

УДК 532.593.013.4

© 2003 г. В. В. ДЕМЧЕНКО, М.А. СЕРГЕЕВ

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ СОУДАРЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Аналитически и с помощью численного моделирования анализируются физические механизмы развития гидродинамической неустойчивости при высокоскоростном ударе. Предлагается новый механизм развития неустойчивости, основанный на предположении о существовании начальных возмущений на соударяющихся поверхностях пластин. Установлены смещение максимума удельной поверхностной перемешанной массы со временем от коротковолновой части спектра к длинноволновой, автомоделность изменения контактной границы.

*Ключевые слова:* гидродинамическая неустойчивость, турбулентное перемешивание, высокоскоростной удар, математическое моделирование.

При решении актуальных проблем физики и механики важное значение имеет правильный учет механизмов развития гидродинамических неустойчивостей и турбулизации течений [1]. Проблема инерционного термоядерного синтеза и осуществление демонстрационного эксперимента в лабораторных условиях (“breakeven”) связаны с необходимостью изучения и преодоления целого ряда гидродинамических неустойчивостей различной природы таких, как неустойчивости Рихтмайера – Мешкова, Релея – Тейлора и Кельвина – Гельмгольца [2–6]. В последнее время большое внимание уделяется многослойным мишеням, в которых каждый слой решает определенную функциональную задачу и в процессе сжатия мишени взаимодействует с ближайшими слоями при высокой относительной скорости, достигающей  $10^6$  м/с.

Аналогичные ударно-волновые процессы имеют место при сварке и упрочнении взрывом, при нанесении покрытий и слоев из различных материалов с помощью взрывчатых веществ. Здесь экспериментально обнаружены явления неустойчивости границы раздела между пластинами при плоском высокоскоростном ударе [7, 8]. Физические механизмы, лежащие в основе наблюдаемых эффектов, требуют для количественного описания решения пространственных многомерных квазилинейных и нелинейных систем уравнений с частными производными [9]. В ряде случаев оказывается достаточно воспользоваться уравнениями Эйлера для выявления и объяснения экспериментально наблюдаемой картины неустойчивости [10–12].

В работе аналитическими и численными методами в одномерном и двумерном осесимметричном пространственных случаях исследуется развитие гидродинамической неустойчивости при высокоскоростном ударе с относительными скоростями от 10 до 100 км/с. Анализируются процессы со сложной вихревой структурой течения, приводящие к последовательному увеличению массы перемешанного вещества с течением времени в зависимости от ряда физических параметров – термодинамических постоянных веществ, уравнений состояния, скоростей взаимодействия, и геометрических – масштабов начальных возмущений при заданной вогнутой или выпуклой форме на соударяющихся поверхностях пластин.

**1. Экспериментальные исследования неустойчивости.** При проведении экспериментов по сварке и упрочнению взрывом была обнаружена неустойчивость границы раздела двух веществ [7]. В этих опытах происходило ускорение одной из двух или не-

скольких пластин (слоев) детонационной волной, движущейся по нанесенному на одну из пластин взрывчатому веществу. После разгона до скоростей порядка 1 км/с пластины взаимодействовали между собой под некоторыми углами, и контактная граница оказывалась неустойчивой, принимая волнообразную форму [13]. Наряду с этим выявлена неустойчивость поверхности соударения и при плоском столкновении [7].

При изучении причин развития плоской неустойчивости установлен ряд экспериментальных фактов: 1) наличие в сварном шве расплавов; 2) время нахождения в расплавленном состоянии контактной границы оценено в 5–10 мкс; 3) потеря устойчивости сопровождалась конусообразными выплесками металла из ударяемой пластины в сторону первоначально ускоряемой свинцовой пластины; 4) амплитуда возмущений оценивалась по расстоянию от основания до вершины выплеска, при этом не учитывался отрыв части образований при разлете пластин; 5) для толстых свинцовых пластин толщиной порядка 1 см неустойчивости не наблюдалось.

В качестве основного механизма развития неустойчивости в [7] рассматривали условия, когда градиенты плотности и давления параллельны и направлены в противоположные стороны, что соответствует неустойчивости Релея – Тейлора. При высокоскоростном ударе они могут возникать в волне разрежения, приходящей на границу раздела сталкивающихся пластин со стороны свободной поверхности свинцовой пластины. В [7] выполнено экспериментальное исследование гидродинамической неустойчивости, которое показало: 1) создание на свободной поверхности ударяемой пластины возмущений, изменение ее толщины никак не сказывается на характере развития неустойчивости; 2) увеличение толщины метаемой свинцовой пластины при сохранении неизменной скорости движения приводит к увеличению геометрических размеров наблюдаемых образований, двукратное увеличение толщины свинцовой пластины приводит к росту длины волны выплеска примерно в 2 раза; 3) в экспериментах с разными материалами ударяемых пластин при сохранении толщины и скорости метания свинцовой пластины изменяются геометрические размеры выплесков.

Экспериментально наблюдаемым закономерностям может быть дано иное объяснение, чем в [7], если предположить, что во время ускорения свинцовой пластины при детонации взрывчатых веществ или в процессе ее свободного полета происходит деформация ударяющей поверхности, которая приобретает выпуклую или вогнутую форму.

Задание начальных возмущений на свободной поверхности ударяемой пластины, варьирование ее толщины никак не влияют на деформацию метаемой пластины и, следовательно, не сказываются на развитии неустойчивости. Толстые свинцовые пластины менее подвержены деформации при ускорении, что способствует росту радиуса начальных возмущений и в дальнейшем возрастанию размера выплеска. Из предположения о начальных возмущениях на свинцовой пластине следует, что выплески на стальной пластине возможны при вогнутой форме соударяющейся поверхности свинца. Время нахождения пластин в “псевдожидком” состоянии соответствует оценкам времени прохождения ударных волн и волн разрежения по материалу пластин и подтверждается численными расчетами.

**2. Физическое описание процесса соударения.** Рассмотренные выше экспериментальные данные соответствуют относительным скоростям около 500 м/с. Анализ причин возникновения и развития неустойчивости приведен в [14]. Возможно, что при увеличении скорости удара указанные эффекты будут сохраняться или даже возрастать.

Вопрос об уравнении состояния определяется диапазоном относительных скоростей, при котором происходит столкновение пластин. При давлениях от  $10^{10}$  до  $10^{12}$  Па, что соответствует скоростям порядка 10 км/с, обычно используют уравнение состояния типа Грюнайзена, содержащее ряд экспериментальных констант. Полностью ионизированная плотная высокотемпературная плазма описывается уравнением состояния

идеального газа [2, 4] при скорости соударения 100–1000 км/с. Для оценки различия, возникающего при использовании уравнений состояния типа Грюнайзена и идеального газа, рассмотрим задачу об одномерном распаде разрыва при относительной скорости соударения пластин из железа и свинца 10 км/с.

В модели идеального газа примем показатель адиабаты  $\gamma = 5/3$  как для одноатомного газа. Пусть в начальный момент левое полупространство ( $x < 0$ ) занято покоящимся железом с  $\rho_0 = 7.9 \text{ г/см}^3$ ,  $p_0 = 3.04 \cdot 10^7 \text{ дин/см}^2$ . Припишем этой области индекс "0". Правое полупространство ( $x > 0$ ) заполнено свинцом с  $\rho_3 = 11.37 \text{ г/см}^3$ ,  $p_3 = 1.18 \cdot 10^7 \text{ дин/см}^2$  и имеет скорость  $-10^6 \text{ см/с}$ . Его обозначим индексом "3". После столкновения по железу и свинцу начнут распространяться ударные волны. Области за ударной волной в железе соответствует индекс "1", а за ударной волной в свинце – индекс "2".

Три соотношения Рэнкина – Гюгонио на каждом из ударных фронтов и условия непрерывности давления и скорости на контактной границе позволяют записать систему из восьми нелинейных соотношений, которая дополняется уравнениями состояния идеального газа для железа и свинца.

Решая данную систему, например, как в [15], получим значения газодинамических величин за ударными волнами в областях "1" и "2":  $\rho_1 = 31.6 \text{ г/см}^3$ ,  $u_1 = -5.454 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $p_1 = 3.133 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ ,  $D_0 = -7.272 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $\rho_2 = 45.48 \text{ г/см}^3$ ,  $u_2 = -5.454 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $p_2 = 3.133 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ ,  $D_3 = -3.939 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ . Здесь  $\rho_i$  – плотности,  $u_i$  – массовые скорости,  $p_i$  – давления,  $E_i$  – полные удельные энергии,  $\epsilon_i$  – внутренние удельные энергии,  $D_0, D_3$  – скорости ударных волн в соответствующих областях.

Воспользуемся далее уравнением состояния типа Грюнайзена из [16] и положим, что показатель адиабаты железа  $\gamma_0 = 3$ , степень максимального сжатия  $h_0 = 2$ ,  $\rho_0 = 7.85 \text{ г/см}^3$ ,  $p_0 = 0$ , а скорость звука  $c_0 = 4.65 \text{ км/с}$ . В свинце  $\gamma_3 = 3$ ,  $h_3 = 2$ ,  $\rho_3 = 11.346 \text{ г/см}^3$ ,  $p_3 = 0$ ,  $c_3 = 1.972 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $u_3 = -10^6 \text{ см/с}$ . Сохраним индексы для обозначения областей, принятые в модели идеального газа.

Записывая соотношения Рэнкина – Гюгонио на ударных фронтах, условия непрерывности давления и массовой скорости на контактной границе, уравнения состояния типа Грюнайзена для железа и свинца, приходим к системе из восьми алгебраических уравнений относительно восьми неизвестных газодинамических величин за фронтами ударных волн и их скоростей

$$\rho_0(u_0 - D_0) = \rho_1(u_1 - D_0)$$

$$p_0 + \rho_0(u_0 - D_0)^2 = p_1 + \rho_1(u_1 - D_0)^2$$

$$\rho_1 = \rho_0 \frac{p_1 h_0 + \alpha_0}{p_1 + \alpha_0}$$

$$p_1 = p_2, \quad u_1 = u_2$$

$$\rho_2(u_2 - D_3) = \rho_3(u_3 - D_3)$$

$$p_2 + \rho_2(u_2 - D_3)^2 = p_3 + \rho_3(u_3 - D_3)^2$$

$$\rho_2 = \rho_3 \frac{p_2 h_3 + \alpha_3}{p_2 + \alpha_3}, \quad h_j = \frac{\gamma_j + 1}{\gamma_j - 1}, \quad \alpha_j = \rho_j c_j^2 (h_j - 1), \quad j = 0, 3$$

где  $h_j$  – степень максимального сжатия,  $c_j$  – начальная скорость звука в веществе.

Учитывая, что в начальный момент  $p_0 = p_3 = 0$ , преобразуем систему нелинейных уравнений к одному алгебраическому уравнению шестой степени  $0.7933Y^6 - 56.79Y^5 + 22.3Y^4 + 8.466Y^3 + 0.8128Y^2 + 0.02767Y + 0.0003086 = 0$

$$Y = \frac{p_1}{\rho_3(u_0 - u_3)^2}$$

Решая его, находим  $\rho_1 = 13.76 \text{ г/см}^3$ ;  $u_1 = -5.3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $p_1 = 5.18 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ ,  $D_0 = -1.239 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ ,  $\rho_2 = 21.8 \text{ г/см}^3$ ;  $u_2 = -5.3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $p_2 = 5.18 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ ,  $D_3 = -2.46 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ .

Массовые скорости за фронтами ударных волн в случаях идеального газа и уравнения состояния уравнения Грюнайзена различаются на 3%. В [14] показано, что определяющее значение для развития неустойчивости имеют абсолютные значения массовых скоростей и величины отклонений потоков массы за фронтами ударных волн и вблизи контактной границы по сравнению с одномерным случаем. Поэтому при незначительном различии в величинах массовых скоростей и одинаковой геометрии начальных возмущений можно ожидать, что процесс развития неустойчивости будет происходить как для модели идеального газа, так и для более точного уравнения состояния типа уравнения Грюнайзена. В дальнейшем при численных расчетах используется модель идеального газа.

**3. Математическая модель и постановка задачи.** Для изучения перемешивания вещества и деформации контактной границы при высокоскоростном ударе удобно выбрать в качестве базисной систему координат, связанную с поверхностью соударения.

Используя одномерные решения задач о соударении пластин из предыдущего раздела, определим время распространения ударной волны, движущейся по веществу образца толщиной  $\delta$  со скоростью  $D$ , если скорость самой налетающей пластины в выбранной системе координат  $V_0$

$$t_0 = \frac{\delta}{|V_0 - D|}$$

Толщина ударно сжатого слоя  $\Delta$  выражается через скорость ударной волны и время

$$\Delta = \frac{\delta D}{|V_0 - D|}$$

После выхода ударной волны на свободную поверхность пластины по ней начинает распространяться волна разрежения, скорость фронта которой совпадает со скоростью звука в этом сжатом слое. Таким образом, время прохождения волны разрежения от свободной поверхности до контактной границы определяется соотношением толщины  $\Delta$  ударно сжатого слоя к скорости звука  $C$  в нем

$$t_1 = \frac{\Delta}{C} = \frac{\delta D}{|V_0 - D|C}$$

Полное время процесса от момента соударения пластин до прихода волны разрежения на границу раздела равняется  $t_0 + t_1$ .

Математическая модель, представляет собой систему уравнений Эйлера в переменных  $r, z$  цилиндрической системы координат

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho U)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho V)}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial (\rho \xi)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho \xi U)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho \xi V)}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r(\rho U^2 + p)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho UV)}{\partial z} = \frac{p}{r} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho UV)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho V^2 + p)}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial[rU(\rho E + p)]}{\partial r} + \frac{\partial[V(\rho E + p)]}{\partial z} = 0$$

$$p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon, \quad E = \varepsilon + \frac{V^2 + U^2}{2}$$

где  $\rho$  – плотность,  $\xi$  – массовая концентрация одной из компонент,  $U$  – радиальная компонента скорости,  $V$  – аксиальная компонента скорости,  $E$  – полная удельная энергия,  $\varepsilon$  – внутренняя удельная энергия,  $p$  – давление,  $\gamma$  – постоянная адиабатического процесса.

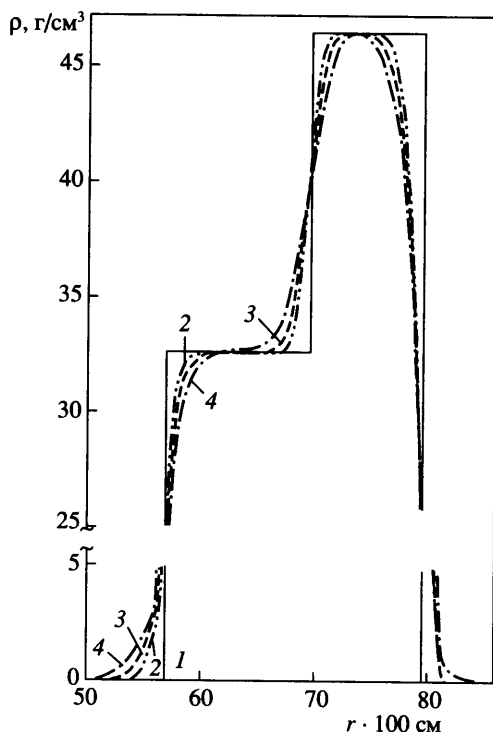
Ось  $z$  направлена по начальной скорости движения пластин, ось  $r$  принадлежит плоскости соударения. При этом ось  $z$  – ось симметрии для начальных возмущений на соударяющихся поверхностях пластин и для всей задачи в целом. На границах области интегрирования при  $z = \text{const}$  до прихода ударных волн поддерживались начальные условия, соответствующие газодинамическим величинам в малоплотном веществе, а в последующие моменты времени они заменялись на значения, отвечающие параметрам за фронтами ударных волн в окружающих пластину парах, полученным из одномерного приближения. Радиальные размеры области интегрирования выбирались таким образом, чтобы возмущения, связанные с потоками массы от оси симметрии, не успевали достичь границ, поэтому на них ставились условия сохранения потоков.

**4. Одномерные тестовые расчеты.** В основе программ, используемых при численном моделировании, лежит математический метод, в котором исходная система уравнений (3.1) приводится к характеристическому виду, а для конечно-разностной аппроксимации применяется тот или иной шаблон, например, как это сделано в [17]. При этом к схеме предъявляются требования дивергентности. Источники разностного происхождения, нарушающие это свойство, не допускаются даже на решениях, имеющих скачки на разрыве величиной до нескольких порядков.

Для проверки вычислительных свойств разработанных программ проведено сравнение аналитических результатов с данными численных расчетов на примере задачи о распаде разрыва (см. фиг. 1).

**5. Физические механизмы развития неустойчивости.** Пусть возмущенная область на контактной границе ограничена в пространстве радиусом  $R$  и имеет амплитуду  $\Delta z$ , а остальная часть ударяющей поверхности остается плоской. Столкновение плоских участков соударяющихся пластин в первые моменты времени будет происходить в соответствии с аналитическим решением о распаде одномерного разрыва, рассмотренным в разделе 2. Взаимодействие на возмущенных частях контактной границы вызовет искривление фронтов образующихся ударных волн.

В инерциальной системе координат, в которой вещество перед фронтом ударной волны покоится, касательная к фронту составляющая массовой скорости за ударной волной равна нулю, так как касательные составляющие количества движения сохраняются при переходе через ударный фронт. Другими словами, скорость за ударной волной направлена перпендикулярно ее поверхности, т.е. потоки массы испытывают отклонение по сравнению с одномерным вариантом в области начального возмущения. Чем дальше от места зарождения распространяется ударная волна, тем большая масса вещества приобретает направление движения, отличное от первоначально заданного.

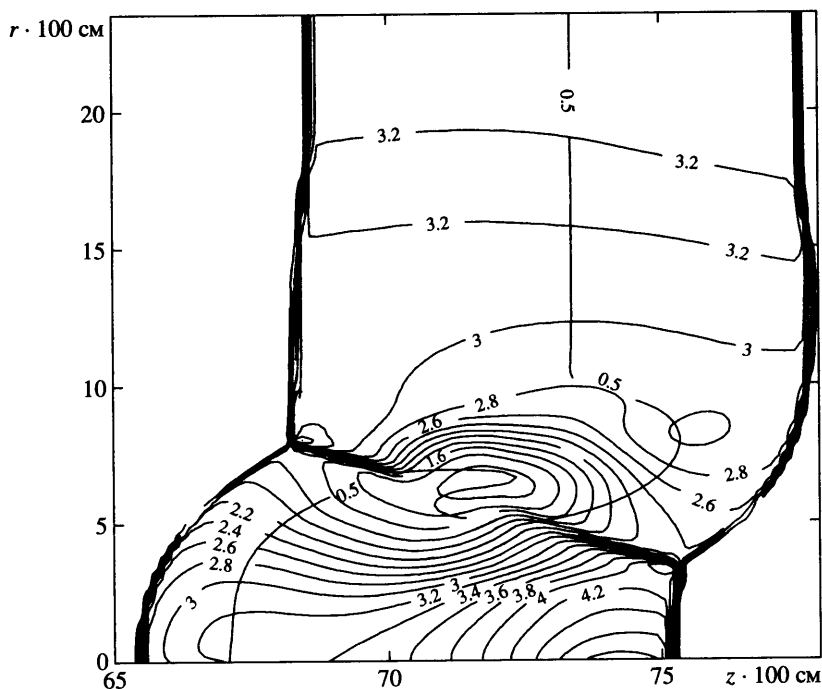


Фиг. 1. Плотность для одномерных аналитического (кривая 1) и численного решений на последовательно удваиваемых сетках в момент времени 0.69 мкс (2 – сетка с шагом 5 мкм, 3–10 мкм, 4–20 мкм)

В результате потоки, отклоненные от начального направления, взаимодействуют как между собой, так и с веществом, продолжающим движение в начальном направлении. Как следствие, в области взаимодействия возрастает давление, часть кинетической энергии преобразуется во внутреннюю.

Остановимся на варианте, когда начальное возмущение задано на налетающей пластине, имеет выпуклую форму с радиусом  $R = 750$  мкм и амплитудой  $\Delta z = 750$  мкм. Относительная скорость соударения пластин 10 км/с. Левую ударяемую пластину из железа толщиной 5 мм назовем пластиной А, а правую из свинца толщиной 4 мм – В. Изобары, а также изолиния массовой концентрации вещества 0.5, которая условно обозначает контактную границу, изображены на фиг. 2 в момент времени 0.345 мкс. Кривые, образованные слившимися изобарами, соответствуют положению ударных волн в пластинах А и В. Необходимо отметить наличие двух областей повышенного давления по сравнению с одномерным случаем. Одна из них расположена вблизи оси симметрии в пластине В, а другая – на границе области возмущения между ударными волнами и контактной поверхностью (фиг. 2). Их появление обусловлено отклонением и взаимодействием потоков в области искривления ударных фронтов. Между фронтами находится область пониженного давления.

Численным моделированием установлено, что с течением времени первые две области, когда давление торможения в них превысит величину скоростного напора, сами становятся источниками вторичных волн сжатия или ударных волн. Вторичные волны, догоняя ударные волны, образовавшиеся при столкновении пластин, и взаимодей-



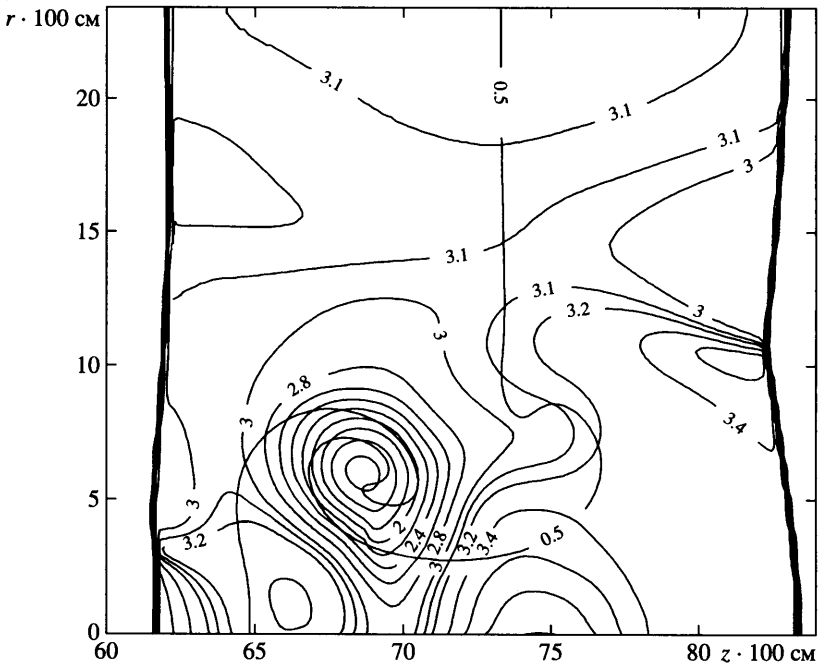
Фиг. 2. Изобары в единицах Мбар и положение изолинии массовой концентрации 0.5 в момент времени 0.345 мкс

ствуя с ними, способствуют выравниванию и распрямлению их фронтов. Тем самым условия, способствовавшие отклонению потоков за фронтами искривленных ударных волн, устраняются. Прекращается рост давления в рассматриваемых областях за счет взаимодействия отклоненных потоков. Однако сохраняется течение вдоль контактной границы, но в противоположных направлениях по разные стороны от нее.

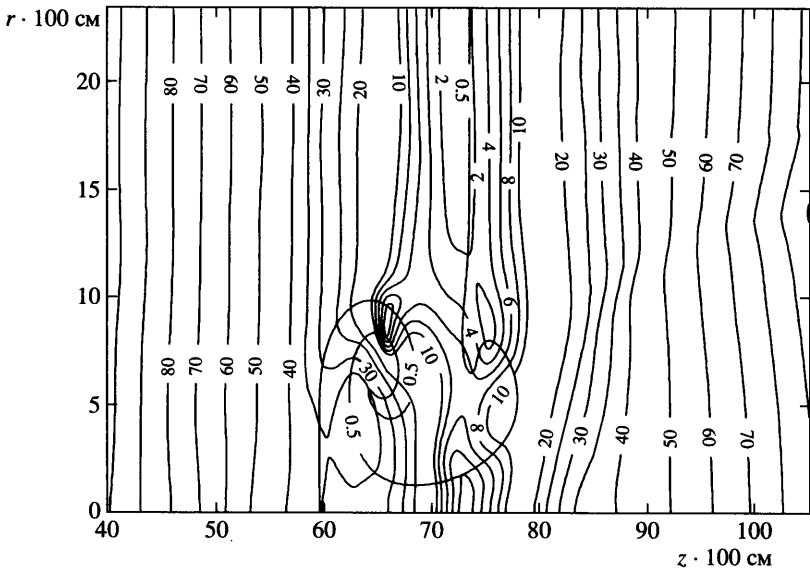
На фиг. 3 приведены изобары и изолиния массовой концентрации вещества 0.5 на момент времени 0.69 мкс, когда в одномерном случае происходит выход ударных волн на свободные поверхности пластин. Видно, что продолжается процесс деформации контактной границы и она приобретает “грибовидную” форму. Размеры областей повышенного давления возрастают, но максимальное давление в них снижается. Стоит отметить наличие устойчивой области пониженного давления в месте стыковки “шляпки” и “ножки” грибовидной структуры.

В дальнейшем по ударно-сжатому веществу пластин начинают распространяться волны разрежения, в которых происходит постепенное уменьшение значений давления, плотности, температуры и появляются скорости, направленные вслед за уходящими ударными волнами, в инерциальной системе, связанной с плоской контактной границей. В экспериментах после снижения температуры ниже температуры плавления прекращается деформация контактной поверхности и тем самым фиксируется мгновенная картина течения. Это происходит после того, как фронты волн разрежения достигают границы раздела двух пластин. Массовая концентрация перемешанного вещества, которая меняется от 0.05 до 0.95, характеризует интенсивность процесса перемешивания и степень турбулизации течения.

На фиг. 4 представлены изолинии модуля скорости и массовой концентрации 0.5 на момент времени 1 мкс прихода волн разрежения на контактную границу. Амплитуда воз-

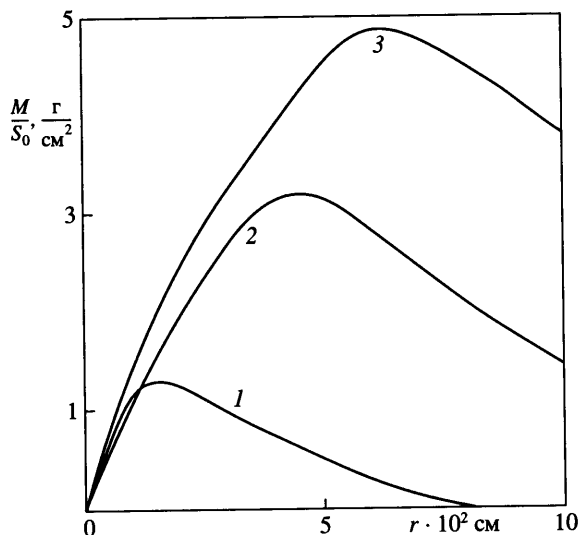


Фиг. 3. Распределение изобар в единицах Мбар и изолиния массовой концентрации 0.5 в момент времени 0.69 мкс



Фиг. 4. Изолинии модуля скорости в единицах  $10^4$  см/с и изолиния массовой концентрации 0.5 в момент времени 1 мкс





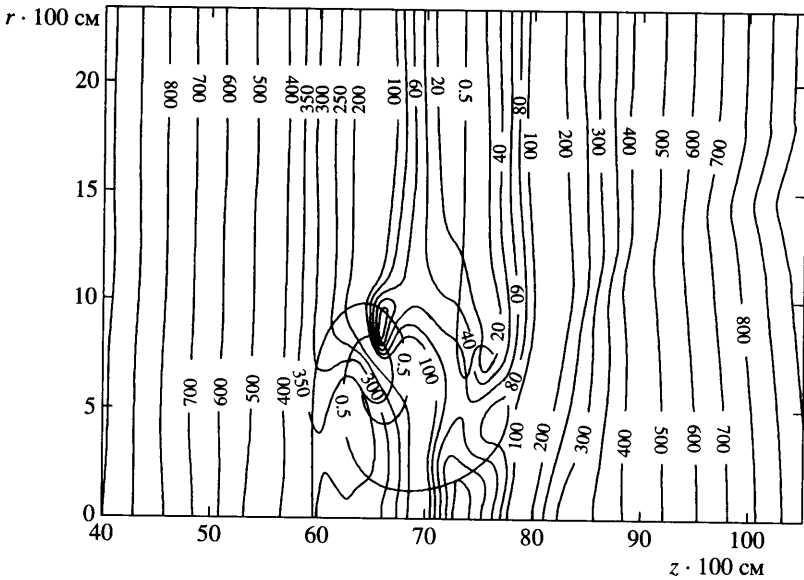
Фиг. 5. Зависимость удельной поверхностной массы перемешанного вещества от радиуса начального возмущения для моментов времени 0.345 мкс (кривая 1), 0.69 мкс (2) и 1 мкс (3)

мушения по сравнению с предыдущим моментом времени, изображенным на фиг. 3, еще сильнее возросла, и на контактной границе появились участки с большей кривизной.

**6. Результаты численного моделирования.** Один из основных вопросов при изучении гидродинамических неустойчивостей – определение количества перемешанного вещества в зависимости от основных физических и геометрических параметров. В данной работе для относительной скорости соударения 10 км/с при заданных толщинах двух пластин исследовалось влияние масштаба начального возмущения на массу перемешанного вещества в процессе развития неустойчивости. При изменении масштаба исходного возмущения его форма оставалась подобной, т.е. сохранялось неизменным и равным единице отношение радиуса осесимметричного возмущения к его высоте. В определенные моменты времени подсчитывалась масса перемешанного вещества, к которому относилась часть пластин с массовой концентрацией одного из веществ в пределах от 0.05 до 0.95. В каждом из рассматриваемых вариантов подсчет проводился для моментов времени 0.345, 0.69 и 1 мкс. Графики зависимости удельной поверхностной массы перемешанного вещества от радиуса возмущения для указанных моментов времени представлены на фиг. 5. Под удельной поверхностной массой подразумевается отношение массы перемешанного вещества к плоской площади начального возмущения.

Из фиг. 5 видно, что в начальные моменты времени наибольшей удельной поверхностной массой обладают мелкомасштабные возмущения. С течением времени происходит смещение максимума в сторону более длинноволновых форм и на момент прихода волн разрежения на контактную границу наибольшее значение этой величины отвечает начальному радиусу от 500 до 750 мкм и составляет приблизительно  $5 \text{ г/см}^2$ .

В ряде расчетов начальная скорость соударения была увеличена до 100 км/с. Время развития неустойчивости от момента соприкосновения пластин до прихода волн разрежения на контактную границу при сохранении толщин пластин сократилось до 0.1 мкс. При этом форма и расположение на фиг. 6 изолинии массовой концентрации 0.5 практически не изменились. Это позволяет предположить существование автомодельной



Фиг. 6. Изолинии модуля скорости в единицах  $10^4$  см/с и изолиния массовой концентрации 0.5 в момент времени 0.1 мкс

переменной, равной отношению толщины пластины к произведению относительной скорости соударения на время процесса. Изолинии модуля скорости, аналогичные приведенным на фиг. 4, для скорости соударения 100 км/с на момент 0.1 мкс представлены на фиг. 6.

**Заключение.** Предложен новый физический механизм развития неустойчивости из начальных возмущений формы взаимодействующих поверхностей пластин, определяющими элементами которого являются: отклонение потоков массы за искривленными участками ударных волн, взаимодействие вторичных волн сжатия и ударных волн с первичными ударными волнами. Получена количественная зависимость удельной поверхностной перемешанной массы веществ соударяющихся пластин от радиуса начального осесимметричного возмущения заданной формы. Максимальное значение удельной поверхностной перемешанной массы со временем смещается от коротковолновой части спектра к длинноволновой. Обнаружен автомодельный характер зависимости удельной поверхностной массы перемешанного вещества от безразмерной величины, равной отношению толщины пластин к произведению относительной скорости удара на время процесса от момента соприкосновения пластин до прихода волн разрежения на контактную границу двух веществ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Этюды о турбулентности (Кибернетика: неограниченные возможности и возможные ограничения), М.: Наука, 1994. 291 с.
2. Теория нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней // Тр. ФИАН. 1982. Т. 134. 182 с.
3. Прохоров А.М., Анисимов С.И., Пашинин П.П. Лазерный термоядерный синтез // Успехи физ. наук. 1976. Т. 119. Вып. 3. С. 401–424.
4. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез. М.: Атомиздат, 1977. 143 с.

5. Розанов В.Б., Лебо И.Г., Зайцев С.Г. и др. Экспериментальное исследование гравитационной неустойчивости и турбулентного перемешивания стратифицированных потоков в поле ускорения в связи с задачами инерционного термоядерного синтеза. Препринт № 56. М.: ФИАН, 1990. 62 с.
6. "Physics of Compressible Turbulent Mixing", Proc. 7th Int. Workshop/Ed. E. Meshkov et al. St.-Peterburg, Russia, 1999. P. 492.
7. Яковлев Н.В. Неустойчивость границы раздела соударяющихся поверхностей металлов // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9. № 3. С. 447–452.
8. Дерибас А.А., Захаров В.С., Соболенко Т.М., Тесленко Т.С. О переносе поверхностного рельефа в металлах ударными волнами // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10. № 6. С. 931–932.
9. Высокоскоростные ударные явления / Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1973. 533 с.
10. Аleshин А.Н., Демченко В.В., Зайцев С.Г., Лазарева Е.В. Взаимодействие ударного фронта с волнообразным контактным разрывом // Изв. АН. МЖГ. 1992. № 5. С. 168–174.
11. Белоцерковский О.М., Демченко В.В., Опарин А.М. Последовательный переход к турбулентности в неустойчивости Рихтмайера–Мешкова // Докл. РАН. 1994. Т. 334. № 5. С. 581–583.
12. Белоцерковский О.М., Демченко В.В., Опарин А.М. Нестационарное трехмерное численное моделирование неустойчивости Рихтмайера–Мешкова // Докл. РАН. 1997. Т. 354. № 2. С. 190–193.
13. Годунов С.К., Дерибас А.А., Козин Н.С. Волнообразование при сварке взрывом // ПМТФ. 1971. № 3. С. 63–72.
14. Демченко В.В., Сергеев М.А. Гидродинамическая неустойчивость при высокоскоростном ударе // Мат. моделирование. 2002. Т. 14. № 10. С. 87–94.
15. Демченко В.В. Распад произвольного гидродинамического разрыва. М.: МФТИ, 1998. 53 с.
16. Забабахин Е.И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск, 1997. 203 с.
17. Демченко В.В. Уравнения и системы уравнений с частными производными первого порядка. М.: МФТИ, 2001. 116 с.

Москва  
E-mail: vdem@cnm.op.mipt.ru

Поступила в редакцию  
29.X.2002