

вают авторы, происходит значительная «присадка» амплитуды импульса сжатия и уменьшается упругая часть заднего фронта импульса.

На основании изложенного можно заключить, что процессы локализации деформирования и разрушения материала при отколе протекают следующим образом. При малых u , близких к пороговым напряжениям продольного сдвига, на переднем фронте импульса и на его плато имеет место сдвиговая релаксация материала вследствие возникновения продольных микросдвигов. Примерно при этих же скоростях нагружения образуются нормальные микроразрывы из-за взаимодействия прямой и обратной волн разгрузки в зоне откола. Эти два типа локализации деформации и разрушения составляют низший масштабный уровень локализации. При увеличении u реализуется второй масштабный уровень откольного процесса — образование нормальных макроразрывов и продольных макросдвигов. Размеры нормальных макроразрывов определяются длительностью растягивающей фазы импульса нагружения и скоростью поперечных трещин, развивающихся из нормальных микроразрывов или пор. Продольные макросдвиги также возникают в результате взаимодействия встречных волн разгрузки. Они локализованы в зоне откола и соединяют нормальные макроразрывы. Скорость деформации при образовании в сталях продольных макросдвигов может быть достаточной для того, чтобы последние реализовались в виде полос адиабатического сдвига. При больших значениях u первого масштабного уровня откольного разрушения — образования продольных микросдвигов и нормальных микроразрывов — может не быть вообще. Причем продольные микросдвиги не возникают из-за очень узкого распределения микропотоков материалов по скоростям, а нормальные микроразрывы сразу реализуются в виде макроразрывов. В итоге откольная щель приобретает ступенчатую или сдвиговую форму с одним масштабным уровнем составных элементов щели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мещеряков Ю. И. Поверхность. Физика, химия, механика, 1988, 3, 101.
2. Мещеряков Ю. И. ЖТФ, 1988, 58, 3, 628.
3. Златин Н. А., Пугачев Г. С., Воловец Л. Д. и др. ЖТФ, 1981, 51, 7, 1506.
4. Диваков А. К., Коханчик Л. С., Мещеряков Ю. И. и др. ПМТФ, 1987, 3, 135.
5. Мещеряков Ю. И., Диваков А. К., Кудряшов В. Г. ФГВ, 1988, 24, 2, 126.
6. Rosenberg Z., Yeshurun Y., Brandon D. G. J. de Physique, 1985, 46. С. 5—331.

г. Ленинград

Поступила в редакцию 26/1 1989

УДК 532.23

Е. Е. Мешков, В. В. Никифоров, А. И. Толшмяков

О СТРУКТУРЕ ЗОНЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ГАЗОВ, УСКОРЯЕМОЙ УВ

Эксперименты по исследованию структуры зоны турбулентного перемешивания на границе двух газов разной плотности, ускоряемой серией стационарных ударных УВ, проводились на ударной трубе (УТ) в постановке, аналогичной описанной в [1, 2]. Конец канала УТ сечением 120×40 мм с прозрачными боковыми стенками состоял из стыкуемых блоков, разделенных тонкой органической пленкой с удельной массой $(3-4) \cdot 10^{-5}$ г/см². Плоскости стыков блоков были перпендикулярны оси УТ. Во внутренних объемах блоков последовательно располагались воздух, воздух с подмешанным к нему табачным дымом и гелий. Конец



Рис. 1. Фотография зоны ТП на границе двух газов: (воздух + дым) — гелий в рассеянном свете. Луч импульсного лазера проходит справа налево.

канала заглушался пробкой из оргстекла (жесткая стенка). Длина блока с гелием, как и в [1, 2], равна 169 мм. В этой геометрии (воздух, воздух + дым, гелий, жесткая стенка) стационарная УВ с числом Маха $M = 1,3$ ускоряла скачком границу воздух + дым — гелий. Затем эта граница тормозилась серией УВ, отраженных от жесткой стенки.

На границе воздух — гелий образуется зона турбулентного перемешивания (ТП). Визуализация зоны ТП осуществлялась методом светового ножа: через прозрачную жесткую стенку в торце трубы пропускался луч импульса света от импульсного лазера длительностью ~ 40 нс, трансформированный цилиндрическими линзами в тонкий световой нож. В области гелия луч света невидим. Но при пересечении светового ножа с воздухом и зоной ТП, в которых в той или иной мере присутствуют частички дыма, рассеяние света на последних образует распределение частиц дыма в плоскости светового луча. Поскольку частицы дыма вследствие их малости ($0,1-1$ мкм) практически непосредственно связаны с воздухом, то таким образом получается картина распределения плотности воздуха в зоне ТП. По верхней оценке частицы дыма хорошо отслеживают движение воздуха в пульсациях зоны ТП с масштабом $\geq 0,6$ мм. Эта картина регистрируется фотоаппаратом с открытым затвором. Таким образом, в каждом опыте получалась одна фотография на заданный момент времени.

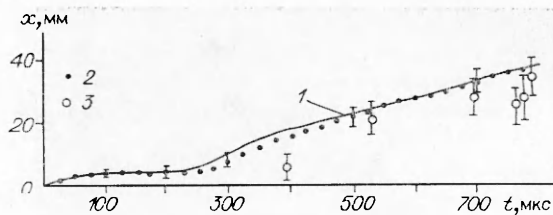
Практически в каждом эксперименте одновременно с рабочим снимком фотографировался денситометрический клин. Для этого часть луча лазера отщеплялась полупрозрачным зеркалом и направлялась на систему, состоящую из полупрозрачного и глухого зеркал, плоскости которых располагались под углом друг к другу (длин Рагульского [3]). Изображение полей клина регистрировалось фотоаппаратом с открытым затвором. Для устранения зернистой структуры изображения на пути луча помещался рассеивающий фильтр из молочного стекла. Для получения рабочего снимка и денситометрического клина использовалась пленка типа Т-22 из одной коробки. Пленки проявлялись одновременно в двух бачках проявителем КЦ-1, разбавленным вдвое.

В проведенных экспериментах начальная плотность дыма и условия регистрации подбирались таким образом, чтобы поглощением рассеянного света и вторичным рассеянием можно было пренебречь при измерениях распределения плотности воздуха в зоне ТП.

На рис. 1 приведена фотография одного из экспериментов со световым ножом толщиной 6 мм на момент $t \sim 600$ мкс после начала движения исследуемой границы. Зона ТП имеет весьма четко очерченный край слева со стороны более тяжелого воздуха и размытую границу справа со стороны легкого гелия. Воздух проникает в зону перемешивания в форме струй разного масштаба. Фронты этих струй размываются вследствие неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. В зоне ТП интенсивность рассеянного света неравномерна, концентрация воздуха в среднем постепенно падает слева направо, распределение концентрации имеет турбулентный, пульсирующий характер.

Рис. 2. Зависимость ширины зоны ТП от времени на границе воздух — гелий.

1 — расчет [1]; 2 — эксперимент [1]; 3 — результаты описываемого эксперимента.



Пленка, разделявшая воздух и гелий, ускоряется до скорости среднего движения на расстояниях порядка десятых долей миллиметра. В начале движения пленка развернута навстречу натекающему потоку в УВ. Затем при разгоне она рвется на кусочки и в процессе движения сворачивается в комочки. Их сопротивление потоку уменьшается и, когда движение окружающего газа замедляется, кусочки пленки улетают к краю зоны, а затем и за ее пределы. На кадре видимыми оказываются не только кусочки пленки, попадающие под луч света, но и за его пределами. Эти кусочки освещаются рассеянным на дыме светом.

Эксперименты (как и в [1]) проводились по следующей схеме (рис. 2): по негативу фотографии измерялось расстояние от жесткой стенки до границы зоны ТП в 10—30 точках, приблизительно равномерно расположенных по границе. Положение границы зоны ТП — гелий определялось по кусочкам пленки, занимающим крайнее правое положение. Положение границ находилось как среднее суммы измерений, ширина зоны ТП — как разность этих положений. При описанной схеме измерений положение границы воздух — зона ТП получается заметно смещенным вправо (в направлении гелия) по сравнению с измерениями по теневым фотографиям [1], а ширина зоны оказывается несколько заниженной. Это связано с различием характера изображения указанной границы на фотографиях описываемых экспериментов и теневых фотографиях [1]. На последних струи, проникающие в зону ТП, и участки границы, примыкающие к ним, оказываются заэкранированными выступающими вперед (в воздух) округлыми участками границы зоны ТП. Особенно ярко это проявляется в ранние моменты времени. Например, для точки на рис. 2 в момент $t = 392$ мкс ширина зоны ТП, определенная по максимально выступающему в воздух участку зоны ТП, дает в $\sim 2,5$ раза большую величину по сравнению с приведенной на рис. 2.

Кадр одного из опытов со световым ножом толщиной 1,2 мм на момент $t = 800$ мкс (рис. 3) фотометрировался последовательно по горизонтальным линиям (строкам), параллельным направлению движения потока в ударной трубе. Дальнейшая обработка проводилась на ЭВМ. Результаты для каждой строки последовательно выводились на экран графического дисплея. Границы участков строки, соответствующих изображению кусочков пленки, можно определить по скачкообразным изменениям плотности почернения. Дополнительную идентификацию пленки можно произвести при помощи фотографии, на которую нанесены линии строк фотометрирования. Границы таких участков на изображении строки помечались при помощи перемещающихся на дисплее маркеров и затем такой участок заменялся прямой, проходящей через помеченные точки. Конечный итог всех операций обработки изображения состоял в получении распределения интенсивности рассеянного света вдоль каждой из строк фотометрирования. Это соответствует плотности воздуха в зоне ТП.

На рис. 4 хорошо виден скачок концентрации на границе между воздухом и зоной ТП. Отметим, что амплитуда и положение этого скачка различны на различных строках. В зоне перемешивания концентрация воздуха, пульсируя, постепенно падает до нуля на краю, примыкающем к чистому гелию. Усредненный профиль плотности ρ воздуха в зоне ТП, нормированный на величину вне зоны, по 28 строкам для этого же опыта приведен на рис. 5. Этот профиль не имеет скачка кон-



Рис. 3. Фотография зоны ТИ в момент времени $t = 800$ мкс. На фотографию нанесено расположение линий (строк), по которым проводилось фотометрирование фотографии.

центрации вследствие усреднения разномасштабных возмущений границы между воздухом и зоной перемешивания. Здесь же приведен профиль средней плотности воздуха, полученный в расчете по программе, описанной в [2]. Результаты расчета и эксперимента удовлетворительно согласуются.

Остановимся на механизмах, приводящих к развитию зоны ТИ в описанных экспериментах. В начальной стадии движения пленка, разделяющая газы на исследуемой границе, является источником начальных возмущений, приводящих к развитию зоны ТИ, и при этом она может заметно влиять на характер течения. Однако в более поздние моменты времени движения, когда пленка уходит от границы воз-

дух — зона ТИ, она практически перестает влиять на развитие зоны ТИ. Основной механизм, приводящий к росту зоны ТИ, — это неустойчивость [4, 5]. Выход на границу каждой последующей ударной волны, отраженной от жесткой стенки, является толчком, ускоряющим рост струй тяжелого газа, проникающего в зону ТИ. Вихри на концах струй непосредственно генерируют перемешивание тяжелого и легкого газов. Одновременно присутствуют струи разных масштабов, но, как правило, не пре-

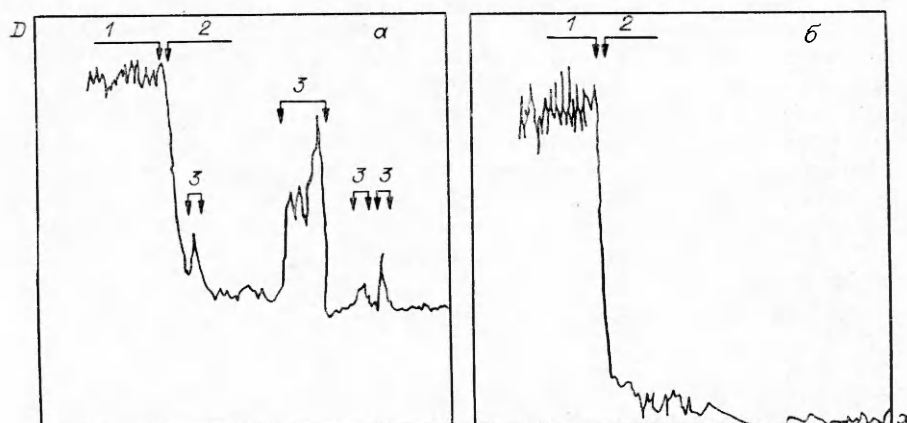
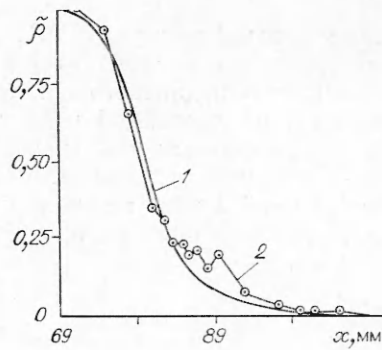


Рис. 4. Результаты фотометрирования и последующей обработки фотографии (рис. 3) по строке 5 (изображение на экране дисплея).

а) профиль плотности почернения D негатива; б) распределение интенсивности рассеянного света I после обработки. 1 — воздух; 2 — зона ТИ; 3 — участки, соответствующие изображению кусочков пленки.

Рис. 5. Усредненное распределение относительной плотности воздуха в зоне ТП, нормированной на величину вне зоны. Расстояние x отсчитывается от первоначального положения границы воздух — гелий.

1 — расчет по модели [2]; 2 — эксперимент (см. рис. 3).



восходящих ширину зоны ТП. Со временем характерный масштаб струй нарастает с ростом зоны ТП.

Рассмотрим более детально методику анализа результатов экспериментов. Газ, содержащий частицы дыма, — это двухфазная среда, течение которой в общем случае может существенно отличаться от течения чистого газа. В случае, когда масса частиц в объеме много меньше массы газа, можно пренебречь влиянием конденсированных частиц на течение газа. Тогда для определения течения двухфазной среды необходимо рассмотреть движение уединенной частицы в потоке газа. В отсутствие поля тяжести уравнение движения частицы имеет вид

$$\ddot{\vec{r}} = \frac{Sc_w \rho_g}{2m} |\vec{r} - \vec{v}| (\vec{u} - \vec{v}), \quad (1)$$

где m , S , \vec{v} — масса, площадь поперечного сечения и скорость частицы; \vec{r} — радиус-вектор частицы; \vec{u} — скорость газа в месте расположения частицы, но при ее отсутствии; c_w — коэффициент сопротивления частицы; ρ_g — плотность газа.

Введем параметр $l = \frac{2m}{Sc_w \rho_g} = \frac{4}{3} \frac{d}{c_w} \frac{\rho_d}{\rho_g}$, который характеризует способность частицы приспособиваться к местным условиям потока [6]. Для частиц дыма, находящихся в турбулентной зоне, эта величина определяет масштаб δ пульсаций параметров турбулентного потока, который будет проследивать частица.

При $l \gg \delta$ частицы не будут следить за движением газа, при $l \ll \delta$ они быстро приспособиваются к местным условиям потока и движутся в зоне пульсации потока вместе с газом практически без запаздывания. При $l \approx \delta$ частицы будут с некоторым запаздыванием следить за потоком.

Оценим масштаб пульсаций, который можно разрешить с помощью частиц дыма. Характерный размер частиц сигаретного дыма, согласно [7], составляет $d \approx 0,1 \div 1$ мкм, их плотность $\rho_d \approx 2,3$ г/см³.

Для определения c_w оценим число Рейнольдса частицы $Re \approx \frac{dv}{\nu}$, где ν — кинематическая вязкость. Взяв характерную величину пульсаций скорости в турбулентной зоне в условиях эксперимента 10 и 100 м/с, получим $Re = 1,2$ и 12 (воздух) и $Re = 0,17$ и 1,7 (гелий) соответственно. Определяя c_w , согласно [8], и подставляя их значения в формулу для l , получим:

Re	12	1,2	1,7	0,17
c_w	4	25	20	170
l , мм	0,4	0,07	0,6	0,07

Плотность газа в турбулентной зоне ρ_g принималась с учетом сжатия ($\sigma \approx 1,5$) равной плотности воздуха $1,8 \cdot 10^{-3}$ г/см³ и гелия $0,25 \cdot 10^{-3}$ г/см³. Даже по верхней оценке частицы дыма будут хорошо следовать за пульсациями с размерами более $\sim 0,6$ мм.

Для удобства дальнейшего изложения введем систему координат, в которой ось x направлена вдоль луча света, ось y лежит в плоскости

светового ножа (по вертикали), а ось z совпадает с оптической осью фотоаппарата. Интенсивность рассеянного света $I_1(x, y)$ определяется интенсивностью падающего света $I_0(y)$, числом частиц дыма в единице объема $N(x, y)$, толщиной падающего светового ножа h и коэффициентом α , определяющим эффективность рассеяния $I_1(x, y) = kh\alpha N(x, y)I_0(y)$, где k — размерная константа. Этот свет частично поглощается в слое дыма толщиной $l \sim 20$ мм между боковой стенкой трубы и плоскостью луча, т. е. интенсивность прошедшего рассеянного света определяется выражением

$$I_2(x, y) = I_1(x, y) e^{-\int_0^l \beta(N) dz},$$

где $\beta(N)$ — коэффициент поглощения света, зависящий от концентрации дыма. В свою очередь N может зависеть от координат x, y, z в зоне ТП. Рассеянный свет может вторично рассеиваться на частичках дыма, лежащих в стороне от плоскости луча. Это дает дополнительное увеличение I_3 интенсивности регистрируемого света, т. е.

$$I(x, y) = I_2(x, y) + I_3(x, y).$$

В экспериментах плотность дыма и условия регистрации подбирались так, чтобы поглощением и вторичным рассеянием можно было прене-

бречь, т. е. $I_3 \ll I_2$, $e^{-\int_0^l \beta(N) dz} \approx 1$, $I(x, y) \approx kI_0(y)hN(x, y)\alpha$. Предполагая $N(x, y) \sim n(x, y)$, где $n(x, y)$ — число молекул воздуха на единицу объема газа, получим

$$I(x, y) \approx kI_0(y)hn(x, y)\alpha = k_1 h \rho_v(x, y).$$

Если двигаться вдоль оси x по лучу падающего света, то, пройдя через зону ТП, попадаем в область с постоянной величиной ρ_v^* (область воздуха (и дыма), не подвергнувшаяся перемешиванию). Соответственно, разделив значения интенсивности рассеянного света на каком-либо луче на значение интенсивности света в этой области I^* , получим относительную плотность воздуха (относительно ρ_v^*) на данном луче, изменяющуюся от 0 до 1, т. е.

$$\tilde{\rho}(x, y_i) = \frac{I(x, y_i)}{I^*} = \frac{\rho_v(x, y_i)}{\rho_v^*}.$$

Следовательно, в эксперименте измеряется относительная плотность воздуха в зоне ТП (за единицу принимается плотность в невозмущенной области течения).

Таким образом, исследована структура зоны турбулентного перемешивания на границе двух газов (воздух — гелий), ускоренной и затем тормозящейся серией стационарных ударных волн. Определялось распределение плотности тяжелого газа (воздух) в зоне перемешивания по рассеянию света на частицах дыма, подмешанного к воздуху. Установлено, что между тяжелым газом и зоной перемешивания имеется достаточно четко выраженная граница (практически разрыв плотности). Тяжелый газ проникает в зону перемешивания в форме струй разного масштаба. Характерный масштаб струй нарастает со временем. Фронты этих струй размываются вследствие тангенциальной неустойчивости. Плотность вещества по зоне перемешивания (вдоль направления движения) постепенно падает, пульсируя, до плотности легкого газа (гелий).

ЛИТЕРАТУРА

1. Андронов В. А., Бахрах С. М., Мешков Е. Е. и др. ЖЭТФ. 1976, 71, 2(8), 806.
2. Андронов В. А., Бахрах С. М., Мешков Е. Е. и др. Докл. АН СССР, 1982, 264, 1, 76.
3. Рогоульский В. В., Файзулов Ф. С. Оптика и спектроскопия, 1969, XXVII, 4, 707.
4. Richtmyer R. D. Comm. Pure and Appl. Math., 1960, 13, 297.

5. Мешков Е. Е. Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, 5, 151.
6. Храмов Н. Е. Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, 4, 169.
7. Melling A., Whitelaw J. DISA Information, 1973, 15, 5.
8. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1967.

г. Москва

Поступила в редакцию 15/VI 1988,
после доработки — 21/III 1989

УДК 533.6.011.72

В. А. Андрущенко, М. В. Мещеряков

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СФЕРИЧЕСКИХ УВ С ПРИПОВЕРХНОСТНЫМИ ТЕПЛОВЫМИ ГАЗОВЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

При распространении ударных волн (УВ) в неоднородно нагретой газовой среде возникают аномальные явления, приводящие к сильному изменению параметров УВ [1, 2]. Особенно в этом смысле интересен эффект приповерхностного слоя, когда локализованное в тонкой пространственной области возмущение температуры оказывает существенное влияние на все течение в целом. С этим явлением сталкивались в экспериментах со взрывами в ударных трубах [3], с лазерными искрами [4], при исследованиях взрывов большой мощности [5], когда нагретый приповерхностный слой вызывался излучением сильных УВ; в опытах с УВ, где слой горячего газа создавался автономным нагревом поверхности [5—7], а также при крупномасштабных пожарах, для тушения которых применялись взрывные УВ [5].

В настоящей работе численно исследуются двумерные осесимметричные задачи о взаимодействии сферических взрывных УВ, возникших при оптическом пробое (лазерный взрыв), с приповерхностными тепловыми неоднородностями искусственного происхождения (от постороннего источника). Подтвержден ряд эффектов, установленных ранее [1—7], а также выявлены некоторые новые аномальные эффекты: образование вторичных висячих скачков, «обрушение» УВ на подстилающую поверхность, трансформация головной и отраженной УВ в сложную ударную конфигурацию с двумя тройными точками, кумуляция вторичной УВ у оси симметрии и др.

Рассматриваются следующие задачи: на высоте H над абсолютно жесткой теплоизолированной плоскостью происходит лазерный взрыв и, кроме того,

- 1) на поверхности имеется однородный тепловой слой толщиной h' ;
- 2) на поверхности имеет место однородный слой охлажденного газа толщиной h' ;
- 3) вокруг области, охваченной лазерным взрывом, создается кольцевая зона равномерно прогретого газа, приподнятая над подстилающей плоскостью на высоту h' .

За математическую модель изучаемых физических процессов выбрана полная система нестационарных уравнений Навье—Стокса для теплопроводного сжимаемого газа с постоянными коэффициентами переноса. Исходная система уравнений в безразмерных переменных, описывающая течение в цилиндрических координатах r, z , имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{1}{\rho} \left\{ -\nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \left[\Delta v + \frac{1}{3} \nabla (\text{div } v) \right] \right\}, \\ \frac{dT}{dt} &= -(\gamma - 1) T \text{div } v + \frac{\gamma}{\rho \text{RePr}} \Delta T, \\ \frac{dp}{dt} &= -\gamma P \text{div } v + \frac{\gamma}{\text{RePr}} \Delta T, \\ p &= \rho T, \quad \frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + v \frac{\partial}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1)$$