

УДК 534.222.2

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЫ СЛОЕВ ИЗ СТАЛИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОСОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

О. Б. Дреннов, А. Л. Михайлов, П. Н. Низовцев, В. А. Раевский

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров

Приведены результаты экспериментов, в которых наблюдалось развитие неустойчивости на контактной границе двух плотно соприкасающихся одинаковых металлов при прохождении через нее косою ударной волны. Проведено численное моделирование результатов экспериментов по двумерной лагранжевой методике. Использовалась упруго-пластическая модель с функциональной зависимостью динамического предела текучести от параметров состояния вещества. Расчетами показано, что возмущения развиваются при наличии между образцами технологического микрозазора размером несколько десятков микрометров. Разгрузка вещества за фронтом косою ударной волны в зазор вызывает значительный кратковременный градиент скорости. Одновременно за фронтом волны вблизи контактной границы происходит кратковременная потеря веществом прочности, вызванная термическим разупрочнением и гетерогенным характером деформирования.

Ключевые слова: неустойчивость, контактная граница, косою ударная волна, прочность.

Введение. Исследование гидродинамических неустойчивостей границ раздела веществ представляет большой теоретический и практический интерес. Неустойчивости границы раздела разнородных тел в условиях высокоскоростных течений известны давно и исследуются на основе классических задач механики сплошной среды. Эти исследования представляют интерес с точки зрения различных современных технических приложений, например при решении проблемы инерциального термоядерного синтеза. В частности, неустойчивость Кельвина — Гельмгольца (сдвиговая неустойчивость) возникает, когда в сплошной среде существует разрыв тангенциальной составляющей поля скоростей, и приводит к экспоненциальному росту возмущений на поверхности разрыва скорости [1].

Гидродинамические неустойчивости изучены достаточно полно для жидкостей и газов. Однако до сих пор отсутствуют модели, адекватно описывающие развитие неустойчивости в средах, обладающих прочностью, сжимаемостью, вязкостью, что прежде всего относится к металлам.

В работах [2–4] предприняты попытки численного моделирования развития неустойчивости на контактной границе металлов при высокоскоростном косом соударении, в том числе в сверхзвуковом режиме с присоединенными к точке соударения косыми ударными волнами [5].

Исследование развития возмущений на границе раздела двух металлических образцов при прохождении через нее ударной волны, фронт которой распространяется под углом к поверхности раздела (косою ударная волна), наиболее интересно в случае одинаковых

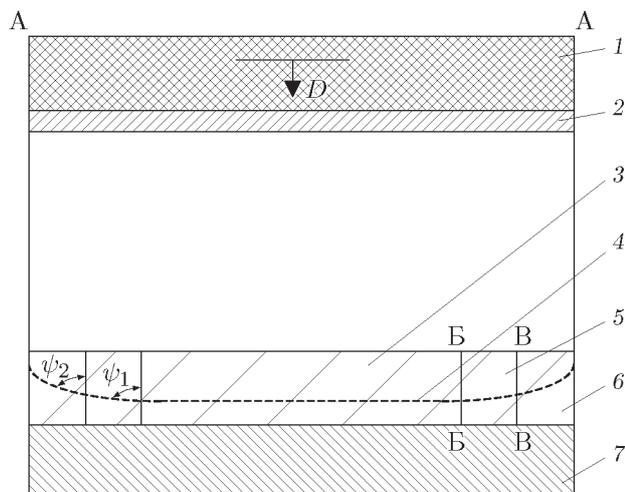


Рис. 1. Схема нагружения:

1 — заряд ВВ, 2 — ударник, 3 — диск, 4 — профиль ударной волны в образцах, 5 — кольцо, 6 — обойма, 7 — поддон

материалов. В случае различных материалов выполняются условия неустойчивостей Рихтмайера — Мешкова, Кельвина — Гельмгольца, а при соответствующем соотношении плотностей и неустойчивости Рэлея — Тейлора. При плотном прилегании (при отсутствии зазора) одинаковых металлов граница раздела должна быть устойчивой. Действительно, при пренебрежении сдвиговой прочностью такая граница является фиктивной, и после прохождения ударной волны не должны возникать особенности течения. В том случае, когда сдвиговой прочностью пренебречь нельзя, вдоль границы раздела слоев возможно проскальзывание одного слоя относительно другого.

Особым случаем проявления неустойчивости является обнаруженное в экспериментах развитие периодических возмущений на контактной границе образцов из одного и того же металла при пересечении ее косою ударной волной [6, 7].

Аналитическое исследование процесса показывает, что при плотном прилегании металлов скачок скорости на границе отсутствует и роста возмущений не происходит. Тем не менее в экспериментах зарегистрирован рост возмущений на границе металлов, возможной причиной которого является наличие микрозазора между реальными поверхностями.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов, в которых зарегистрировано развитие возмущений на контактной границе предварительно плотно прижатых образцов из стали при ее нагружении косою ударной волной. Приведены также результаты численного моделирования указанного процесса, которые позволили описать потерю устойчивости границы раздела твердых тел.

Постановка опытов. Результаты экспериментов. Схема нагружения приведена на рис. 1. Диск из стали марки ст.3 (диаметр 64 мм, толщина 14 мм) помещался в кольцо (внутренний диаметр 64 мм, внешний диаметр 90 мм, толщина 14 мм), которое, в свою очередь, помещалось в обойму (внутренний диаметр 90 мм, внешний диаметр 120 мм, толщина 14 мм). Диск, кольцо и обойма устанавливались на поддон (диаметр 120 мм, толщина 20 мм). Обойма и поддон предназначены для сохранения диска и кольца от разрушающего воздействия боковой и тыльной волн разрежения. Все перечисленные детали экспериментальной установки выполнены из стали марки ст.3.

Нагружение образцов осуществлялось летящим ударником из латуни диаметром 120 мм и толщиной $2 \div 3$ мм (в разных опытах использовались ударники различной толщины), который разгонялся продуктами взрыва при детонации заряда взрывчатого вещества (ВВ) типа ТГ 50/50 диаметром 120 мм и толщиной $20 \div 40$ мм (в разных опытах использовались заряды различной толщины). В зарядах ВВ одновременно по всей внешней поверхности (сечение А-А на рис. 1) генерировалась плоская детонационная волна. Соглас-

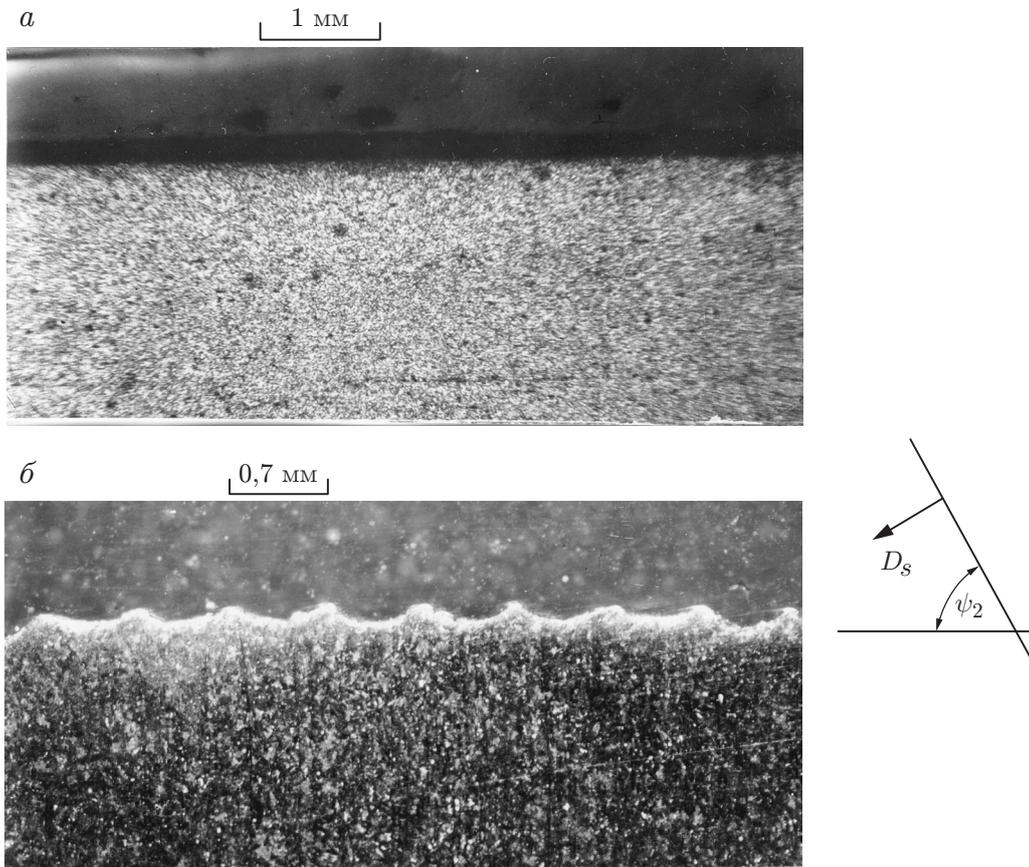


Рис. 2. Фотографии микрошлифов контактной границы кольцо — обойма, $\times 20$:
 а — исходная контактная граница кольца (ровная поверхность); б — контактная граница кольца после нагружения

но оценкам с использованием ($P-u$)-диаграмм и одномерных газодинамических расчетов на входе в образцы обеспечивалось давление ударно-волнового импульса $P = 40 \div 55$ ГПа. С учетом затухания импульса на выходе из образцов давление составляло $P = 36 \div 49$ ГПа.

При давлении нагружения $P \approx 13$ ГПа для стали марки ст.3 необходим учет влияния фазового перехода и наличия “ударной” волны разгрузки. Выбранный диапазон давления при ударно-волновом нагружении позволяет проводить эксперименты с материалом в стабильном состоянии. Процесс развития возмущений является кратковременным (несколько микросекунд) и завершается до наступления обратного фазового перехода. Поэтому аномальное поведение стали марки ст.3, которое проявляется при $P \approx 13$ ГПа, можно не учитывать.

Из-за воздействия боковой волны разрежения ударник в полете приобретает изогнутую форму (края отстают от центральной зоны). Фронт ударной волны изображен на рис. 1 штриховой линией. Таким образом, контактные границы исследуемых образцов (сечения Б–Б, В–В) нагружаются косо ударной волной.

Во всех проведенных опытах зафиксировано развитие возмущений на контактных границах диск — кольцо (сечение Б–Б) и кольцо — обойма (сечение В–В). На рис. 2 приведены фотографии микрошлифов контактной границы кольцо — обойма (D_s — скорость фронта ударной волны в металле; ψ_2 — угол наклона фронта к границе раздела кольцо — обойма).

Волнообразные возмущения, близкие по форме к синусоидальным, имеют амплитуду $a \approx 0,06$ мм и длину волны $\lambda \approx 0,7$ мм. Наблюдается интенсивное изменение исходной структуры стали в приграничной зоне шириной $\Delta \approx 0,02$ мм.

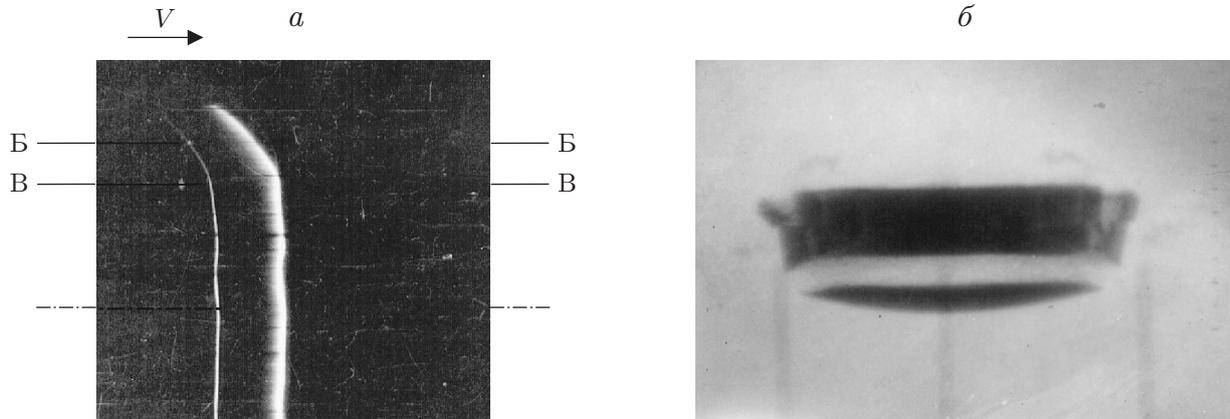


Рис. 3. Фотохронограмма (а) и рентгенограмма (б) процесса нагружения системы по схеме, представленной на рис. 1

В отдельной серии экспериментов исследовалась форма ударно-волнового импульса, входящего в образцы. Регистрировался профиль свободной поверхности летящего ударника в момент удара по системе диск — кольцо — обойма. Для этого использовался высокоскоростной фоторегистратор СФР-2М, работающий в режиме щелевой развертки (так называемый метод вспыхивающих зазоров [8]). Характерная форма фронта ударной волны при $P \approx 45$ ГПа приведена на рис. 3,а.

Из результатов обработки характерной фотохронограммы следует, что ударная волна выходит на границу диск — кольцо под углом $\psi_1 \approx 80^\circ$, а на границу кольцо — обойма — под углом $\psi_2 \approx 70^\circ$ (см. рис. 1). Следовательно, контактная граница нагружается кривой ударной волной.

Для более детального исследования механизма относительного смещения слоев металлов динамическое нагружение системы и последующее движение ее элементов фиксировались на рентгенограммах в различные моменты времени. Отдельные фазы движения элементов системы можно определить после выхода ударной волны на тыльную поверхность поддона. Средняя скорость движения кольца относительно обоймы $\Delta U \approx 0,1$ мм/мкс. После отделения кольца от обоймы под действием боковой волны разрежения происходит их инерционный полет со средней скоростью $\Delta U \approx 0,04$ мм/мкс. Уменьшение скорости ΔU связано с откольным разрушением поддона. Большую часть кинетической энергии системы забирает отколовшийся тыльный фрагмент. На рис. 3,б приведена рентгенограмма системы на стадии инерционного полета.

Численное моделирование процесса нагружения. В численных расчетах исследовалось прохождение кривой ударной волны через границу раздела двух одинаковых металлических образцов. Использовалась двумерная лагранжева методика [9]. Параметры ударной волны, а также ориентация фронта относительно границы раздела соответствуют данным эксперимента, в котором наблюдался рост возмущений. Давление во фронте ударной волны $P = 45$ ГПа. Ударная волна выходила на границу раздела под углом $\psi = 70^\circ$.

Численное моделирование проведено с использованием упругопластической модели с функциональной зависимостью динамического предела текучести от параметров состояния вещества (интенсивности пластической деформации, давления, температуры). Связь между шаровыми составляющими тензоров деформаций и напряжений строилась с использованием уравнения состояния вещества в форме Ми — Грюнайзена

$$P = P_c + P_T = (\rho_0 c_0^2 / n)(\eta^n - 1) + \Gamma \rho E_T, \quad \eta = \rho / \rho_0, \quad \Gamma = \Gamma_\infty + (\Gamma_0 - \Gamma_\infty) / \eta^m,$$

где ρ_0 — плотность при $T = 0$; c_0 — объемная скорость звука при $T = 0$; Γ — коэффициент Грюнайна, зависящий от плотности; $E_T = c_V T$ — тепловая энергия; $T > T_D$; T_D — температура Дебая. Выражение для упругой составляющей внутренней энергии имеет вид

$$E_c = \int P_c \frac{d\eta}{\eta^2}.$$

Связь между компонентами девиаторов тензоров напряжений σ'_{ij} и упругих деформаций ε'_{ij} определяется с использованием соотношений

$$\sigma'_{ij} = 2G\varepsilon'_{ij}.$$

Модуль сдвига G вычисляется по формуле

$$G = \frac{3(1 - 2\nu)}{2(1 + \nu)} \rho c_V^2,$$

где $c_V^2 = (\partial P / \partial \rho)_S$ — объемная скорость звука в сжатом состоянии; ν — коэффициент Пуассона. Зависимость ν от параметров состояния вещества определена на основе анализа экспериментальных данных по соотношению продольной c_L и объемной c_V скоростей звука в ударно-сжатом состоянии

$$\nu = (3 - (c_L/c_V)^2) / (3 + (c_L/c_V)^2).$$

Температура плавления определяется на основе закона Линдемана при постоянной теплоемкости

$$\frac{d(\ln T_m)}{d(\ln \rho)} = 2(\Gamma - 1/3).$$

Зависимость динамического предела текучести Y_d от давления P , интенсивности пластической деформации ε_i^p , температуры T принималась в виде

$$Y_d = (Y_0 + \alpha P)(1 - E_T/E_m),$$

где $Y_0 = 0,45$ ГПа, $\alpha = 0,05$ — постоянные величины; E_m — энергия плавления вещества.

Геометрия расчетной области (рис. 4) выбрана достаточно близкой к геометрии экспериментальной сборки. На границах $y = 0$ и $y = L_2$ ставилось условие жесткой стенки. Характерный размер счетной ячейки в зоне контактных поверхностей составляет 5 мкм.

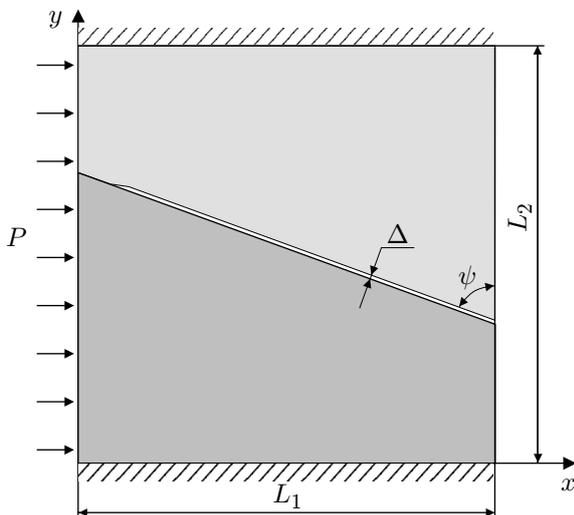


Рис. 4. Расчетная область ($P = 45$ ГПа, $L_1 = L_2 = 5$ мм, $\psi = 70^\circ$)

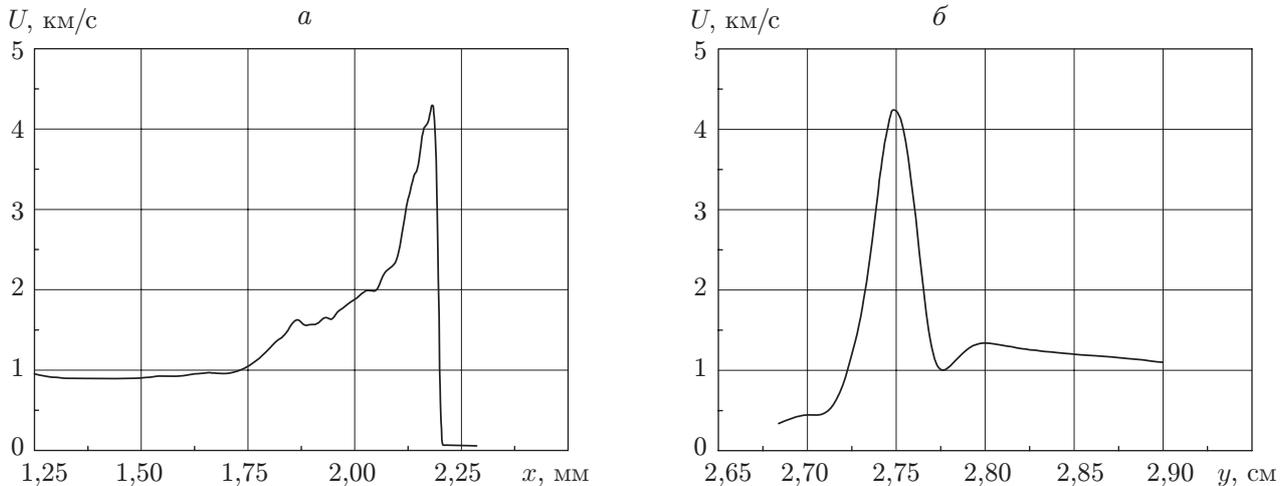


Рис. 5. Относительная скорость вещества вдоль границы раздела ($\Delta = 40$ мкм):
 а — проекция на ось x ; б — проекция на ось y

Косая ударная волна имитировалась постоянным давлением на левой границе расчетной области $P = 45$ ГПа, т. е. в момент времени $t > 0$ в расчетной схеме формируется ударная волна с постоянным давлением P на фронте. Расчеты проводились с различной величиной зазора Δ между областями. В первой серии расчетов зазор отсутствовал, а на границе задавалось условие абсолютного скольжения, т. е. вдоль границы раздела разрыв касательного напряжения был равен нулю. В этих расчетах получено малое (меньше длины волны возмущений, наблюдаемых в экспериментах) относительное движение поверхностей вследствие отсутствия сопротивления сдвигу вдоль зазора. Относительная скорость движения поверхностей имела импульсный характер ($U = 0,1 \div 0,2$ мм/мкс, $\Delta t \approx 0,03$ мкс). При таких параметрах рост возмущений с зарегистрированной в экспериментах длиной волны $\lambda \approx 0,7$ мм незначителен. Действительно, даже в гидродинамическом приближении [10]

$$a/a_0 \approx \text{ch}(\Delta U \Delta t 2\pi/\lambda) \approx 1 + (\Delta S \pi/\lambda)^2$$

(ΔS — относительное смещение поверхностей слоев). В данном случае $a/a_0 \approx 1$.

При введении в расчетную схему зазора получено значительное увеличение скорости относительного смещения поверхностей даже в случае их абсолютного трения, т. е. касательное напряжение могло достигать значения $\tau_{\max} \approx 0,5Y_d$. В серии расчетов с зазором предел текучести считался малым ($Y_d = 0,1$ ГПа), т. е. материалы вели себя, по существу, как жидкости с уравнением состояния железа.

На рис. 5, а приведена зависимость проекции скорости вещества на направление границы раздела в граничных точках разреза от координаты x в момент времени, когда ударная волна прошла расстояние $x = 2,25$ см.

Величина зазора $\Delta = 40$ мкм является максимально возможной для деталей, обработанных по шестому классу чистоты, и равна суммарной глубине двух наибольших впадин на верхней и нижней пластинах при соосном расположении.

Максимальная скорость достигается непосредственно за фронтом ударной волны и составляет $U_{\max} \approx 4$ мм/мкс, что почти в четыре раза больше массовой скорости вещества за фронтом ударной волны. Причиной такого скачка скорости в зазоре является разгрузка вещества в зазор. Последующее закрытие зазора и торможение разгруженного вещества приводят к снижению скорости за время $\Delta t \approx 0,15$ мкс до средней массовой скорости $U \approx 1$ мм/мкс. Скачок скорости в зазоре является причиной возникновения кратковременного градиента скорости в направлении, перпендикулярном границе раздела областей.

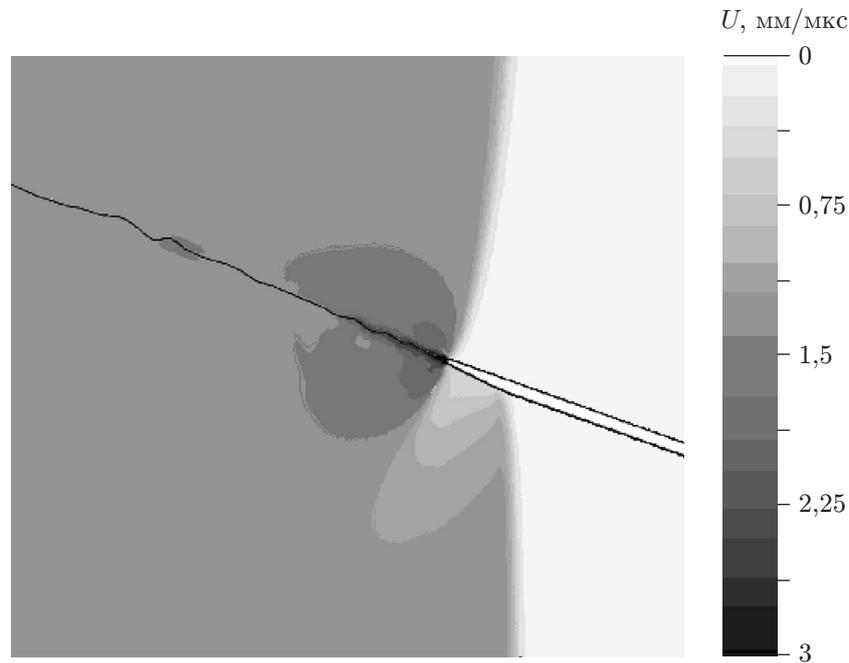


Рис. 6. Фрагмент расчетной области в момент прохождения ударной волной расстояния $x \approx 2,5$ см

На рис. 5,б показана зависимость проекции скорости вещества в направлении границы от координаты y при $x \approx 2,2$ см, т. е. в сечении, в котором наблюдается наибольшее значение скорости. Из рис. 5,б следует, что в зоне контакта имеется значительный перепад скорости $\Delta U \approx 3$ мм/мкс в направлении, перпендикулярном границе раздела.

Градиент скорости в области, отстоящей от границы на $\Delta y \approx \pm 0,25$ мм, достигает значения $\partial U / \partial y \approx 10$ мкс⁻¹. В остальной области градиент скорости практически отсутствует. Перепад скорости в зоне $\Delta y \approx \pm 0,25$ мм должен привести к росту возмущений, длина волны которых больше ширины этой зоны, т. е. $\lambda > 0,25$ мм. В расчетах зарегистрирован рост возмущений именно такой длины: $\lambda = 0,2 \div 0,3$ мм. Оценим возможный рост амплитуды этих возмущений за характерное время действия импульса градиента скорости $\Delta t \approx 0,15$ мкс ($\lambda \approx 0,3$ мм, $\Delta U = 3$ мм/мкс):

$$a/a_0 \approx \text{ch}(\Delta U \Delta t \pi / \lambda) \approx 60.$$

Таким образом, в гидродинамическом приближении возможен значительный рост возмущений с длиной волны $\lambda > 0,3$ мм. Возмущения с длиной волны $\lambda = 0,7$ мм возрастают слабее: $a/a_0 \approx 4$.

На рис. 6 приведен фрагмент расчетной области в момент, когда ударная волна прошла расстояние $x \approx 2,5$ см. Из рис. 6 следует, что в процессе замыкания зазора образуются волны с характерной длиной $\lambda = 0,2 \div 0,3$ мм, которая соответствует ширине зоны градиента скорости и близка к характерному размеру возмущения во фронте ударной волны, возникающего вследствие наличия зазора.

Проведены также расчеты с пределом текучести, зависящим от давления и тепловой энергии. Такая зависимость для стали построена по результатам измерений методом главных напряжений [11].

В расчетах без задания начальных возмущений роста возмущений не наблюдалось. При задании на поверхности одного из образцов периодических начальных возмущений синусоидальной формы с амплитудой $a_0 = 10$ мкм, соответствующей средней шероховато-

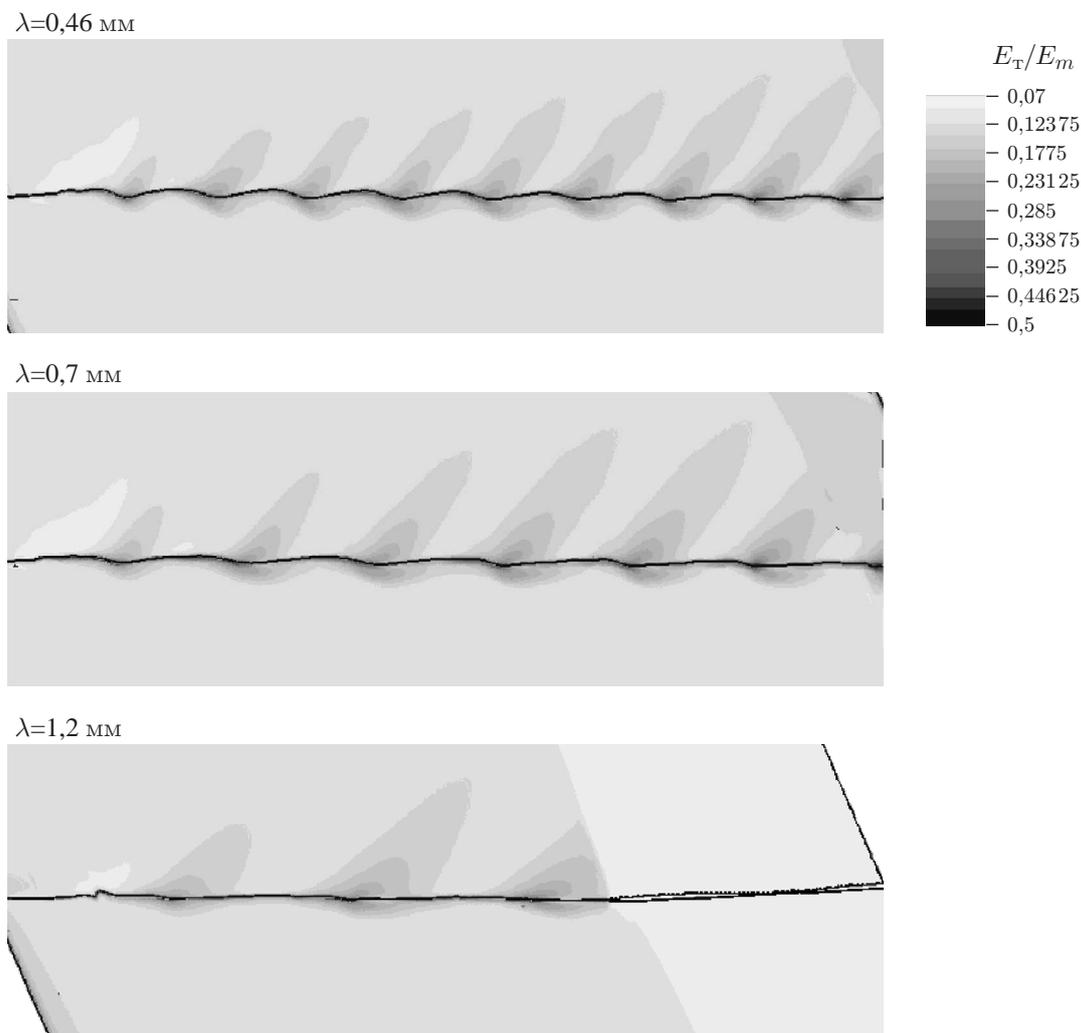


Рис. 7. Фрагмент расчетной области с указанием распределения относительной тепловой энергии ($\Delta = 20$ мкм)

сти поверхности при обработке, и длинами волн $\lambda = 0,46; 0,7; 1,2$ мм развития возмущений также не происходило. Возможно, причиной роста возмущений в реальной системе является кратковременное снижение сдвиговой прочности за фронтом ударной волны вследствие образования системы полос локализованного сдвига с повышенным разогревом.

Для проверки данной гипотезы проведены расчеты, в которых предел текучести искусственно занижен и представлен в виде

$$Y = 0,045(1 - E_T/E_m).$$

(Предел текучести измеряется в гигапаскалях.)

В расчетах возмущения с длинами волн $\lambda = 0,46$ мм и $\lambda = 0,7$ мм увеличились примерно в 2,5 раза. Увеличения возмущений с большей длиной волны ($\lambda = 1,2$ мм) практически не наблюдалось. В данных расчетах величина начального зазора составляла $\Delta \approx 20$ мкм, что соответствует случаю, когда одна поверхность, имеющая начальные возмущения, фактически прижата к другой.

На рис. 7, 8 представлены расчетные конфигурации системы после прохождения ударной волны с указанием распределения относительной тепловой энергии E_T/E_m и интен-

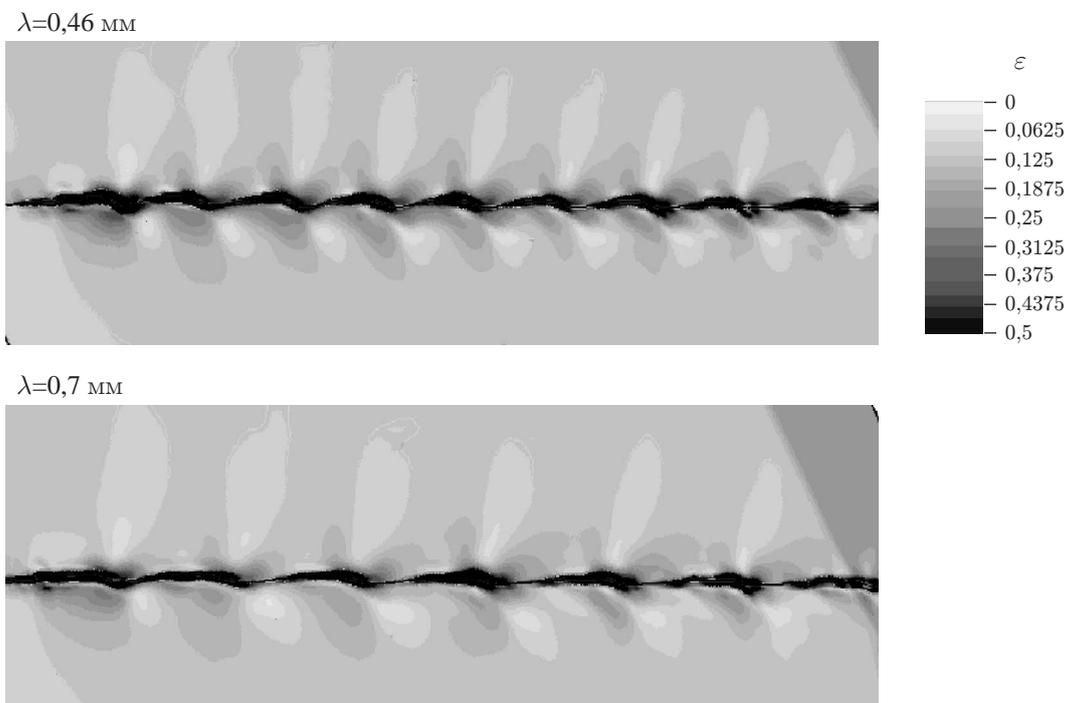


Рис. 8. Фрагмент расчетной области с указанием распределения интенсивности деформаций ($\Delta = 20$ мкм)

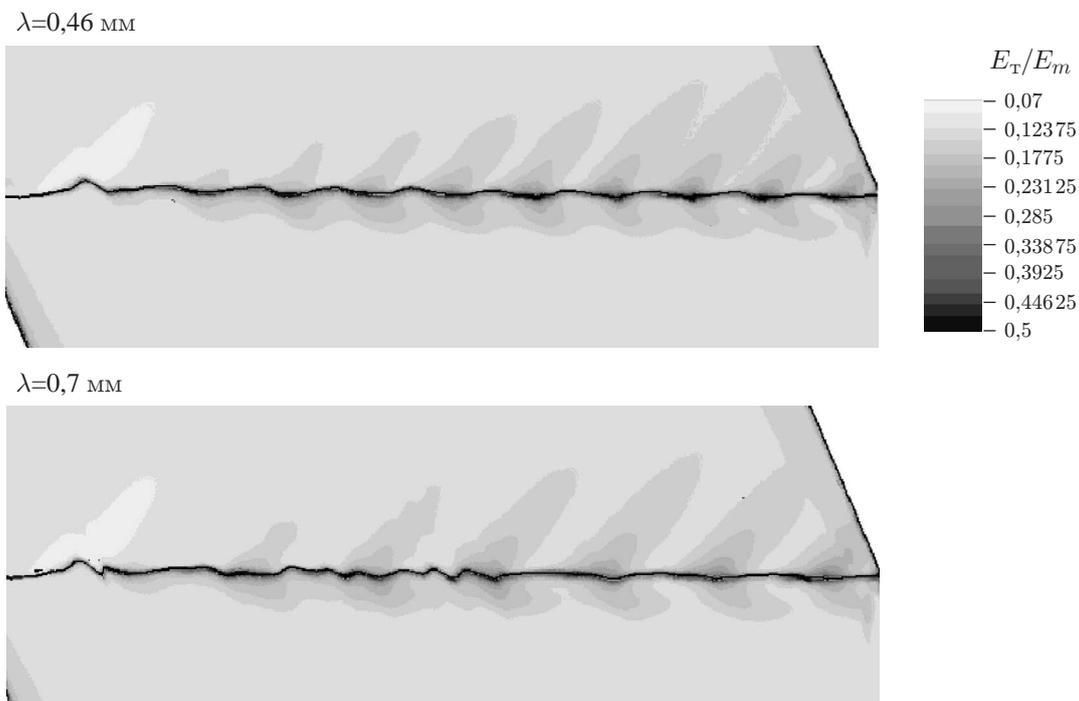


Рис. 9. Фрагмент расчетной области с указанием распределения относительной тепловой энергии ($\Delta = 40$ мкм)

сивности пластической деформации ε соответственно. В расчетах ширина зоны с высокой деформацией близка к зафиксированной в экспериментах ($20 \div 30$ мкм).

В расчетах с зазором ($\Delta \approx 40$ мкм) помимо увеличения заданных возмущений отмечено появление коротковолновых возмущений ($\lambda = 0,2 \div 0,3$ мм), что соответствует проведенным ранее расчетам без задания начальных возмущений (рис. 9).

Следует отметить, что существует вероятность развития неустойчивости при нагружении контактной границы двух металлов, разделенных аналогичным микрозазором, плоской ударной волной. Однако результаты опытов по нагружению стальных пластин ударной волной, фронт которой параллелен контактной границе, показали, что при амплитудах давления $P = 36 \div 55$ ГПа не зафиксировано развития возмущений на контактных границах с исходной обработкой по шестому классу чистоты и ниже (до третьего класса чистоты), т. е. величина зазора составляла $\Delta = 20 \div 80$ мкм.

Очевидно, снижение прочности контактирующих слоев металлов при развитии интенсивных пластических сдвиговых деформаций за фронтом косой ударной волны оказывает существенное влияние на неустойчивость, в отличие от нагружения плоской ударной волной.

Закключение. Таким образом, проведенная серия расчетов показала, что наиболее вероятной причиной развития возмущений при прохождении косой ударной волны через контактную границу одинаковых металлов является наличие небольшого микрозазора $\Delta = 20 \div 40$ мкм. Наличие такого зазора возможно при стандартной обработке деталей по шестому классу чистоты ($10 \text{ мкм} \leq 2a_0 \leq 20 \text{ мкм}$). Зазор приводит к появлению значительного, но кратковременного градиента скорости вещества вдоль границы раздела, что в свою очередь порождает рост возмущений. Однако, для того чтобы признать это объяснение справедливым, необходимо предположить также, что за фронтом ударной волны происходит кратковременное разупрочнение вещества, обусловленное гетерогенным характером деформирования. Остается необъясненным тот факт, что в экспериментах растут возмущения определенной длины волны ($\lambda = 0,7$ мм), в то время как в расчетах наблюдается рост и более коротковолновых возмущений ($\lambda = 0,2 \div 0,3$ мм). В расчетах выявляется спектр длин волн возмущений, в экспериментах же регистрируется единственная длина волны возмущений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Биркгоф Г.** Гидродинамика. М.: Иностр. лит., 1964. С. 11.
2. **Hunt J.** Wave formation in explosive welding // Philos. Mag. Ser. 8. 1968. V. 17, N 148. P. 669–680.
3. **Robinson J.** The mechanics of wave formation in impact welding // Philos. Mag. Ser. 8. 1975. V. 31, N 3. P. 587–597.
4. **Гордополов Ю. А., Дремин А. М., Михайлов А. Н.** Теория волн на границе раздела металлов, сваренных взрывом // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4. С. 77–86.
5. **Дреннов О. Б., Михайлов А. Л., Низовцев П. Н., Раевский В. А.** Развитие возмущений на границе раздела металлов при косом соударении со сверхзвуковой скоростью перемещения точки контакта // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика. 2001. Вып. 1. С. 34–42.
6. **Дреннов О. Б.** О развитии сдвиговой неустойчивости в металлах // Журн. техн. физики. 1999. Т. 69, вып. 2. С. 38–42.
7. **Дреннов О. Б.** О развитии сдвиговой неустойчивости в средах, обладающих прочностью // Хим. физика. 2001. Т. 20, № 8. С. 86–89.

8. **Дубовик А. С.** Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М.: Наука, 1984. С. 77–91.
9. **Абакумов А. И., Лебедев А. И., Низовцева И. А. и др.** Рэлей-тейлоровская неустойчивость в упругопластической среде. Численное исследование // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика. 1990. Вып. 3. С. 14–19.
10. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Механика сплошных сред. М.: Гостехтеоретиздат, 1954. С. 464–467.
11. **Батьков Ю. В., Глушак Б. Л., Новиков С. А.** Прочность алюминия, меди и стали за фронтом УВ // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 5. С. 126–132.

*Поступила в редакцию 2/VII 2002 г.,
в окончательном варианте — 26/VIII 2002 г.*
