

А. В. Федоров, Е. В. Тегенов, Б. Вессьер

## ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ ПРИ РЕАЛЬНОМ ВЗРЫВЕ. II. ОДНОМЕРНОЕ НЕСТАЦИОНАРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В рамках постановки задачи о воспламенении мелких частиц, диспергированных в атмосфере, путем подрыва центрального заряда (ТНТ) анализируются данные расчетов. В качестве уравнения состояния продуктов детонации используется предложенное В. Ф. Куропатенко, воздуха — В. И. Охитиным, В. В. Кореньковым. Аналогично ранее рассмотренному автомодельному случаю определены три типа динамики частиц, зафиксировано пересечение крупными частицами лидирующей ударной волны. Показана немонотонность воспламенения частиц в реальной заходящей ударной волне.

Перейдем к обсуждению результатов расчетов задачи (4), (5) из [1].

**Динамика частицы.** Остановимся предварительно на картине течения, возникающей при взрыве центрального заряда. Поля динамических и термодинамических параметров продуктов детонации и воздуха при взрыве в атмосфере достаточно хорошо изучены [2, 3]. Опишем те из них, которые необходимы для нашего исследования. В соответствии с принятой схемой мгновенной детонации ВВ в области  $x \geq x_0$  после распада разрыва на контактной поверхности (КР) в продукты детонации (ПД) распространяется волна разрежения. В то же время в воздух уходит УВ<sub>1</sub>, а в ПД через некоторое время формируется УВ<sub>2</sub> и распространяется к центру симметрии. Ее скорость на рассматриваемые моменты времени не достаточна для того, чтобы продвинуться против течения ПД. Поэтому она смещается вниз по течению, оставаясь вблизи КР.

На рис. 1 приводятся иллюстрации высказанных положений в виде зависимости температуры и скорости газа вдоль пространственной переменной на различные моменты времени. ПД гонят перед собой сильно сжатый высокотемпературный слой газа. На расстоянии 6 калибров от заряда ширина этого слоя увеличилась примерно в 3 раза. Для профиля скорости характерен квазиправильный вид, скорость газа резко возрастает в лидирующей УВ и далее в окрестности КР. В ПД профиль скорости имеет треугольный вид, возрастая от нуля (в центре симметрии) до некоторого локального максимума, после которого ПД тормозится во второй УВ.

С целью проверки правильности работы программы расчетов проведено сравнение с калибровочной кривой [4]. Получено удовлетворительное совпадение.

В общем случае неавтомодельного сферического течения газа оказалось возможным пронаблюдать качественные особенности динамики частицы, характерные и для автомодельного течения при изменении радиуса частицы. На рис. 2, а приведена зависимость  $y = r_p/r_b$  от пространственной переменной (обозначения см. в [5]). Тяжелая частица ( $r = 25$  мкм) догоняет УВ<sub>1</sub>, частица с  $r = 5$  мкм делает попытку догнать УВ<sub>1</sub>, но после участка движения вблизи от нее постепенно отстает. Наконец, мелкие частицы отстают от УВ<sub>1</sub>. Отличие в поведении частиц в этих двух видах течения заключается в том, что крупные частицы проваливаются в ПД (нижняя кривая на рис. 2, б) и некоторое время движутся за контактным разрывом. По мере ускорения тяжелые частицы догоняют и пересекают УВ (ниже на этом остановимся несколько подробнее). Мелкие и средние частицы пребывают в ПД гораздо меньший отрезок времени, они довольно быстро разгоняются и выносятся в пробку — высокотемпературный слой воздуха перед ПД, ограниченный УВ<sub>1</sub> и КР. При этом (см. рис. 2, б) мелкие частицы движутся

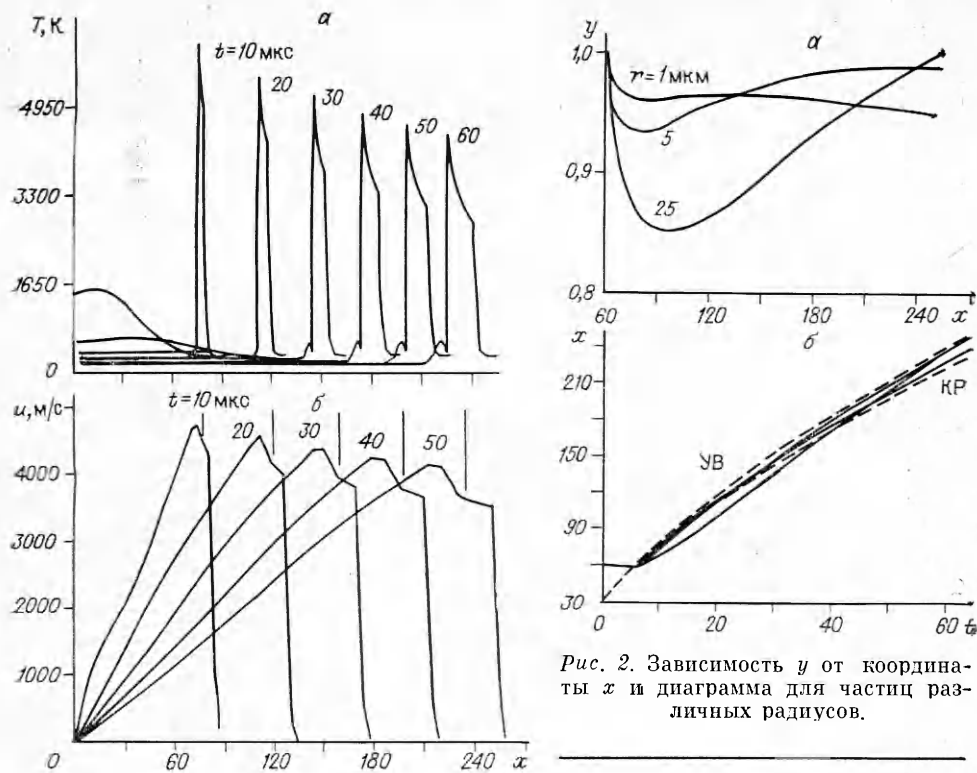


Рис. 1. Влияние расстояния на температуру и скорость газа в различные моменты времени (черточка на рис. 1, б — положение контактного разрыва).

в непосредственной близости от контактного разрыва, а средние — вблизи УВ<sub>1</sub>.

Остановимся на следующем аспекте поведения частиц, связанным с образованием р-слоя [6]. Расчеты, проведенные для различных начальных положений частицы с  $r = 1$  мкм ( $r_p(t_0) = (6, 7, 8) \cdot 10^{-2}$  м), показали, что траектории частиц по истечении некоторого времени практически сливаются и частицы движутся перед КР в виде компактной группы, что указывает на образование упомянутого р-слоя. Частицы с  $r = 5$  мкм жгутуются, образуя компактную группу на большем расстоянии от заряда. Дальнейший рост величины  $r$  (до 10 мкм) приводит к тому, что на рассматриваемых расстояниях от центра взрыва частицы не жгутуются в зоне пробки. Эта же картина сохраняется и для частиц с  $r = 25$  и 50 мкм. Здесь траектории довольно быстро пересекаются, а в дальнейшем расходятся, т. е. частицы движутся индивидуально, при этом задние отстают от передних.

Таким образом, частицы радиусов  $r \leq r_*$  собираются в слой, движущиеся на близких расстояниях, а при  $r \geq r_*$  движутся индивидуально. Выбирая различные начальные положения частиц и их радиусы, можно добиться на некотором участке пути совместного движения (в виде компактной группы) частиц различных радиусов. Так, при  $r_p(t_0) = 0,1$  и  $0,12$  м,  $r = 15$  и  $10$  мкм эти частицы в течение отрезка времени  $\Delta t = 20$  мкс движутся по близким траекториям.

Рассмотрим влияние размерности течения на динамику частицы. Пусть  $r = 25$  мкм,  $r_p(t_0) = 0,06, 0,07$  и  $0,08$  м,  $v = 1, 2, 3$ . Оказалось, что в течении с плоскими волнами ( $v = 1$ ) частицы попадают в ПД и следуют за КР компактной группой все расчетное время в зоне течения до 12 калибров. При цилиндрической симметрии частицы также проникают в ПД, однако в этом случае после недолгого пребывания в ПД они вновь выносятся в область пробки. Цилиндрическая УВ ослабляется,

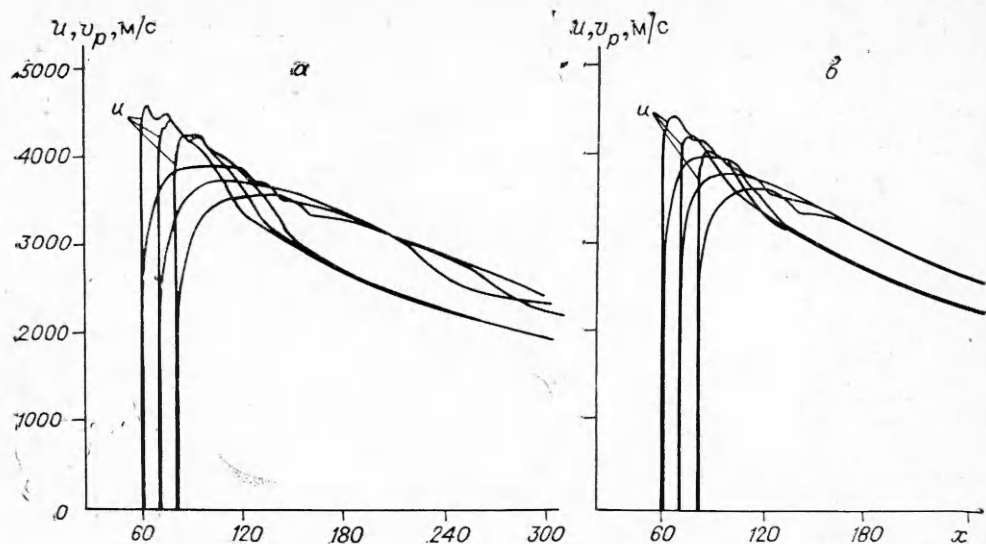


Рис. 3. Распределение скоростей газа и частиц в области течения.

поэтому частицы имеют тенденцию к ее догону. Траектории частиц, находящихся в начальный момент времени  $t = t_0$  на расстоянии  $r_p(t_0) = 0,06, 0,07$  и  $0,08$  м, после пересечения в ПД далее расходятся. Частица, находящаяся ближе к месту взрыва, в процессе движения ближе подходит к УВ. И, наконец, в течении со сферическими волнами динамика частиц (описанная выше) близка к цилиндрическому случаю, т. е. частицы также расходятся после точки фокусировки (точка пересечения траекторий в ПД). В этом случае, однако, траектории расходятся быстрее. Причем поскольку затухание сферической волны более сильное, то первая частица гораздо быстрее достигает УВ<sub>1</sub>.

Остановимся на описании поведения скоростей газа и частиц в точке пространства, движущейся с частицей. Проведен расчет для частицы с  $r = 0,1$  мкм, при этом скорости газа и частиц для  $r_p(t_0) = 0,06, 0,07$  и  $0,08$  м совпадали практически мгновенно при  $t \geq t_0$ . Если  $r = 1$  мкм, то частицы после прихода УВ<sub>1</sub> в точку  $r_p(t_0)$  резко ускоряются, проходят точку равенства скоростей и начинают тормозиться вслед за газом. В некоторый момент времени скорости всех трех частиц совпадают. Далее вниз по потоку частицы двигаются с постоянным скольжением вплоть до 7 калибров. Аналогичная картина наблюдается и для частиц с  $r = 5$  мкм (рис. 3, а). В этом случае область выхода на режим линейной зависимости скорости от пространственной переменной больше, что можно связать с ее большей инерционностью. На кривых  $v_p(x)$  можно увидеть характерный излом в точках перехода через КР из ПД. И, наконец, для частиц с  $r = 10$  мкм (рис. 3, б) эта картина нарушается. Немонотонность поведения скоростей фаз вызвана тем, что частицы достаточно крупные и поэтому достигают УВ<sub>1</sub> и проникают в невозмущенную область. При этом в идеальной расчетной схеме скорость газа должна уменьшиться до нуля, однако в численных расчетах УВ размазана. Поэтому частицы начинают медленно реагировать на изменение скорости окружающего газа, тормозятся, тут же опять попадают в пробку газа и вновь разгоняются и возвращаются к движению с прежним градиентом скорости. Так же ведет себя и скорость окружающего газа (см. рис. 3, б).

**Разогрев и воспламенение частиц.** Прежде чем перейти к исследованию этих процессов в динамических условиях, кратко остановимся на модели воспламенения Mg. Как видно из уравнений (4) из [1], она близка к предложенной в [7] (см. также [8]), где дан обзор работ по воспламенению частиц металлов в статических условиях. В настоящей работе

Таблица 1

Зависимость времени воспламенения частицы от радиуса, температуры окружающей среды и числа Нуссельта

Nu	T	$t_{ign}$ (мкс) при $r$ (мкм)				
		1	3	5	8	10
2	0,5	20,1	166	445	1096	188
	1,0	7,8	65,8	177	405	680
	1,5	4,94	41,5	111	278	429
20	1,5	0,57	4,76	12,72	31,8	48,9
200	1,5	0,07	0,54	1,46	3,64	5,61

Таблица 2

Зависимость времени воспламенения частицы от ее начального положения

$r_p, (t_0)$	$t_{ign}$ (мкс) при $r_p(t_0)$ (мкм)			$t_{ign} - \Sigma t_i$
	Фаза 1	Фаза 2	Фаза 3	
60	2,5	11,5	6,5	20,5
70	2,5	14,0	6,5	23,5
80	3,0	16,0	6,0	25
90	4,0	17,0	5,0	26
100	6,0	17,0	5,0	28
120	9,0	—	—	9

подкорректированы значения показателей экспонент  $E, E_1$  с целью совпадения рассчитываемых времен задержки воспламенения с данными [7]. После этого проведены расчеты по определению времени задержки воспламенения при различных температурах окружающей среды и числах Nu. Результаты приведены в табл. 1.

Примем  $\nu = 3, r = 3$  мкм,  $r_p(t_0) = 0,06, 0,07, 0,08$  м. Данные расчетов в виде зависимости температур фаз от времени для траектории каждой частицы приведены на рис. 4, а. Первая частица попадает в пробку газа, расположенную за УВ<sub>1</sub>. Воздух сжимается и разогревается за счет прохождения по нему сильного разрыва. По мере движения частицы от фронта УВ к контактному разрыву, температура газа, окружающего частицу, возрастает, достигая максимального значения вблизи КР.

Назовем нагрев частицы в пробке до ее выхода в продукты детонации первой фазой нагрева. За время ее протекания частица слегка нагревается, затем попадает в ПД, которые весьма интенсивно расширяются и охлаждаются. Как видно на рис. 4, а, температура ПД уже опустилась до уровня нормальной, поэтому разогретые частицы начинают путем конвективного теплообмена отдавать свое тепло в ПД. Вторая фаза тепловой истории частицы занимает в 6 раз больше времени, чем первая. За это время  $T_p$  слегка уменьшилась, но вот частица прошла точку равновесия по скоростям с окружающей газовой фазой и начинает постепенно догонять контактный разрыв, пересекает его и попадает в высокотемпературную пробку газа перед КР.

Наступает третья и последняя перед воспламенением стадия нагрева. В течении данной фазы частица находится перед контактным разрывом и вследствие теплообмена с воздухом нагревается. Температура окружающей среды за счет того, что в движение захватываются все боль-

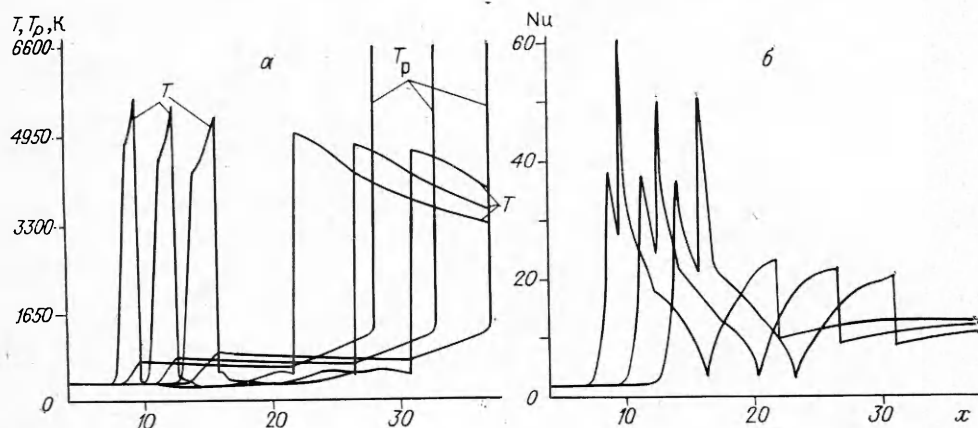


Рис. 4. Зависимость температур фаз и Nu от пространственной переменной для различных моментов времени для частиц, помещенных в различные точки пространства.

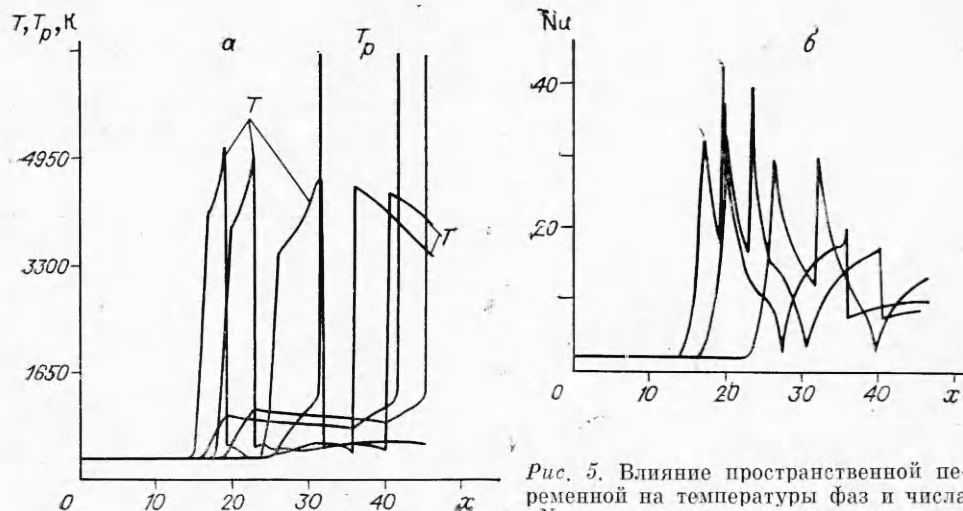


Рис. 5. Влияние пространственной переменной на температуры фаз и числа Nu при немономтонном воспламенении.

шие слои воздуха, постепенно снижается, однако ее уровень достаточно высок для воспламенения частицы. Выражается это в том, что при достижении некоторого значения температуры начинает играть роль химическая реакция окисления, что приводит к увеличению источникового члена в уравнении (4) [1] и  $T_p$  переходит на новый более высокий уровень изменения. Такое поведение, следуя классическому подходу, называем воспламенением частицы [8] в динамических условиях.

Заметим, что время воспламенения  $t_{ign}$  можно определять по тому, достигает ли температура частиц температуры воспламенения  $T_{ign}$ . Поэтому приведенные на рис. 4, а значения  $T_p$ , большие  $T_{ign}$ , не следует принимать во внимание.

Интересно проследить влияние начального местоположения частицы на ее воспламенение. С ростом  $r_p(t_0)$ , т. е. при увеличении расстояния от центра взрыва до частицы возрастет длительность первой фазы нагрева (см. рис. 4, а). Несмотря на то что температура газа в пробке уменьшается во времени, за счет большего времени нагрева частица нагревается в первой фазе до большего уровня температур.

Время пребывания во второй фазе также увеличивается с ростом  $r_p(t_0)$ , однако не настолько, чтобы изменить упорядоченность температур частиц, т. е. последняя частица в конце второй фазы нагревается чуть больше предыдущих. После перехода к третьей фазе нагрева все частицы последовательно воспламеняются.

Увеличим далее расстояние —  $r_p(t_0) = 0,09, 0,1, 0,12$  м. Данные расчетов приведены на рис. 5. Поведение двух первых частиц вполне аналогично рассмотренному выше, однако третья отличается от предыдущих. Последняя частица попадает в пробку газа и не выходит из нее, поскольку к этому моменту времени пробка довольно протяженная. Частица попадает в выгодные для данного ее размера условия нагрева и воспламеняется, после чего покидает пробку и попадает в ПД. Результаты проведенных расчетов приведены в табл. 2.

На основании изложенного можно ожидать, что при взрыве заряда в атмосфере монодисперсных частиц возможно возгорание смеси частиц не обязательно путем прохождения резко выделенного фронта воспламенения, когда последовательно воспламеняются частицы, первоначально находящиеся на все увеличивающихся расстояниях от центра взрыва. Второй возможный механизм заключается в воспламенении частиц, первоначально находящихся на большем начальном расстоянии от центра взрыва, вслед за которыми возгораются частицы, первоначально расположенные ближе к центру симметрии.

Т а б л и ц а 3

Зависимость времени воспламенения от радиуса частицы для трех случаев процесса

Условия взрыва	$t_{ign}$ (мкс) при $r$ (мкм)						
	1	2	3	5	6	7	8
Реальный	2	14	20,9	36	54	68	94
$Nu = 2$	4,94	18,84	41,5	111	160	214	278
Динамические условия $Nu = 20$	0,57	2,24	4,76	12,72	18,6	25	31,8

Остановимся на особенностях динамического воспламенения частицы металла путем анализа зависимости числа  $Nu$  от пространственной переменной. Вследствие скоростной неравновесности фаз и разрыва плотности на контактом разрыве  $Nu$  — немонотонная, разрывная функция. Из рис. 4, б и 5, б видно, что во фронте УВ величина  $Nu$  возрастает от 2 до некоторого значения, обусловленного различием скоростей фаз и плотностью во фронте УВ. За фронтом частица ускоряется, поэтому уменьшается теплоподвод к ней со стороны обтекающего газа ( $Nu$  уменьшается). Затем частица пересекает КР, вследствие чего растет плотность окружающей среды (теперь это ПД). А поскольку температура ПД ниже чем  $T_p$  у частицы, то происходит теплоотвод от частицы, характеризуемый большим значением  $Nu$ . Однако оно довольно быстро уменьшается, сначала резко, до значений, характерных для зоны пробки, а постепенно и до  $Nu = 2$ , при котором наступило промежуточное неустойчивое равновесие по скоростям.

Находясь в ПД, частица продолжает ускоряться и обгоняет газ, поэтому во второй фазе теплоотвод после его минимального значения, характеризуемого  $Nu = 2$ , вновь увеличивается, достигает локального максимума на контактом разрыве и резко уменьшается за счет разрыва плотности окружающей среды. После прохождения КР теплоподвод монотонно возрастает и для всех трех частиц (см. рис. 4, б) стремится к некоторому постоянному значению. На рис. 3, б видно, что скольжение по скоростям частиц в диапазоне от 4 до 8 калибров примерно постоянно.

На рис. 5, б показано, как самая дальняя частица воспламенилась первой из трех. Воспламенение произошло в первой фазе на фоне уменьшающегося теплоподвода. Поскольку длительность этой фазы больше, чем у первых частиц, то даже уменьшение  $Nu$  не повлияло на процесс воспламенения.

Остановимся на изучении влияния радиуса частицы на процесс ее воспламенения при фиксированном расстоянии от центра взрыва при  $r_p(t_0) = 0,06$  м. В табл. 3 приведены значения  $t_{ign}$  для различных радиусов частиц для реального взрыва, статических условий ( $Nu = 2$ ,  $T = 1,5$ ) и динамически постоянных условий ( $T = 1,5$ ,  $Nu = 20$ ). Оказалось, что при радиусах частицы 1 и 2 мкм длительность УВ порядка времени воспламенения мелких частиц, поэтому  $t_{ign} - t_{ув} = \tau_{ign}$  (реальное время воспламенения) имеет порядок времени воспламенения при условии  $Nu = 20 = \text{const} > 2$ .

Частицы с  $2 < r < 6$  мкм нагреваются сходным образом, который описан выше: нагрев в первой фазе, остывание во второй, воспламенение в третьей. Частицы же размером 7 и 8 мкм догоняют УВ<sub>1</sub>, поэтому температура окружающей частицу газа спадает более резко, чем на рис. 4, а, 5, а.

Время воспламенения частицы при реальном взрыве, т. е. в динамических условиях, меньше, чем в статических условиях ( $Nu = 2$ ) (данные для частиц радиуса  $1,2 \cdot 10^{-3}$  приемлемы с учетом замечания о ширине фронта размазанной УВ<sub>1</sub>), и больше, чем при некоторых динамических условиях с  $Nu = 20$ . Заметим, что если из времени воспламенения

реального взрыва вычтешь время остывания в ПД, то получим не столь большую разницу в  $t_{ign}$  для реального взрыва и воспламенения в динамических условиях с  $Nu = 20$ .

Сравним времена задержки воспламенения при различных видах симметрии ( $\nu = 3$  и  $2$ ) для  $r = 5$  мкм и  $r_p(t_0) = 0,06, 0,07, 0,08$  м. Оказалось, что в сферическом течении  $t_{ign} = 36, 40, 46$ , а в цилиндрическом —  $35, 36, 37$  мкс, т. е. сферическое расширение, характеризующееся более резким спадом параметров во фронте УВ, приводит к тому, что  $t_{ign}$  увеличивается сильнее при удалении частицы от центра взрыва. Для цилиндрического течения расположение частицы на данных расстояниях от волны влияет на  $t_{ign}$  весьма слабо. Кроме того, время воспламенения при сферическом взрыве меньше, чем при цилиндрическом.

Интересно проследить в цилиндрическом течении за влиянием местоположения частицы на  $t_{ign}$ . Так, пусть  $r = 3$  мкм,  $x_0 = 0,02$  м,  $r_p(t_0) = (6, 7, 8, 9, 10, 12, 13, 14, 15) \cdot 10^{-2}$  м, тогда  $t_{ign} = 22, 23, 4, 4, 4, 4, 4, 4, 4, 4, 5$  мкс соответственно. Здесь наблюдается та же картина, что и в сферическом случае. Частицы, расположенные достаточно далеко от центра взрыва, попадают в пробку газа и, не выходя из нее, воспламеняются. Это говорит о том, что возможно образование вторичных фронтов воспламенения. Первые обусловлены воспламенением частиц, расположенных ниже по течению от некоторого критического значения  $r_p(t_0)_*$ , вторые возникают при воспламенении внутренних частиц, у которых  $r_p(t_0) \leq r_p(t_0)_*$ .

Таким образом, в работе выявлены три типа движения мелких частиц в поле течения воздуха и продуктов детонации, возникающего в ближней зоне при взрыве ВВ. Это движение мелких частиц в виде слоев соответствующей симметрии, отстающих от УВ<sub>1</sub>; движение частиц средних размеров, в котором имеется точка максимального приближения частиц к сильному разрыву; движение крупных частиц, опережающих, а потом движущихся вместе с УВ. Показано, что время воспламенения фазы частиц может определяться теми частицами, которые расположены на некотором характерном расстоянии от центра взрыва.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров А. В., Тетенев Е. В., Вессьер Б. Воспламенение газозвеси частиц металлов при реальном взрыве I. // ФГВ.— 1991.— 27, № 5.
2. Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ // Механика.— 1976.— № 4.
3. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва.— М.: Наука, 1985.— 400 с.
4. Бейкер У., Кокс П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия.— Мир, 1986.— 319 с.
5. Федоров А. В., Тетенев Е. В., Вессьер Б. Динамика и воспламенение диспергированных в атмосфере частиц металлов при реальном взрыве.— Новосибирск, 1990.— (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 6—90).
6. Меньшов И. С. Нестационарные двухфазные течения: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Новосибирск, 1982.— 155 с.
7. Гуревич М. А., Степанов А. М. Воспламенение металлических частиц // ФГВ.— 1968.— 4, № 3.— С. 334—342.
8. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. Воспламенение частиц металла в высокотемпературном потоке за ударной волной.— Новосибирск, 1981.— 27 с.— (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 33—81).

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 20/XI 1990

УДК 536.46

А. Г. Князева

### ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ С УЧЕТОМ ТЕРМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Впервые рассмотрена задача о зажигании конденсированного вещества в постановке линейной теории термоупругости с учетом связности полей деформации и температуры. Решение проведено с использованием методов срачиваемых асимптотических разложений и пограничных функций. Показано, что время зажигания