

**ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ  
имени М.В.Келдыша  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

**И.А.Знаменская, А.Е.Луцкий.**

Исследование эволюции и взаимодействия разрывов течения в канале под действием импульсного вложения энергии.

**Москва 2005.**

И.А.Знаменская, А.Е.Луцкий. Исследование эволюции и взаимодействия разрывов течения в канале под действием импульсного вложения энергии.

#### Аннотация.

Целью работы является численное и экспериментальное исследование процесса взаимодействия плоской ударной волны с областью объемного энерговложения при наличии поперечных возмущений. В эксперименте вложение энергии осуществляется с помощью специального типа импульсного разряда с предварительной предыонизацией пристеночными плазменными листами. Рост давления в начальный момент приводит к формированию разрывов на границах области разряда. Дальнейшее течение характеризуется эволюцией и взаимодействием этих разрывов.

Исследуется зависимость свойств течения от двух определяющих параметров: числа Маха падающей ударной волны и доли вложенной энергии.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 20 “Взаимодействие плазмы с высокоскоростными потоками газа”

I.A. Znamenskaya, A.E. Lutsky. The evolution and interaction of channel flow discontinuities under the instant volume energy release influence.

#### Abstract.

The purpose of the work is experimental and numerical investigation of non-steady process of flat shock wave interaction with area of instant volume energy input in the gas at presence of transversal disturbances. The special type of combined discharge – pulse volume discharge with pre-ionization by a ultra-violet radiation from plasmic sheets is used. Instant input of energy in a segment of gas flow is followed by formation and evolution of discontinuities.

Numerical simulations presented aim to describe the process of incident shock wave evolution due to the energy instant deposition in front of it. There are 5 domains with constant flow values at the initial moment. On each border of these domain the discontinuity breakdown take place. The subsequent flow is characterized by the complicated process of interaction and evolution of these secondary discontinuities.

The structure of the flow patterns being analyzed depends on two parameters: incident shock Mach number and the specific energy input value.

#### Введение.

Целью представленной работы является численное исследование свойств интересного класса течений, формирующихся в плоском канале при взаимодействии плоской ударной волны с областью вложения энергии конечных размеров.

Течения такого класса могут быть реализованы, в частности в экспериментах на ударных трубах [1]. В этом случае вложение энергии в поток происходит в области комбинированного разряда - импульсного объемного разряда с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов. Описание экспериментальных результатов представлено в разделе 1.

Рассматриваемые течения представляют большой интерес с разных точек зрения. В них реализуется ряд таких интересных явлений, как взаимодействие ударной волны с прогретым приповерхностным слоем и неустойчивость тангенциального разрыва под действием ударной волны. Достаточно сложная конфигурация разрывов нестационарного течения предъявляет высокие требования к численным алгоритмам и, тем самым, стимулирует их дальнейшее совершенствование.

Во втором разделе настоящей работе подробно анализируются свойства течения при конкретном значении числа Маха падающей ударной волны и количестве вложенной энергии, соответствующих условиям эксперимента. В третьем разделе представлены

некоторые зависимости свойств рассматриваемых течений от двух безразмерных параметров: числа Маха падающей ударной волны и количества вложенной энергии, отнесенного к полной энергии газа за фронтом ударной волны.

### 1. Экспериментальная реализации импульсного вложения энергии в сверхзвуковой поток.

В экспериментах использовалась установка, представляющая собой ударную трубу сечением 48x24мм, состоящую из камеры высокого давления, диафрагменной секции и разрядной секции. Рабочий газ - воздух, толкающий газ – гелий. Реализовывается импульсный объемный разряд с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов на участке потока протяженностью 10 см в разрядной камере. Межэлектродное расстояние составляет 2.4 см. Две стенки камеры – кварцевые окна; верхняя и нижняя – плоские плазменные электроды. Интегральное свечение поля течения за время ионизации регистрировалось фотокамерой через окна рабочей камеры в направлении, перпендикулярном оси течения.

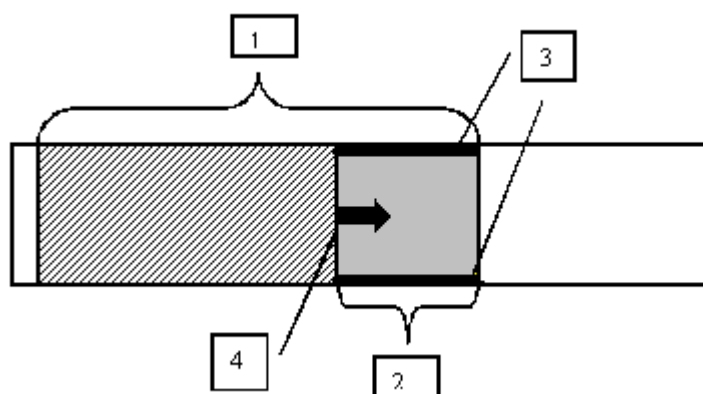


Рис. 1.1. Схема экспериментальной установки. 1-область между электродами; 2-область импульсного энерговклада перед УВ; 3-плазменные листы (область поверхностного энерговклада); 4-ударная волна.

Разряд инициируется в заданный момент движения плоской ударной волны и протекает в два этапа: сначала в течение 60-100нс – на верхней и нижней поверхностях камеры горят плазменные листы - разряды, скользящие по поверхности диэлектрика. Область плазменного листа представляет собой однородную зону приповерхностного импульсного энерговыделения на противоположных стенках прямоугольного канала. Скользящий разряд создаёт ультрафиолетовое излучение высокой интенсивности и ионизирует воздух в рабочей секции, подготавливая таким образом рабочий объём к созданию однородного импульсного объемного разряда. Поверхностный разряд сопровождается возникновением ударных волн, распространяющихся в направлении, перпендикулярном направлению потока за падающей ударной волной в канале. Анализ динамики этих волн позволил оценить долю энергии, мгновенно трансформируемой в энергию поступательных степеней свободы газа, как не превышающую 50% [4].

На втором этапе происходит замыкание основного разрядного промежутка и энергия вкладывается в межэлектродную область. Наличие неоднородностей плотности газа в газодинамическом потоке приводит к пространственному перераспределению плазмы объемного разряда. За счет зависимости концентрации электронов  $n$  и проводимости газа от величины коэффициента ионизации  $\alpha$ , которая является резко нелинейной функцией  $E/N$  свечение и энерговклад локализуются. В рассматриваемых экспериментах поступающая в однородный поток энергия составляет 0.01-0.05 Дж/см<sup>3</sup>. Энергия,

вводимая в газ при объемном разряде, перекачивается в электронно возбужденные, колебательные, затем в поступательные степени свободы молекул.

Рассмотрим влияние разряда на движение плоской ударной волны, распространяется по покоящемуся газу с постоянной скоростью (число Маха  $M=2-5$ ). В некоторый момент времени  $t = 0$  прохождения ударной волны по рабочей секции канала производится инициализация разряда. Время свечения плазмы и время протекания тока объемного разряда через разрядный промежуток для рассматриваемой установки составляет около 200нс.

За такое время ионизации потока ударная волна  $M=3$  продвинется на расстояние  $L \sim 1$ мм. С точки зрения протекания газодинамических процессов такое вложение энергии можно считать мгновенным. Это обстоятельство учитывалось при постановке задачи численного моделирования. Интегральная регистрация свечения разряда в потоке представляет собой изображение с экспозицией засветки от разряда около 200 нс. Наличие неоднородности плотности (скачок на фронте ударной волны) приводит к перераспределению тока объемного разряда в области пониженной плотности за счет зависимости локальной проводимости среды от значения параметра Таунсенда  $E/N$ . Разряд «стягивается» в область пониженной плотности перед волной, там происходит существенное возрастание там плотности энергии.



Рис. 1.2. Фотография свечения разрядного промежутка, пересекаемого ударной волной (волна движется слева направо)

Максимальное значение энерговклада в этих областях можно оценить как:

$$\epsilon_{\max} = \epsilon_0 \cdot \frac{V_0}{V}.$$

где  $\epsilon_0$  - величина энерговклада в однородном случае,  $V/V_0$  - доля области ионизации в объеме разряда.

В течении, изображенном на Рис. 1.2 волна прошла около 50% длины электродов. Разряд горит только в зоне пониженной плотности газа перед ударной волной.

## 2. Численное моделирование течения в условиях эксперимента.

Численное моделирование проводилось в рамках математической модели нестационарных 2D уравнений Эйлера. Использовались два подхода: “сквозной” счет на неподвижной сетке с размазыванием разрывов (метод А) и выделение тангенциального разрыва в качестве одной из внутренних границ подвижной многоблочной сетки (метод В). К настоящему времени хорошо известны (см. напр.[2]) квазимонотонные разностные схемы повышенного порядка аппроксимации, которые на практике позволяют существенно уменьшить ширину размазывания разрывов (по сравнению со схемами 1-го

порядка). В данной работе использовалось обобщенная разностная схема С.К.Годунова с кусочно-линейным представлением полей газодинамических величин, которая в случае гладких решений на равномерной сетке обеспечивает 2-ой порядок аппроксимации по времени и пространству. Второй подход [3] позволяет более точно рассчитать динамику и эволюцию линий разрыва. Однако, в случае сильного искривления выделяемых разрывов возникают определенные проблемы с построением сеток и с аккуратным отслеживанием самого фронта.

Постановка задачи представлена на Рис. 2.1. В начальный момент времени плоская ударная волна с числом Маха  $M=3$  располагается в сечении  $x=0$ . В эксперименте в объемную часть разряда  $0 < x < 1.5$ ,  $|y| < 1.1$  (область 2 на рис. 2.1) вкладывалось 0.83 Дж, в плазменные листы около стенок  $1.1 < |y| < 1.2$  (области 3 на рис.1.1) – по 0.11 Дж. На основании ранее проведенных исследований [4] предполагалось, что в поступательные степени свободы мгновенно переходит 50% вложенной энергии. В рассматриваемом случае вложенная энергия на 1 объема составляет 16.75% от полной энергии (на 1 объема) газа за фронтом падающей ударной волны.

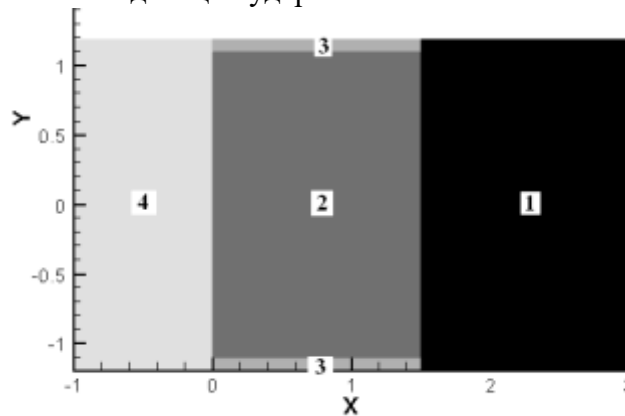


Рис. 2.1. Начальное распределение давления для 2D расчета.

Равномерное по времени и пространству вложение энергии  $\Delta E/V$  в постоянный поток приводит к росту давления на величину  $\Delta p = (\gamma-1) \Delta E/V$  при сохранении плотности и скорости. В расчетах плотность и давление были отнесены к величинам в невозмущенном газе – область 1 на рис. 2.1. При такой нормировке безразмерная единица времени соответствует  $3.45 \cdot 10^{-5}$  с.

Таким образом, в начальный момент времени существует 5 областей с постоянными значениями газодинамических величин:

(1) невозмущенный неподвижный газ перед фронтом падающей ударной волны:

$$x > 1.5 \quad \rho_1=1, \quad u_1=0., \quad v_1=0., \quad p_1=1. ,$$

(2) объемная часть разряда:

$$0 < x < 1.5, |y| < 1.1 \quad \rho_2=1, \quad u_2=0., \quad v_2=0., \quad p_2=6.2412.,$$

(3) пристеночные области («плазменные листы»):

$$0 < x < 1.5, |y| > 1.1 \quad \rho_3=1, \quad u_3=0., \quad v_3=0., \quad p_3=16.2820,$$

(4) область за фронтом падающей волны:

$$x < 0. \quad \rho_4=3.8571, \quad u_4=2.6294, \quad v_4=0. \quad p_4=10.3333.$$

На границах этих областей в начальный момент происходит распад разрывов с образованием волн разрежения, ударных волн и тангенциальных разрывов. В последующие моменты времени течение характеризуется достаточно сложным процессом движения и взаимодействия этих вторичных разрывов. Для исследования такого течения целесообразно рассмотреть предварительно несколько упрощенных 1D задач.

### 2.1 Продольное 1D течение без учета плазменных листов.

Поскольку большая часть энергии приходится на объемную часть разряда, можно ожидать, что в 1D течении, возникающем при отсутствии вложения энергии в плазменные листы, некоторые существенные детали реального 2D течения будут выявлены. На Рис. 2.2 представлена начальная конфигурация разрывов.

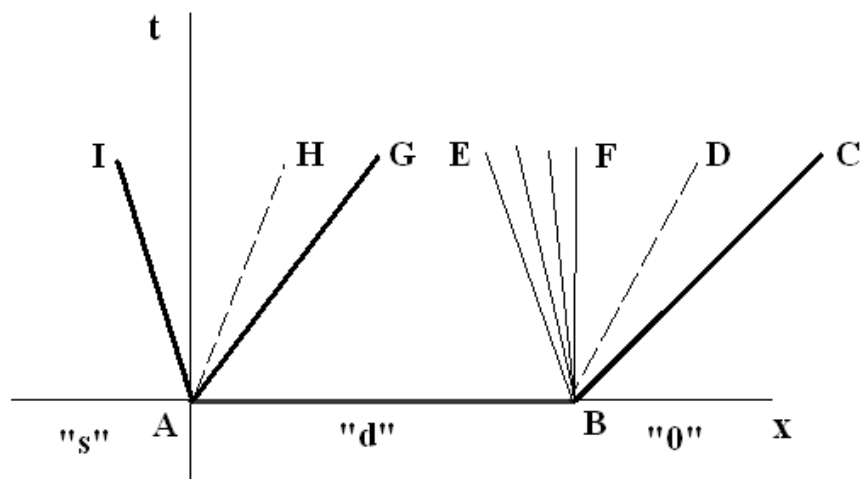


Рис. 2.2. Начальное расположение разрывов в 1D задаче.

Энергия вкладывается на отрезке АВ. В результате распада разрыва в точке А формируется ударная волна AI, тангенциальный разрыв AN, ударная волна AG. Распад разрыва в точке В дает волну разрежения BEF, тангенциальный разрыв BD, ударную волну BC. Начальные интенсивности перечисленных разрывов зависят от двух факторов – числа Маха падающей ударной волны и количества вложенной энергии.

Течение в последующие моменты времени рассчитывалось путем численного интегрирования нестационарных 1D уравнений Эйлера. Основная часть расчетов проводилась без выделения разрывов на сетке, содержащей 2048 ячеек. Использовался 1D вариант обобщенной разностной схемы С.К.Годунова 2-го порядка аппроксимации. Линии постоянной плотности представлены на Рис. 2.3.

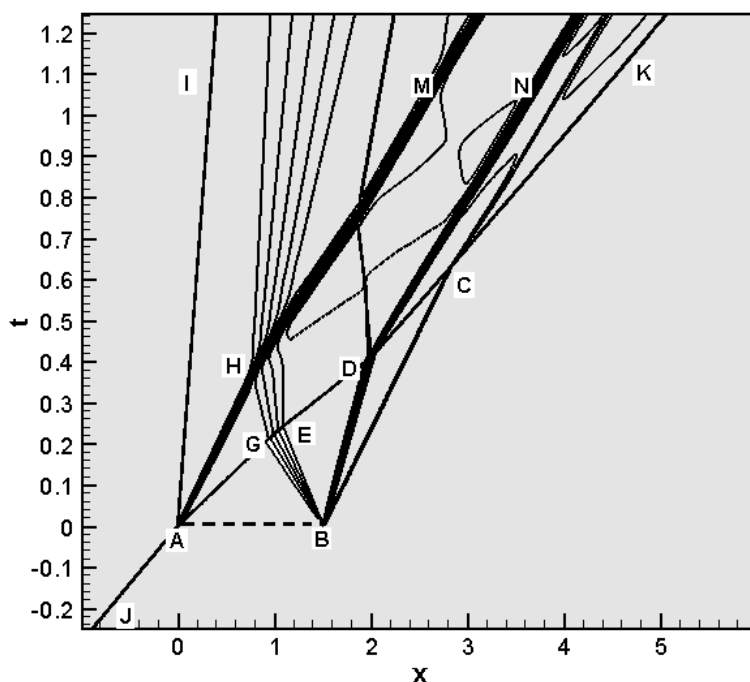


Рис. 2.3. Линии постоянной плотности в 1D продольном течении.

Этап движения невозмущенной падающей ударной волны представлен отрезком JA. Отрезок AB соответствует области энерговыделения в момент времени  $t=0$ . С течением времени ударная волна AG последовательно взаимодействует с волной разрежения BEG и тангенциальным разрывом BD. В более поздний момент времени эта волна догоняет ударную волну BC, в результате чего формируется ударная волна СК, являющаяся правой границей области возмущенного течения. Интенсивность этой результирующей ударной волны с течением времени выходит на уровень исходной падающей ударной волны. Вложенная энергия расходуется, главным образом, на формирование прогретой области между тангенциальными разрывами M,N. Ширина этой области в рассматриваемом варианте близка к протяженности зоны начального энерговыделения.

### 1.2 Одномерное (поперечное) течение без учета падающей ударной волны.

Как показано выше, в начальный момент времени давление в плазменных листах существенно превышает давление в объемной части разряда. В результате распада разрыва на границе этих областей формируется ударная волна, движущаяся к плоскости симметрии, и волна разрежения, распространяющаяся в сторону стенки. Течение в последующие моменты времени характеризуется серией отражений этих волн от границы области и их взаимодействием. Анализ 1D модели этого процесса в плоскости  $(y,t)$  дает представление о структуре газа перед фронтом падающей ударной волны.

В качестве начальных данных для одномерного расчета при  $|y| < 1.1$  задавались величины из объемной части разряда - 2), вблизи стенок  $(-1.2 < y < -1.1, 1.1 < y < 1.2)$  - величины 3), соответствующие состоянию в плазменных листах.

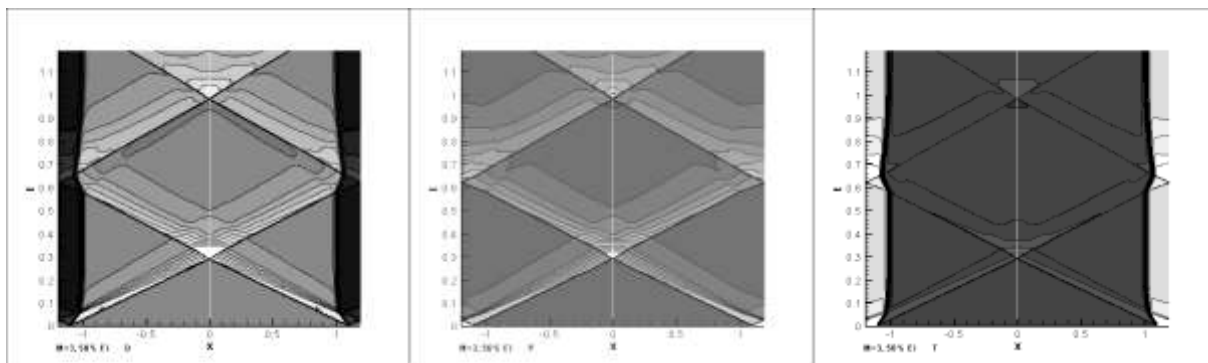


Рис.2.4 Распределение плотности, давления, температуры в поперечном течении без учета падающей ударной волны.

Зависимость газодинамических величин – плотности, давления, температуры от времени представлена на Рис. 2.4. Для дальнейшего важно отметить, что вблизи стенок во все последующие моменты времени сохраняется прогретый слой с температурой в среднем в 2 раза выше, чем в остальной части области. К настоящему времени достаточно хорошо изучены (см. напр.[5 - 6]) многие вопросы, связанные с взаимодействием ударных волн с прогретыми слоями. Основной особенностью такого процесса является ускоренное движение ударной волны по прогретой области, приводящее к искривлению фронта, формированию “предвестника” и вторичных разрывов.

В 2D течении представленная на Рис.2.4 конфигурация разрывов будет видоизменяться под действием падающей ударной волны.

### 2.3. Особенности двумерного течения в условиях эксперимента.

Расчеты 2D течения проводились на сетке, содержащих 1280\*256 ячеек в полуплоскости  $y > 0$  с учетом симметрии течения. Начальные стадии двумерного течения, возникающего при одновременном вложении энергии в объемную область и плазменные листы, можно условно охарактеризовать как суперпозицию одномерных течений (продольного и поперечного), рассмотренных в предыдущих разделах.

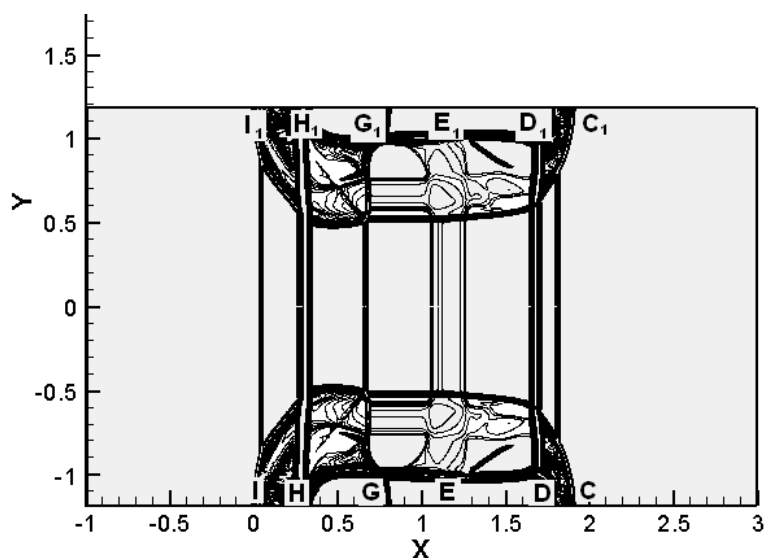


Рис. 2.5. Изолинии градиента плотности при  $t=0.15$ .



Вблизи плоскости симметрии ( $y=0$ ) течение близко к продольному одномерному. Однако, около стенок ударные волны  $I_1I$ ,  $C_1C$ ,  $G_1G$  и тангенциальные разрывы  $H_1H$ ,  $D_1D$  (Рис. 2.5) движутся с более высокими скоростями. Кроме того, на границах плазменных листов в начальный момент образуются разрывы, распространяющиеся и взаимодействующие в поперечном направлении. Линия тангенциального разрыва  $D_1D$ , которая в начальный момент совпадала с правой границей области энерговыделения, достаточно быстро оказывается искривленной в силу ускоренного движения вблизи стенок. Эта стадия течения изображена на рис. 2.6а) и 2.6б) (данные на Рис. 2.6 получены в результате сквозного счета без выделения разрывов).

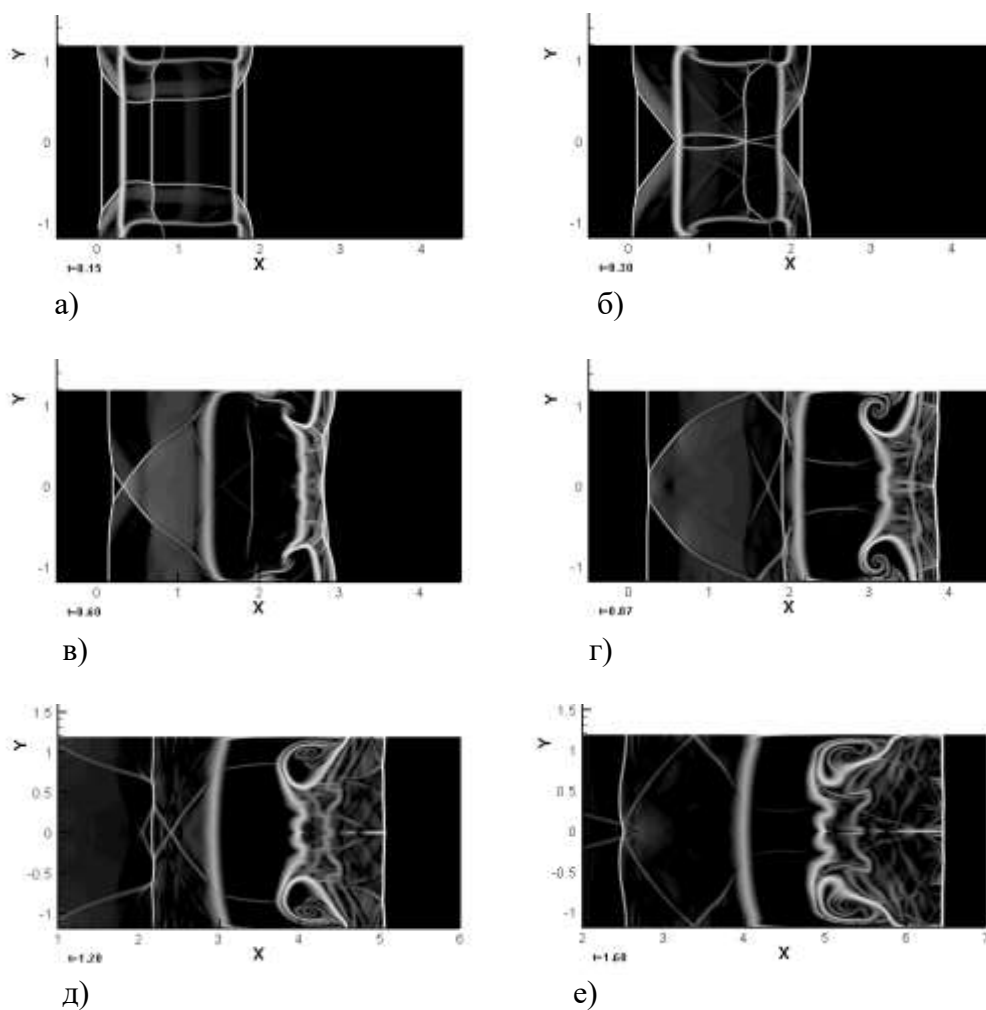


Рис. 2.6. Градиент плотности в последовательные моменты времени.

В некоторый момент времени ударная волна  $G_1G$  (также искривленная) догоняет контактный разрыв  $D_1D$ . В результате взаимодействия этих разрывов образуются две ударные волны: отраженная и проходящая. Амплитуда возмущений тангенциального разрыва  $D_1D$  увеличивается – рис. 2.6 в) – г).

Такие свойства течения позволяют говорить о своеобразном проявлении неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, которая по современным представлениям [7 - 11] характеризуется рядом следующих стадий.

1) *Линейная стадия.* Рост амплитуды  $a$  возмущений приближенно описывается соотношением [9]:

$$\frac{da}{dt} = nAva_0$$

$a_0$  – начальная амплитуда возмущения,

$A = (\rho_2 - \rho_1) / (\rho_2 + \rho_1)$  число Атвуда,

$V$  – приращение скорости тангенциального разрыва,

$n$  – частота начального возмущения.

Значения  $a_0$ ,  $A$  соответствуют состоянию тангенциального разрыва непосредственно после прохождения падающей ударной волны. Начальная форма возмущений на этой стадии сохраняется  $x = x_0 + a(t)\cos nx$

2) *Нелинейная стадия.* Начало формирования пузырей легкого газа, проникающих в тяжелый, и струй тяжелого, проникающих в легкий. Замедление скорости роста пузырей. Постоянная или ускоренная скорость роста струй. Начало формирования грибовидных структур на концах струй.

3) *Переходная стадия.* Дальнейшее развитие грибовидных структур и начало их слияния. Возникновение неустойчивости на границах струй.

4) *Турбулентная стадия.* Разрушение упорядоченной структуры из пузырей и струй. Образование слоя турбулентного перемешивания и рост его толщины.

В полученных численных данных достаточно отчетливо проявляются стадии 2-3. Они представлены последовательно на Рис 2.6 в) – 2.6 е). Для исследования турбулентной стадии требуются более сложная математическая модель, учитывающая влияние вязкости, разностные схемы более высокого порядка и сетки со значительно меньшим шагом по пространству.

Следует отметить существенные отличия исследуемого течения от классического варианта неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, когда рассматривается падение плоской ударной волны на тангенциальный разрыв с гармоническими возмущениями. Начальное (перед приходом ударной волны) возмущение тангенциального разрыва имеет форму сглаженной ступеньки. Это возмущение формируется с самого начала процесса за счет более высокой скорости тангенциального разрыва около стенки. По той же причине падающая ударная волна является не плоской, а искривленной, также близкой по форме к ступенчатой. Дополнительное возмущение тангенциального разрыва происходит под действием поперечной ударной волны, распространяющейся от границы плазменного листа. Указанные особенности наиболее полно выявляются при расчете на подвижной сетке с выделением тангенциального разрыва (метод В). На рис 2.7 представлена зависимость от времени величины  $a = 0.5(X_{\max} - X_{\min})$ , которую можно рассматривать как меру амплитуды возмущений тангенциального разрыва.

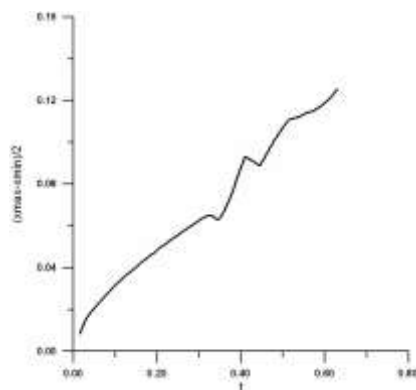


Рис.2.7. Зависимость амплитуды возмущений  $a = 0.5(X_{\max} - X_{\min})$  от времени.

Как уже отмечалось, линию тангенциального разрыва сначала пересекает поперечная ударная волна от плазменного листа ( $t \sim 0.35$ ), а затем продольная ударная волна от левой границы объемного энерговыделения ( $t \sim 0.42$ ). В моменты взаимодействия ударной волны с тангенциальным разрывом его скорость мгновенно увеличивается – Рис. 2.8.

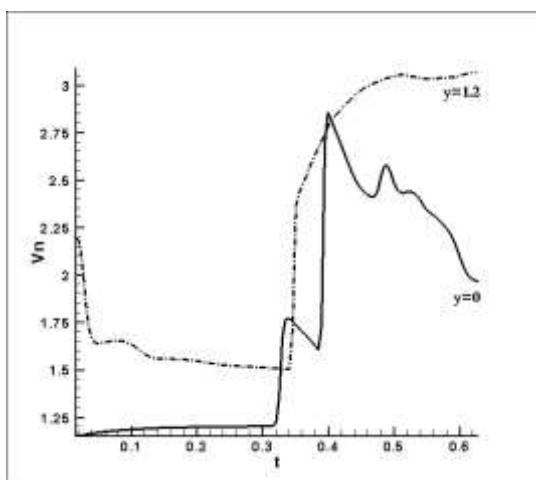


Рис. 2.8. Зависимость от времени нормальной скорости тангенциального разрыва около стенки ( $y=1.2$ ) и в плоскости симметрии ( $y=0$ )

Поскольку фронт ударной волны сначала взаимодействует с обращенным к нему участком искривленной линии контактного разрыва, амплитуда возмущений в эти моменты несколько уменьшается.

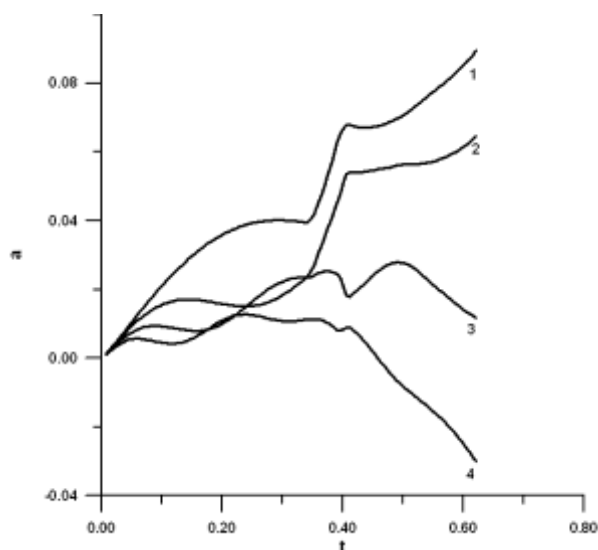


Рис. 2.9. Зависимость от времени коэффициентов Фурье линии тангенциального разрыва.

Представленные на рис. 2.9 зависимости от времени 4 первых коэффициентов разложения линии  $\mathbf{x}=\mathbf{x}(y,t)$  тангенциального разрыва в ряд Фурье

$$a_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^L \mathbf{x} \cos \frac{n\pi y}{L} dy \quad L = 1.2$$

демонстрируют многомодовый характер развития возмущений тангенциального разрыва. Коэффициенты 1-й и 2-й гармоник оказываются достаточно близкими по величине. Во

многом аналогичен и характер их зависимости от времени. Коэффициент при 4-й гармонике со временем меняет знак.

Для сравнения на Рис. 2.10, 2.11 и 2.12, 2.13 изображены результаты численного моделирования (метод В) классического случая взаимодействия 1-модового и 2-модового возмущений тангенциального разрыва с плоской ударной волной:

$$x_1(y) = x_0 + 0.1 \cos \frac{\pi y}{L}, \quad x_2(y) = x_0 + 0.1 \cos \frac{2\pi y}{L}$$

В качестве начальных данных были взяты значения газодинамических величин в 1D течении в окрестности тангенциального разрыва ВД в момент времени, предшествующий приходу ударной волны слева.

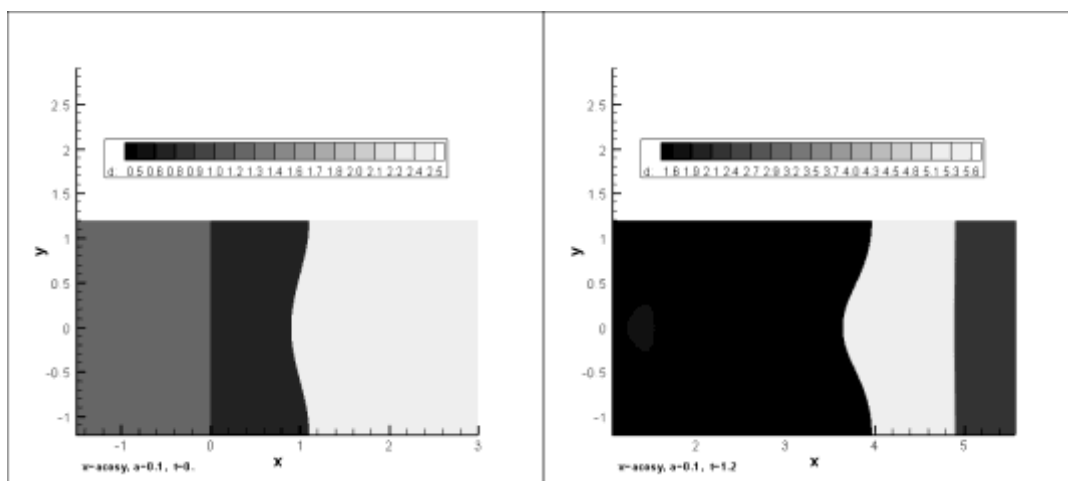


Рис.2.10. Распределение плотности для 1-модового возмущения.

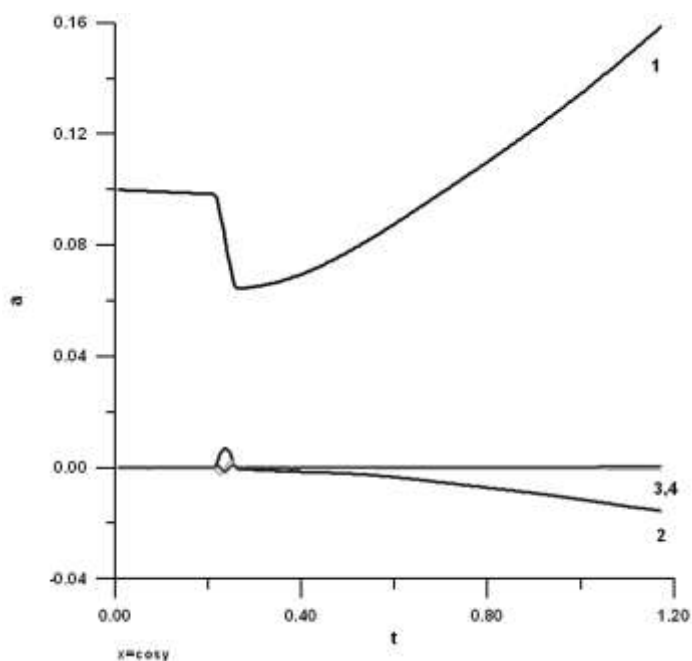


Рис. 2.11. Зависимость от времени коэффициентов Фурье линии тангенциального разрыва для 1-модового начального возмущения.

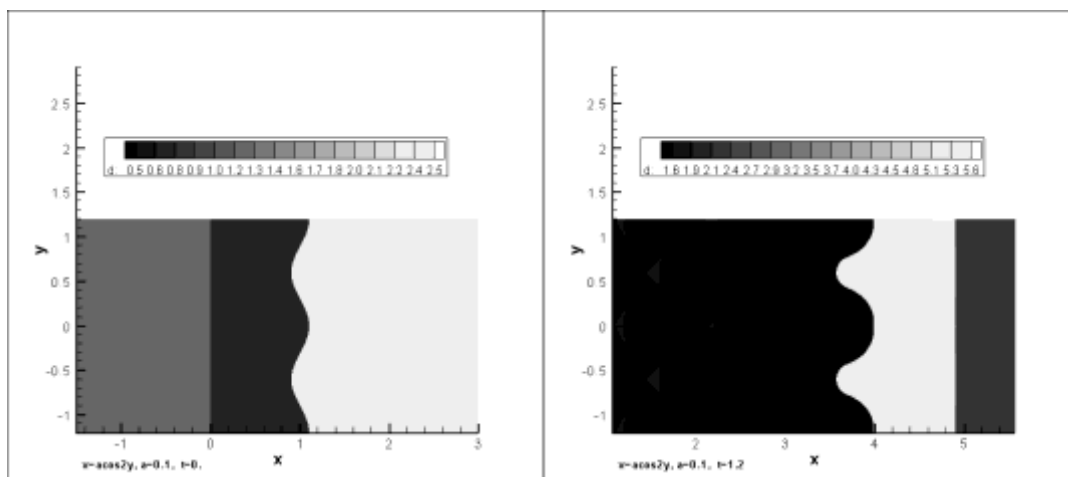


Рис.2.12. Распределение плотности для 2-модового возмущения.

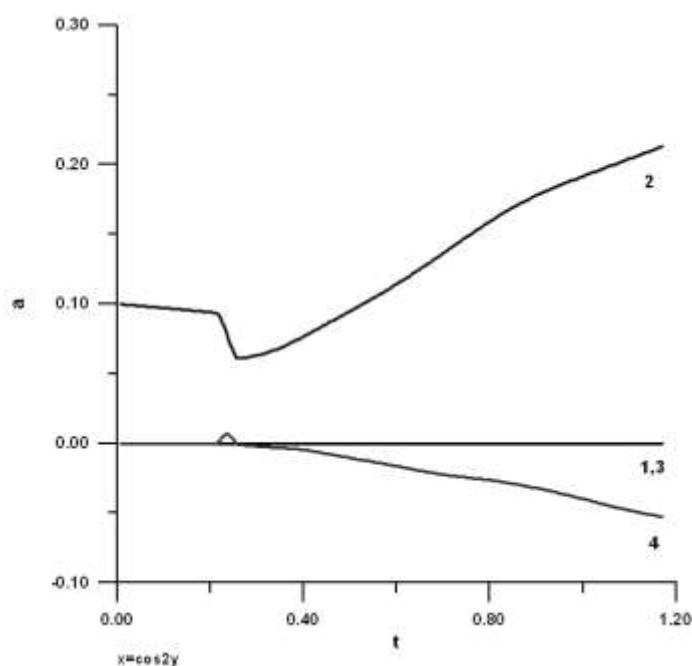


Рис. 2.13. Зависимость от времени коэффициентов Фурье линии тангенциального разрыва для 2-модового начального возмущения.

Приведенные на этих рисунках данные демонстрируют линейную стадию роста возмущений в классическом случае. Рост возмущений происходит практически только за счет увеличения амплитуды исходного возмущения. Локальное по времени увеличение амплитуды следующих гармоник наблюдается в момент прохождения ударной волны.

Следует отметить, что представленные результаты относительно свойств тангенциального разрыва, полученные методом В, нуждаются в дальнейшем уточнении. Используемый вариант алгоритма построения линии разрыва приводит к некоторому выглаживанию фронта (к уменьшению амплитуды возмущений в рассматриваемом случае). Как видно на Рис. 2.11 и 2.13, на интервале времени до прихода ударной волны (т.е. при движении тангенциального разрыва по постоянному полю) наблюдается убывание амплитуды начального возмущения. На Рис. 2.14 изображено распределение плотности, полученное с помощью методов А и В. Видно, что метод В занижает размеры струй тяжелого вещества. С другой стороны, вопрос о характере размазывания тангенциального разрыва при сквозном счете также требует дополнительных исследований.

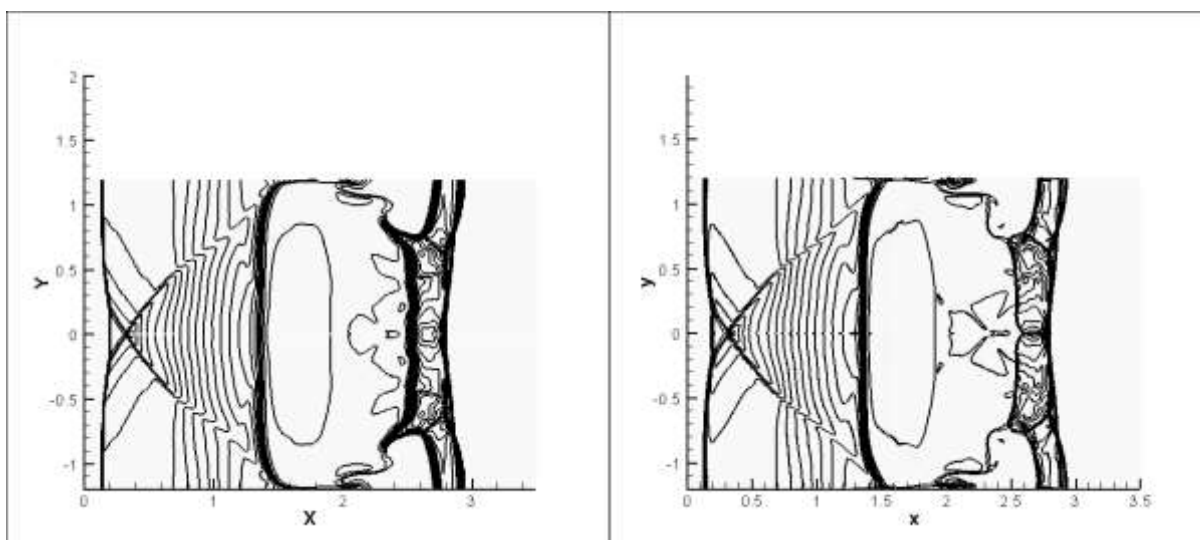


Рис. 2.14. Распределение плотности при  $t=0.6$ . Метод А – слева, метод В – справа.

### 3. Зависимость свойств течения от числа Маха падающей ударной волны и величины вложенной энергии.

В предыдущем разделе было описано течение для конкретной скорости падающей ударной волны и величины вложенной энергии в соответствии с условиями физического эксперимента. Можно выявить некоторые зависимости свойств течений рассматриваемого типа от двух определяющих безразмерных параметров: числа Маха падающей ударной волны и отношения  $\theta$  вложенной на 1 объема энергии к полной энергии газа за фронтом падающей волны  $e_s = \rho_s(\epsilon_s + v_s^2/2)$ .

В соответствии со сделанными предположениями величина давления в области объемного разряда зависит от параметра  $\theta$  следующим образом  $p_d = p_0 + \theta(\gamma - 1)\rho_s(\epsilon_s + v_s^2/2)$ , где  $p_0$  - давление в невозмущенном газе. Величины за фронтом  $\rho_s$ ,  $\epsilon_s$ ,  $v_s$  однозначно определяются числом Маха падающей ударной волны.

#### 3.1. Зависимость от определяющих параметров начальной конфигурации разрывов для 1D течений.

При достаточно малых значениях параметра  $\theta$  давление  $p_d$  в области энергосвободной “d” (Рис. 2.2) меньше, чем в области “s” за фронтом падающей ударной волны. В результате формируется ударная волна AG, движущаяся вправо вглубь области энергосвободной. С увеличением  $\theta$  давление в области “d” растет, а интенсивность ударной волны AG уменьшается. При некотором значении  $\theta = \theta_1(M)$  достигается условие  $p_d = p_s = p_0(1 + 2\gamma(M^2 - 1)/(\gamma - 1))$ . Ударная волна при такой величине энергосвободной сохраняется. Дальнейший рост параметра  $\theta$  и, соответственно, давления  $p_d$  приводит к тому, что при  $\theta > \theta_2(M)$  ударная волна AG превращается в волну разрежения. Значение  $\theta_2(M)$  определяется из уравнения для величины давления на тангенциальном разрыве на левой границе области энергосвободной (см. [3]). Зависимости  $\theta_1(M)$ ,  $\theta_2(M)$  представлены на Рис.3.1.

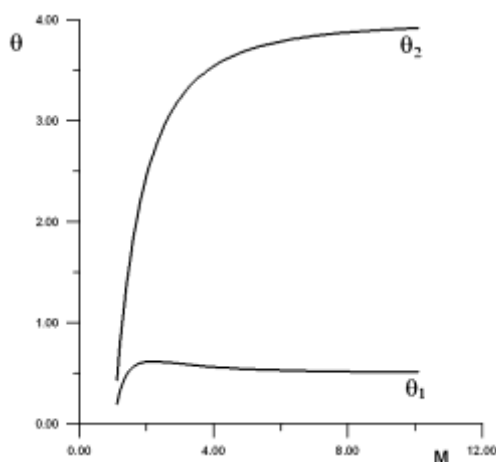


Рис.3.1. Зависимости  $\theta_1(M)$ ,  $\theta_2(M)$  от числа Маха падающей ударной волны.

Интенсивности ударных волн AI, BC увеличиваются с ростом вложения энергии – Рис. 3.2. Точка пересечения кривых AI и AG соответствует значению  $\theta_1$  при данном числе Маха падающей ударной волны.

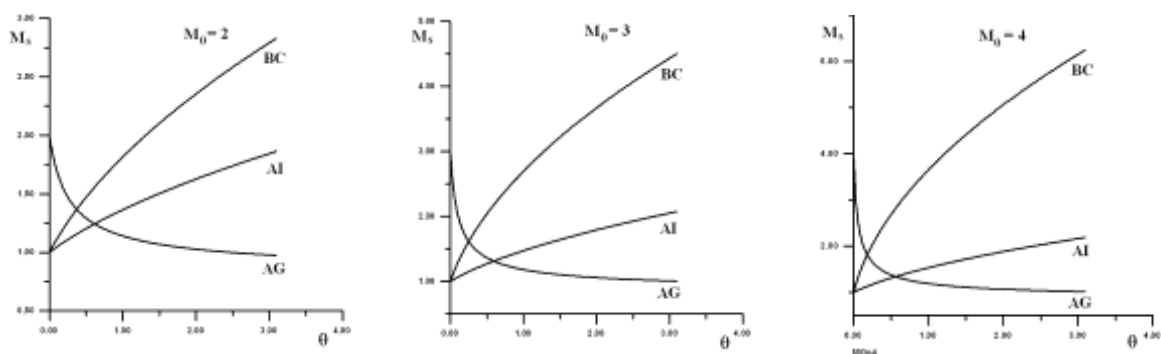


Рис. 3.2. Зависимость интенсивности ударных волн AI, AG, BC от доли вложенной энергии.

От величины вложенной энергии меняется также интенсивность тангенциального разрыва BD, на котором в 2D течении под воздействием возмущений от плазменных листов может наблюдаться неустойчивость Рихтмайера-Мешкова. На Рис. 3.3 представлены зависимости числа Атвуда (до взаимодействия с ударной волной) от величины энергии.

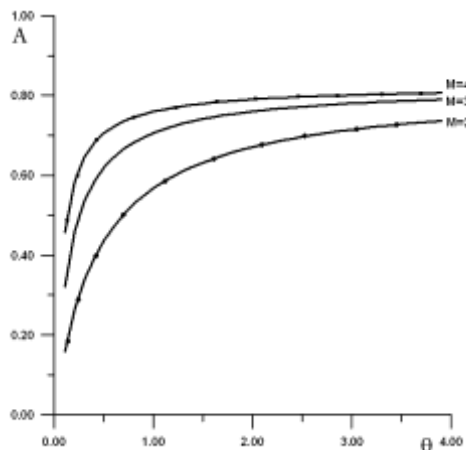


Рис. 3.3. Зависимость числа Атвуда на тангенциальном разрыве BD от величины энерговложения.

## 2.2. Зависимость свойств 1D течений от определяющих параметров.

Указанные особенности начальной конфигурации разрывов определяют последующие стадии течения. Рассмотрим их сначала для 1D течений без учета вложения энергии в плазменные листы около стенок канала. На рис. 3.4 представлено распределение плотности при  $M=2$  для 3 характерных значений параметра  $\theta$ .

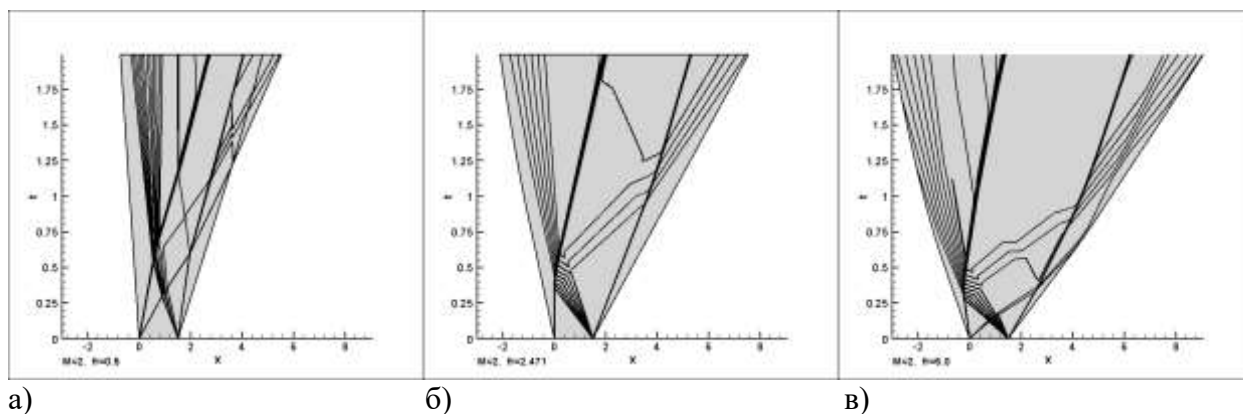


Рис. 3.4. Распределение плотности для 1D течений при  $M = 2$ , а -  $\theta = 0.5$ , б -  $2.471$ , в -  $-5.0$ .

При  $\theta = 0.5 < \theta_2$  (Рис. 3.4 а) в точке А образуется ударная волна, распространяющаяся в положительном направлении. Через некоторое время она пересекает тангенциальный разрыв ВD и ударную волну ВС, которые формируются в начальный момент на правой границе области энерговыделения. В результате этого взаимодействия скорости разрывов ВD, ВС увеличиваются. Аналогичный характер взаимодействия разрывов был описан в предыдущем разделе для течения в условиях эксперимента.

При  $\theta = \theta_2 \sim 2.471$  (Рис.3.4 б) вправо от точки А распространяется разрыв нулевой интенсивности. Волна разрежения ВЕF от правой границы отражается от тангенциального разрыва АН на левой границе и взаимодействует с тангенциальным разрывом ВD. В результате этого взаимодействия скорость разрыва ВD уменьшается, поскольку волна разрежения приходит со стороны вещества с меньшей плотностью.

При  $\theta = 5.0 > \theta_2$  (Рис.3.4 в) вправо от точки А распространяется волна разрежения. Поэтому тангенциальный разрыв ВD испытывает воздействие двух волн разрежения, каждая из которых приводит к уменьшению его скорости.

Представляет интерес вопрос об асимптотической интенсивности «прошедшей» ударной волны СК (рис. 2.3), которая ограничивает справа область возмущенного течения. На рис. 3.5 представлены зависимости от времени чисел Маха этой волны при различных значениях параметра  $\theta$  для  $M=2$ .

При  $\theta < \theta_2$  интенсивность прошедшей ударной волны в некоторый момент времени увеличивается за счет взаимодействия с ударной волной АG от левой границы области энерговыделения. Затем интенсивность прошедшей ударной волны снижается в результате взаимодействия с волнами разрежения. Для достаточно малых  $\theta < \theta_1$  (напр.  $\theta=0.5$  на Рис. 3.5) начальная интенсивность волны меньше, чем у падающей. При увеличении параметра  $\theta$  интенсивность ударной волны на правой границе области энерговыделения становится выше, чем у падающей. При  $\theta = \theta_2$  интенсивность правой волны остается постоянной в течение достаточно большого интервала времени, поскольку



волна на левой границе имеет нулевую интенсивность. Для  $\theta > \theta_2$  интервал времени постоянной интенсивности правой волны достаточно мал.

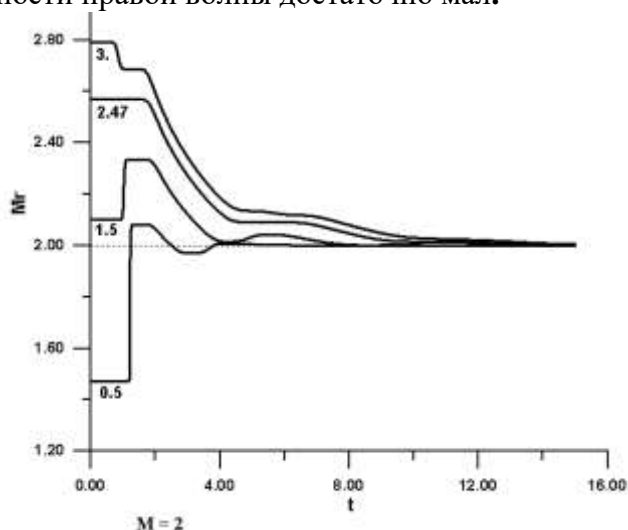


Рис. 3.5. Зависимость от времени интенсивности проходящей ударной волны.

Во всех случаях с течением времени интенсивность прошедшей ударной волны выходит на уровень падающей. Как уже указывалось, вложенная в начальный момент энергия расходуется на создание полосы прогретого газа, ограниченной тангенциальными разрывами. В реальных условиях на достаточно больших интервалах времени эта прогретая область будет «размываться» теплопроводностью.

### 3.3. Зависимость от определяющих параметров свойств двумерных течений с поперечными возмущениями.

Двумерные течения рассматриваемого типа помимо параметров  $M$  и  $\theta$  зависят также от относительной толщины пристеночного слоя и относительной величины вложения энергии в нем. В представленных исследованиях эти величины были зафиксированы в соответствии с типичными условиями экспериментов. Предполагалось, что толщина пристеночных слоев составляет  $1/24$  высоты канала, а количество энергии, вложенной около стенок (плазменные листы), составляет  $1/8$  от энергии в объемной части разряда. При таких предположениях для  $M=2$  были выполнены 2D расчеты с указанными выше характерными значениями параметра  $\theta = 0.5, 2.471, 5.0$ .

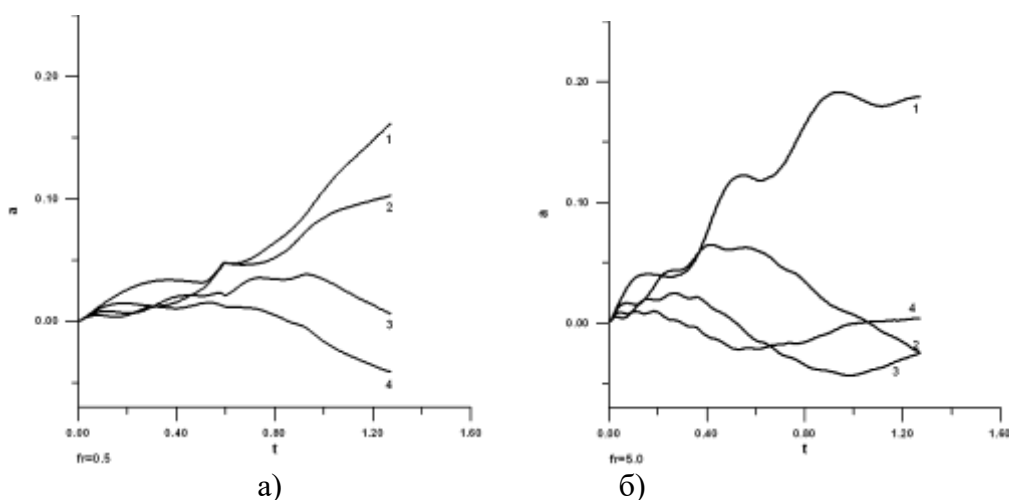


Рис. 3.6. Зависимость от времени коэффициентов Фурье линии тангенциального разрыва: а) -  $\theta = 0.5$ , б) -  $\theta = 5.0$ .

Для  $\theta = 0.5$  свойства течения вполне аналогичны рассмотренному в предыдущем разделе варианту. Оба течения относятся к одному и тому же режиму  $\theta < \theta_1 < \theta_2$ , когда тангенциальный разрыв взаимодействует с ударной волной от левой границы области энерговыделения. Сходство течений видно из характера зависимостей от времени коэффициентов Фурье (Рис. 2.9 и 3.6 а) и распределений градиента плотности (Рис. 2.6 и 3.7).

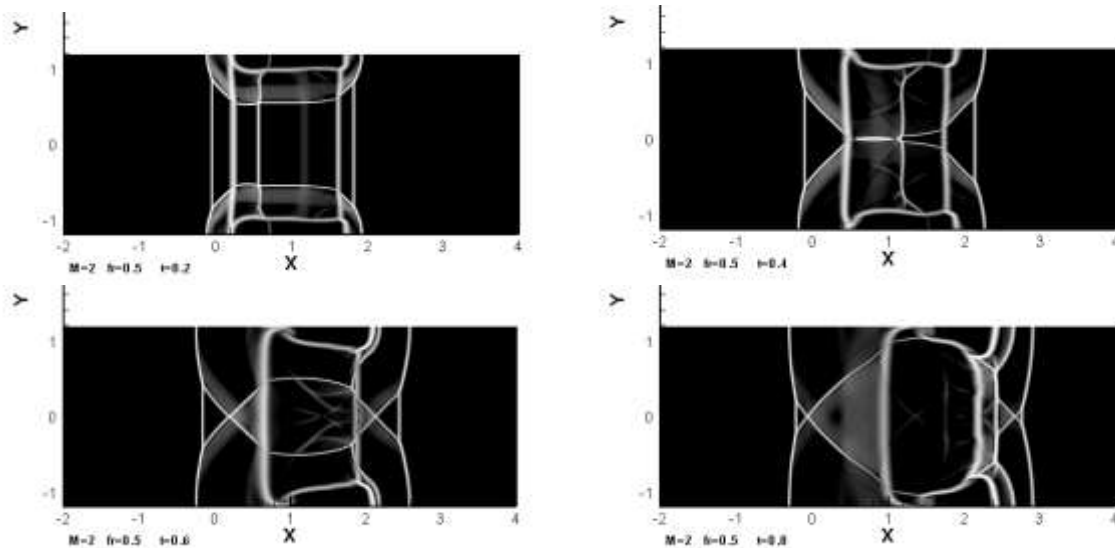


Рис. 3.7. Градиент плотности в последовательные моменты времени при  $M=2$ ,  $\theta = 0.5$ .

При больших значениях  $\theta > \theta_2$  течение имеет существенно более сложный характер и определяется в большей степени влиянием поперечных, а не продольных, возмущений – см. Рис. 3.8, где представлены градиенты плотности в последовательные моменты времени.

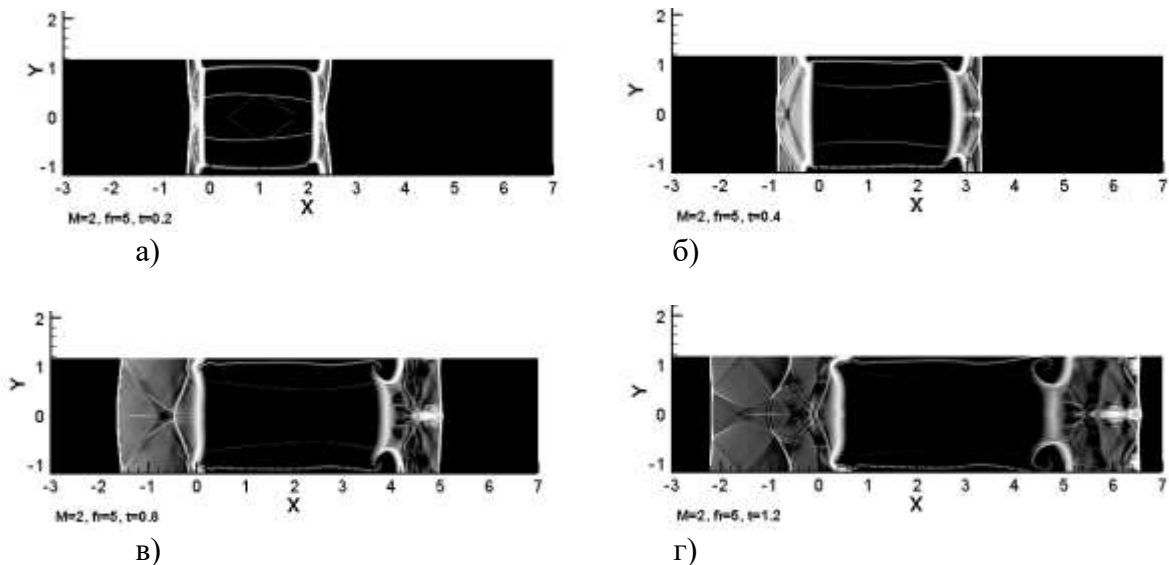


Рис. 3.8. Градиент плотности в последовательные моменты времени при  $M=2$ ,  $\theta=5$ .

Динамику движения поперечных ударных волн, возникающих в начальный момент на границах пристеночных областей энерговыделения, можно оценить по результатам 1D расчета – Рис. 3.9.

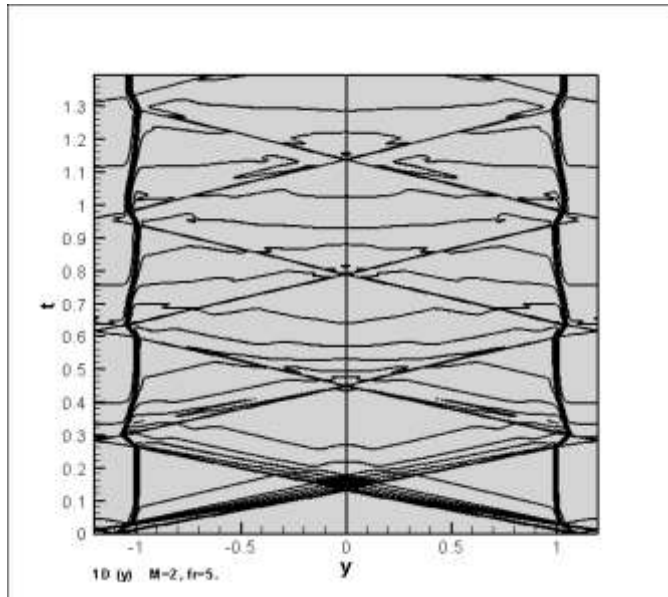


Рис. 3.9. Распределение плотности в 1D поперечном течении.

При этом определяются последовательные моменты времени  $t_{\text{symm}} = 0.13, 0.45, 0.79\dots$  и  $t_{\text{wall}} = 0.28, 0.62, 0.96\dots$  прихода волн на плоскость симметрии и на стенку канала соответственно. На графиках скоростей тангенциального разрыва (Рис. 3.10) эти моменты соответствуют участкам резкого роста.

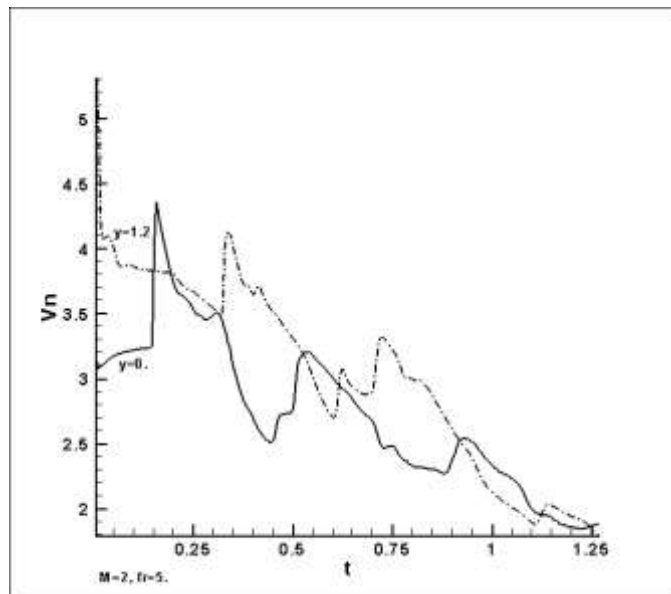


Рис. 3.10. Зависимость от времени скоростей тангенциального разрыва в плоскости симметрии ( $y=0$ ) и на стенке ( $y=1.2$ ) при  $M=2$ ,  $\theta=5$ .

Отмеченные факты приводят к существенным отличиям в зависимостях от времени коэффициентов Фурье линии тангенциального разрыва для вариантов  $\theta=0.5$  и  $\theta=5$ . – Рис. 3.6 а) и б) соответственно. Так например, для первого варианта поведение первой и второй гармоник приблизительно одинаково – обе растут со временем и близки по амплитуде. Для второго варианта наблюдается убывание второй гармоники, начиная с момента  $t \sim 0.5$ . Этот момент соответствует приходу первой волны разрежения от левой границы области энергозложения. Интересно отметить, что с этого же момента виден рост 4-й гармоники.

Таким образом, несмотря на внешнее сходство картины течения для  $\theta=0.5$  и  $\theta=5$ . (Рис. 3.7 и 3.8 соответственно), в последнем случае, по-видимому, следует говорить о специальном механизме роста возмущений тангенциального разрыва, который в значительной мере обусловлен поперечными ударными волнами и еще более отличается от классического варианта неустойчивости Рихтмайера-Мешкова. Свойства таких течений требуют дальнейших исследований.

### Заключение.

1. Результаты численного моделирования свидетельствуют о возможности реализации в эксперименте специального режима безмембранной неустойчивости Рихтмайера-Мешкова.
2. Рассматриваемый вариант неустойчивости имеет существенные отличия от классического случая – взаимодействия плоской ударной волны с гармоническими в начальный момент возмущениями. Особенно это касается режимов с высоким уровнем энерговыделения при  $\theta > \theta_2$ . Свойства таких режимов требуют дальнейших исследований.
3. Требуется дальнейшее усовершенствование численных алгоритмов в части выделения линии тангенциального разрыва.
4. В настоящей работе предполагалось, что область энерговыделения (зона 2 на Рис. 2.1) имеет резкую границу, примыкающую к невозмущенному газу. В реальных физических экспериментах здесь имеется переходная область конечной толщины. К настоящему времени выполнен ряд работ (см. напр. [12]) по изучению взаимодействия ударной волны с таким слоем. Однако, необходимы дальнейшие исследования с учетом конкретных условий эксперимента.

### Литература.

1. I.A.Znamenskaya, D.A.Koroteev, I.V.Mursenkova, A.E.Lutsky. Nanosecond Ionization of Flow with Flat Shock Wave // The 15-th International Conference on MHD Energy Conversion and the 6-th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Moscow May 24-27. 2005. Proceedings Vol. 2. P. 537-543.
2. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. – М. Физматлит, 2001..
3. С.К.Годунов, А.В.Забродин, М.Я.Иванов, А.Н.Крайко, Г.П.Прокопов. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М. Наука. 1976.
4. Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. Исследование поверхностного энерговыклада в газ при иницировании импульсного разряда типа «плазменный лист» // Письма в ЖТФ, Т.30, вып. 24 С. 38-42.
5. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Калмыков А.А., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Рыбаков В.А., Смирнов В.А., Хазинс В.М. Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности. //Изв. Ан СССР, МЖГ – 1988 - №2 – С. 158-163.
6. Лашин А.М., Стариковский А.Ю. Устойчивость взаимодействия ударных волн с энтропийными слоями. //ТВТ – 1996 – Т.34 - №1 – С.98-108
7. Richtmyer R.D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Comm. Pure. Appl.Math. 1960. V.13. P.297-319.
8. Мешков Е.Е. Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемых ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 5. С. 151-157.

9. Н.Н.Анучина, С.М.Бахрах, А.В.Забродин, Л.А.Плинер, И.Д.Софронов. Исследования по гидродинамической неустойчивости границы раздела двух сред // Исследование гидродинамической устойчивости с помощью ЭВМ. Под. Ред. К.И.Бабенко. М. 1981.
10. А.Н.Алешин, В.В.Демченко, С.А.Зайцев, Е.В.Лазарева. Взаимодействие ударного фронта с волнообразным контактным разрывом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1992. № 5. С. 168-174.
11. Белоцерковский О.М., Опарин А.М. Численный эксперимент в турбулентности: От порядка к хаосу. Изд. 2-е доп. – М. Наука. 2001.
12. Г.А.Руев, А.В.Федоров, В.М.Фомин. Развитие неустойчивости Рихтмайера-Мешкова при взаимодействии диффузионного слоя смешения двух газов с ударными волнами // ПМТФ. 2005. Т 46, № 3 С.3-11.