3$, т. е. по сравнению с чистым газом диссипация повышается в 10^3 раз благодаря межфазному обмену импульсом в нестационарном акустическом поле².

Выше был использован ряд предположений. Можно убедиться, что они действительно выполняются для характерных значений параметров задачи: 1) $d \approx 10^{-7}$ м $\ll n^{-1/3} \approx 10^{-6}$ м $\ll \lambda_w \approx 10^{-2}$ м (интересующий нас период возмущения λ_w здесь для определенности соответствует по порядку величины характерному масштабу неоднородности детонационной волны a); 2) $1 \gg \omega^2 \nu^2 / C^4 \approx 10^{-11}$; 3) $1 \gg \omega^2 t_U^2 \approx 10^{-3}$.

Как показано в [13, 14], эффекты диссипации энергии слабых возмущений в газозвеси с крупными частицами (т. е. при большом времени релаксации по сравнению с характерным периодом возмущения) незначительно отличаются от диссипативных эффектов в газе. Полученное выше выражение для ν_{eff} ограничено условием $t_U^2 \ll t_w^2$. Заметим, что при $d \rightarrow 0$ «эффективная вязкость» газозвеси тоже мало отличается от вязкости газа. Например, если $d = 1$ нм, то при тех же значениях прочих параметров получаем оценку $\nu_{eff}/\nu \approx 1$.

Как отмечалось выше, без учета диссипативных эффектов квазиравновесную двухфазную среду можно приближенно описывать как единый «флюид» с соответствующими значе-

ниями плотности, показателя адиабаты, молярной массы и удельного тепловыделения реакции (которые отражают свойства и концентрации фаз). Используя методы расчета ячейистой газовой детонации, можно численно смоделировать пространственную структуру детонационной волны Чепмена — Жуге в таком «однофазном флюиде» и определить соответствующий размер ячейки a . Очевидно, он должен зависеть от основных параметров, аналогично случаю детонации в чистом газе. В ряде моделей размер детонационной ячейки выражается через длину зоны реакции (или через длину зоны индукции) [4, 16–19], определяемую по одномерной модели³. В частности, в [19–21] модель, в которой не учитываются диссипативные свойства однофазной среды, приводит к оценке

$$a \approx 2\pi l = 2\pi\tau D \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} = 2\pi\tau C \sqrt{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}}, \quad (7)$$

где l — ширина детонационной волны в модели Зельдовича — Неймана — Дёринга [2], $\tau = l/w$ — характерное время реакции, D — скорость детонационной волны, w — скорость потока относительно покоящегося фронта детонации, C — скорость звука непосредственно за ударным фронтом.

Независимо от получения оценки (7), в [11–14, 22, 23] показано, что в газозвеси, состоящей из химически инертных твердых частиц и химически реагирующего газа, неустойчивыми будут звуковые возмущения с длиной волны λ_w , превышающей критическое значение λ_{cr} :

$$\lambda_{cr} \approx 2\pi\tau C \sqrt{\beta}, \quad (8)$$

где $\beta^{-1} \approx \frac{Q}{c_p T} \frac{\nu_{eff}}{\tau C^2} = \frac{\tau(\gamma - 1)Q}{\nu_{eff}} \gg 1$ — отношение эффекта накачки энергии слабых возмущений за счет тепловыделения реакции к диссипативным свойствам среды, Q — удельное тепловыделение реакции, c_p — удельная теплоемкость газа, T — температура в

²Аналогично, «эффективная температуропроводность» газозвеси может в некотором диапазоне параметров существенно превышать температуропроводность газа, но из-за сильного различия между отношением удельных теплоемкостей фаз и отношением их плотностей вклад теплового взаимодействия фаз в диссипативные свойства газозвеси значительно меньше, чем вклад межфазного обмена импульсом [12, 14].

³Это характерно и для детонации в газозвесах. Например, в работе [5] при исследовании ячейистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде используется подход, принятый в газовой детонации, в котором характерный размер детонационной ячейки связывают с параметрами и масштабами соответствующей стационарной одномерной волны детонации. Там же сделан вывод о том, что при детонации в газозвеси, как и в газовой детонации, на размер ячейки влияют и зона задержки воспламенения, и зона горения (а также конечное время тепловой и скоростной релаксации фаз).

зоне реакции. Из (7) и (8) следует $\lambda_{cr}/a \approx \sqrt{2\beta\gamma/(\gamma-1)}$.

Если $\nu_{eff} \approx \nu$, то для характерных значений детонационных параметров получаем $\beta \approx 10^{-5}$, и, следовательно, критическая длина волны по порядку величины несопоставима с размером детонационной ячейки, рассчитаным без учета диссипативных свойств среды: $\lambda_{cr}/a \ll 1$. Это полностью согласуется с тем, что при детонации в однофазной среде диссипативные свойства не оказывают влияния на динамику возмущений с характерным масштабом $\lambda_w \approx a$. Масштаб неоднородности детонационной волны определяется другими физическими механизмами и коррелирует с длиной зоны реакции.

Повышение диссипации приводит, согласно (8), к увеличению λ_{cr} , а также к ослаблению неустойчивости возмущений с длиной волны $\lambda_w > \lambda_{cr}$ [12]. В примере, рассмотренном выше, $\nu_{eff}/\nu \approx 10^3$, соответственно существенно возрастают значения β и λ_{cr} . Если $\lambda_{cr} \approx a$, то это означает, что на неустойчивость возмущений такого масштаба ($\lambda_w \approx a$) сильно влияют диссипативные свойства. При этом уровне диссипации неоднородность детонационной волны на масштабах порядка a будет выражена гораздо слабее, чем при $\nu_{eff} \approx \nu$ (что качественно соответствует результатам моделирования [6]). Диссипативные эффекты способствуют сдвигу доминирующего периода неоднородности в длинноволновую область. В случае достаточно узкого канала это может привести к срыву детонационного режима.

Отметим, что в рассмотренных примерах расход энергии на нагрев и ускорение частиц невелик по отношению к полной энергии детонационной волны ($\approx 10\%$ при $m \approx 0.1$) и не должен катастрофически отразиться на характере детонационного режима. В то же время даже при низкой массовой концентрации мелких частиц спектр неустойчивых возмущений в зоне реакции может существенно изменять-

ся. То есть в определенных ситуациях параметры и условия существования самоподдерживающейся детонационной волны могут зависеть от соотношения эффектов диссипации и накачки энергии слабых возмущений с длиной волны порядка характерного размера детонационной ячейки. Тем самым, наряду с передачей части энергии инертной фазе, может проявляться дополнительный механизм подавления детонации в запыленных средах, который заключается в ослаблении пространственной неоднородности волны за счет межфазного обмена в нестационарном акустическом поле⁴.

В работе [24] предложен критерий подавления детонации в газовзвеси, связанный с увеличением ячейки до размера, превышающего ширину канала. Увеличение ячейки обусловлено ослаблением детонационной волны в результате потери энергии на ускорение и нагрев химически инертных твердых частиц. При этом авторы предположили, что «размер ячейки детонации в смеси газа с частицами имеет ту же зависимость от параметров детонационной волны, что и размер ячейки в газовых смесях». То есть подход, используемый в этой работе, предполагает, что диссипация энергии возмущений в газовзвеси так же незначительна, как и в газовых средах. Изложенный выше анализ указывает на определенные ограничения для таких представлений, поскольку подавление возмущений за счет диссипативных свойств двухфазной среды в определенных условиях могло бы оказать заметное влияние на структуру и режим детонации.

Для того чтобы проверить справедливость приведенных оценок и выводов о возможном влиянии диссипации энергии возмущений на детонацию в квазиравновесной газовзвеси, было бы интересно в дальнейшем провести численное моделирование двумерных детонационных режимов в реагирующих «флюидах» с сильно различающимися диссипативными свойствами (при прочих равных условиях).

Автор признателен проф. А. В. Федорову и другим специалистам за полезные обсуждения результатов работы, представленных автором на конференциях [25–27].

ЛИТЕРАТУРА

1. Когарко С. М., Рыжков Л. Д. Исследование усиления волн сжатия при горении // Журн. техн. физики. — 1961. — Т. 31, вып. 2. — С. 211–216.

⁴Очевидно, этот механизм не характерен для детонации в разбавленных газовых смесях. Например, согласно [8, 9] срыв детонации в водородокислородной смеси имеет место при массовой доле аргона более 0.8, а в газовзвеси, содержащей частицы SiO_2 ($d = 1$ мкм), — при $m < 0.1$. Столь значительное различие трудно обосновать только передачей части энергии волны в инертную фазу, изменением удельного тепловыделения реагирующей смеси и числа Маха. Возможно, предложенный дополнительный механизм подавления детонации в газовзвесах способствует объяснению подобных данных.

2. **Зельдович Я. Б., Компанец А. С.** Теория детонации. — М.: Гостехтеориздат, 1955.
3. **Loth E., Sivier S., Baum J.** Dusty detonation simulations with adaptive unstructured finite elements // AIAA Journal. — 1997. — V. 35, N 6. — P. 1018–1024.
4. **Vasil'ev A. A.** Cell size as the main geometric parameter of a multifront detonation wave // J. Propulsion and Power. — 2006. — V. 22, N 6. — P. 1245–1260.
5. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование формирования ячеистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 84–98.
6. **Papalexandris M. V.** Numerical simulation of detonations in mixtures of gases and solid particles // J. Fluid Mech. — 2004. — V. 507. — P. 95–142.
7. **Wolanski P., Liu J. C., Kauffman C. W., Nicholls J. A., Sichel M.** The effect of inert particles on methan-air detonations // Archiv. Combust. — 1988. — V. 8, N 1. — P. 15–32.
8. **Федоров А. В., Тропин Д. А., Бедарев И. А.** Математическое моделирование подавления детонации водородокислородной смеси инертными частицами // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 3. — С. 103–115.
9. **Физико-математическое** моделирование подавления детонации облаками мелких частиц / А. В. Федоров, П. А. Фомин, В. М. Фомин, Д. А. Тропин, Дж.-Р. Чен. — Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин), 2011.
10. **Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М.** Режимы нормальной детонации в релаксирующих средах // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 1. — С. 119–127.
11. **Шарыпов О. В., Ануфриев И. С.** Эволюция слабонелинейных возмущений в газозвеси с химической реакцией // Вестн. НГУ. Сер. Физика. — 2011. — Т. 6, вып. 3. — С. 11–22.
12. **Шарыпов О. В., Ануфриев И. С.** О влиянии дисперсной фазы на неустойчивость в системах с горением // Письма в ЖТФ. — 2011. — Т. 37, вып. 21. — С. 63–69.
13. **Sharyпов O. V., Anufriev I. S.** Gas-solid suspension with chemical reaction: evolution of weak perturbations // Intern. Rev. of Chem. Eng. — 2011. — V. 3, N 6. — P. 760–764.
14. **Sharyпов O. V., Anufriev I. S.** Model of evolution of finite-amplitude perturbations in a two-phase reactive system // Heat Transfer Res. — 2012. — V. 43, N 2. — P. 109–122.
15. **Нигматулин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред. — М.: Наука, 1978.
16. **Васильев А. А., Николаев Ю. А.** Модель ячейки многофронтной газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1976. — Т. 12, № 5. — С. 744–754.
17. **Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчян М. Е.** Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 5. — С. 109–131.
18. **Николаев Ю. А., Васильев А. А., Ульяничий В. Ю.** Газовая детонация и ее применение в технике и технологиях (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 4. — С. 22–54.
19. **Борисов Ан. А., Шарыпов О. В.** Моделирование структуры неустойчивого фронта газовой детонации // Изв. Сиб. отд-ния АН СССР. Сер. техн. наук. — 1989. — Вып. 2. — С. 50–55.
20. **Borissov A. A., Sharyпов O. V.** Physical model of dynamic structure of the surface of detonation wave // Dynamic Structure of Detonation in Gaseous and Dispersed Media / A. A. Borissov (Ed.). — Netherlands: Kluwer Acad. Publ., 1991. — P. 77–108.
21. **Шарыпов О.** Ячеистая структура волн горения и детонации. — Saarbrücken: LAP LAMBERT Acad. Publ., 2011.
22. **Borissov A. A., Sharyпов O. V.** Self-sustained solitary waves in non-equilibrium media // J. Fluid Mech. — 1993. — V. 257. — P. 451–461.
23. **Шарыпов О. В.** Квазилинейные модели автоволн в многофазных средах с горением. — Saarbrücken: LAP LAMBERT Acad. Publ., 2011.
24. **Фомин П. А., Чен Дж.-Р.** Влияние химически инертных частиц на параметры и подавление детонации в газах // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 3. — С. 77–88.
25. **Шарыпов О. В.** К вопросу о пространственной структуре детонации в запыленных средах // Третий Минский междунар. коллоквиум по физике ударных волн, горения и детонации, 11–14 ноября 2013, Минск, Беларусь: тез. докл. — Минск: ИТМО НАНБ, 2013. — С. 70.
26. **Шарыпов О. В.** О влиянии диссипации на пространственную структуру детонации в запыленных средах // Всерос. конф. «Взрыв в физическом эксперименте», 16–20 сентября 2013, Новосибирск: тез. докл. — Новосибирск: ИГиЛ СО РАН, 2013. — С. 19.
27. **Шарыпов О. В.** Диссипативные эффекты и пространственная структура детонации в запыленных средах // Материалы XIII Всерос. семинара «Динамика многофазных сред», 8–10 октября 2013. — Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 2013. — С. 179–180.

Поступила в редакцию 27/IV 2013 г.,
в окончательном варианте — 3/XII 2013 г.