

УДК 532.782 : 536.423.1

© 1999 г. С.И. АНИСИМОВ, Н.А. ИНОГАМОВ, А.М. ОПАРИН

ГАЗОДИНАМИКА НЕКОТОРЫХ ТЕЧЕНИЙ С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Анализируется влияние уравнения состояния на разлет вещества в пустоту. Рассматривается случай, когда в веществе при расширении в волнах разрежения происходит фазовый переход. На этой основе исследуется динамика разлета металлических пленок в результате нагрева ультракоротким лазерным импульсом. За время нагрева плотность мишени не успевает измениться и остается равной плотности твердого металла, а температура в зависимости от интенсивности излучения в рассматриваемых случаях бывает от долей до десятков электронвольт.

В случае алюминия до температуры 1,5 эВ энтропия металла после нагрева меньше энтропии вещества в критической точке фазовой диаграммы. При этом в точке пересечения адиабаты и кривой равновесия фаз плотность расширяющегося вещества больше плотности вещества в критической точке. При малых плотностях в точке пересечения, меньших критической плотности, эффекты, вызванные двухфазностью, менее существенны. Низкотемпературные случаи представляют интерес для технологических приложений, а высокотемпературные – для приложений, связанных с инерционным синтезом. Для газодинамики особое значение имеет скачок сжимаемости при пересечении кривой равновесия фаз, вызванный фазовым переходом первого рода. С этим скачком связаны особенности структуры течения, отсутствующие при однофазной адиабате.

1. Постановка задачи. Исследуется влияние уравнения состояния на разлет вещества в результате лазерного нагрева. Пусть $2h$ – толщина пленки (плоского слоя вещества, ограниченного с двух сторон границами с вакуумом), τ – длительность лазерного воздействия, c_0 – начальная скорость звука в веществе, прогретом лазерным излучением, и l – толщина слоя, внутри которого к началу гидродинамического движения распределилась поглощенная веществом энергия лазерного излучения. Рассмотрим короткие импульсы с $\tau \ll l/c_0$ [1–6], представляющие интерес для экспериментов [3–6]. В толстой мишени ($2h \gg l$) прогрев поверхностный слой толщиной l . В тонкой мишени с $2h < l$ распределение температуры T_0 , возникающее в результате нагрева, примерно однородно. На ранней стадии, пока $t \ll l/c_0$, расширение вещества описывается простой волной разрежения. В работе основное внимание уделяется взаимодействию двух волн разрежения, идущих навстречу друг другу от границ пленки с $2h < l$.

В связи с приложениями [3–6] рассмотрим влияние на динамику разлета наличия двухфазного участка на адиабатах расширения вещества. Оказывается, структура течения определяется термодинамическими характеристиками вещества и начальными значениями термодинамических параметров. Поэтому, прежде чем приступить к описанию результатов, относящихся к эволюции и структуре облака разлета, необходимо остановиться на термодинамических аспектах задачи.

В экспериментах [3–6] используются ультракороткие лазерные импульсы с длительностью $\tau \approx 100$ фс ≈ 50 световых осцилляций (длина волны излучения $\lambda = 0,62$ мкм). Толщина прогретого импульсом слоя очень мала ($l \approx 50$ – 100 нм). На первый взгляд кажется, что в этих условиях важную роль будут играть явления

неравновесности, связанные с флуктуационно-зародышевой кинетикой расслоения фаз. Однако распределения плотности и скорости в разлетающемся веществе слабо зависят от того, как конкретно протекает фазовое расслоение вещества в двухфазной области. В частности, их можно рассчитывать в равновесной модели, пренебрегая запаздыванием из-за двухфазной релаксации. Дело в том, что в двухфазную область вещество попадает практически полностью "разгрузившись". К моменту, когда образ лагранжевой частицы на фазовой плоскости приближается к кривой равновесия фаз (бинодали), распределение скоростей разлета возле этой частицы практически уже сформировалось, поскольку давление на бинодали пренебрежимо мало по сравнению с начальным давлением.

Изучению термодинамических свойств веществ в широком диапазоне плотностей и температур посвящены работы [7–11]. Типичная фазовая диаграмма приведена на фиг. 1. Это диаграмма алюминия. Расчет адиабат выполнен по широкодиапазонному полуфеноменологическому уравнению состояния Фортова – Бушмана [7–10] (кривые с широкими штрихами) и по уравнению состояния SESAME [11] (сплошные кривые). Все адиабаты начинаются с одинаковых начальных плотностей $\rho_0 = \rho_{ss} = 2,72 \text{ г/см}^3$ – плотность твердого алюминия. Для обоих уравнений состояния температуры T_{0i} взяты одинаковыми в каждом из четырех вариантов. Однако в силу заметного различия уравнений состояния начальные давления p_{0i} различны:

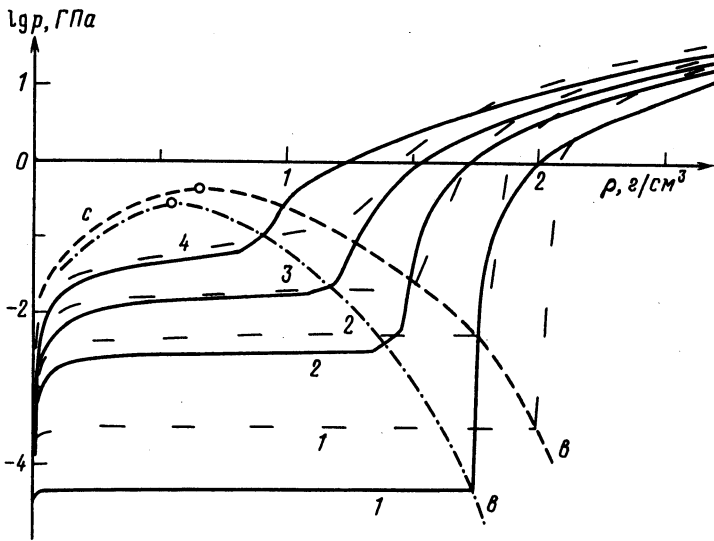
i	1	2	3	4
T_{0i} тыс, К	4	6	7,6	10,2
p_{0i}^1 , ГПа	19,8	23,3	31,3	36,5
p_{0i}^2 , ГПа	12,9	18,3	22,4	28,8

Из-за большей жесткости уравнения состояния давление p при расширении вдоль адиабат Фортова – Бушмана спадает быстрее. Поэтому кривая кипения b в этом случае располагается при больших p . Соответственно двухфазная область уравнения состояния SESAME оказывается внутри кривой равновесия уравнения [7–10]. Положение критических точек (они находятся в максимуме бинодали) этих двух уравнений состояния на фиг. 1 выделено кружками.

На границе двухфазной области b адиабаты испытывают скачок. Вследствие ограниченной "плотности" табличных данных (конечный шаг таблиц), которыми задается уравнение состояния, этот скачок немного размывается. Это хорошо видно на адиабатах 2–4, показанных сплошными кривыми на фиг. 1. Кривая конденсации c начинается в критической точке и простирается до точки бесконечного расширения ($\rho = 0, p = 0$). Адиабаты, попав в двухфазную область, идут под кривой c . Если $s > s_c$, где s_c – энтропия критической точки, то при расширении адиабаты пересекают кривую c при очень малых значениях ρ и p . Адиабаты пересекают бинодаль один раз.

Для газодинамики наиболее существенной термодинамической характеристикой является логарифмическая производная $\gamma = (\partial \ln p / \partial \ln \rho)_s$. В точке фазового перехода функция $\gamma(\rho)$ терпит скачок большой амплитуды. В двухфазной области значения γ малы. В этой области значения γ немного возрастают только при сильных расширениях, когда объемная доля жидкой фазы в смеси становится малой. В однофазной области со стороны жидкости значения γ довольно велики. Они особенно возрастают при приближении к границе двухфазной области.

Рассмотрим, какова роль процессов релаксации. Обратимся к фиг. 1. Внутри области, ограниченной кривой фазового равновесия, располагается подобласть, ограниченная спинодалью, под которой однофазного состояния вещества не существует [12, 13]. Эти кривые касаются друг друга в критической точке. Равновесные адиабаты, изображенные на фиг. 1, имеют излом в точке пересечения с кривой кипения b . Неравновесные (метастабильные) участки адиабат являются гладкими продолжениями равновесных адиабат через границу b в равновесную двухфазную область. Одно-

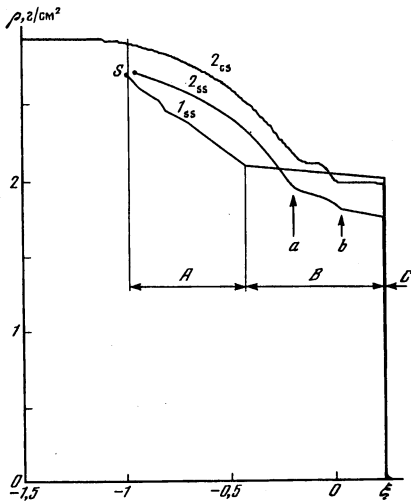


Фиг. 1. Фазовая диаграмма Al. Адиабаты: широкие штрихи – уравнение состояния из [7–10], сплошные кривые – уравнение из [11]. Кружками помечены критические точки (p_c, ρ_c). Двухфазная область ограничена бинадалью (кривой равновесия фаз): короткие штрихи – уравнение состояния [7–10], штрихпунктир – уравнение из [11]. Правую ветвь бинадальи образует кривая кипения $b(\rho > \rho_c)$, а левую – кривая конденсации c

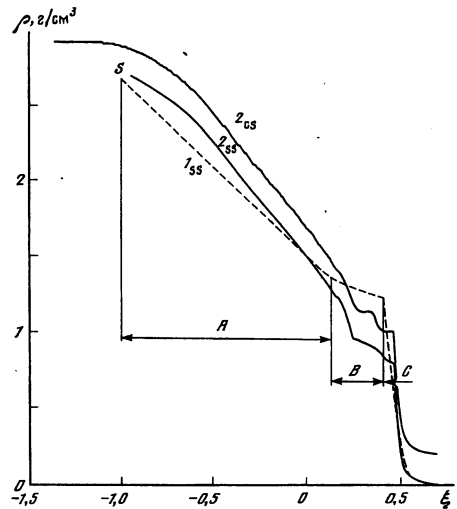
фазный метастабильный участок адиабаты при движении в направлении расширения заканчивается в этой области. Спинодаль отделяет область метастабильности от области абсолютной неустойчивости, в которой скорость звука мнимая, а давление растет при понижении плотности.

Предположение, что среда локально равновесна, выполняется, если характерное время распада метастабильных состояний много меньше макроскопического гидродинамического времени. Если это условие не выполнено, то, вообще говоря, необходимо в явном виде рассматривать кинетику распада метастабильных состояний. Примеры такого рассмотрения можно найти в [12, 13]. Однако в изучаемой здесь задаче о разлете вещества, нагретого лазерным импульсом, кинетические эффекты не играют большой роли. Действительно, важнейшей особенностью данной задачи является то, что начальные давления p_0 очень велики (см. фиг. 1, $p_0 \gg p_c > p_b$, где p_b – давление в точке пересечения адиабаты и бинадальи). Рассмотрим семейство адиабат с заданным начальным значением энтропии и различной кинетикой распада метастабильных состояний. Пусть (ρ_s, p_s) – точка пересечения адиабаты со спинодалью. Поскольку $p_0 \gg p_b, p_0 \gg p_s$, то динамика разлета вещества практически не зависит от кинетики фазового перехода, так как скорости разлета устанавливаются при больших давлениях и при $p_0 \gg p_b$ имеем $\rho_b - \rho_s \ll \rho_0 - \rho_b$ и $\rho_b \approx \rho_s$, где ρ_b – плотность вещества в точке пересечения адиабаты и бинадальи. Следовательно, профили средней плотности $\langle \rho \rangle$ примерно одинаковы в равновесном и неравновесном случаях. Этим задача о лазерном нагреве конденсированного вещества отличается от задачи о вскипании теплоносителя АЭС, когда $p_0 = p_b$, поэтому $\rho_b - \rho_s = \rho_0 - \rho_b$ и профили переменных зависят от кинетики распада [12].

Из сказанного следует, что данные о структуре разлетающейся пленки (размеры, характерные времена, профиль плотности), полученные в предположении о равновесности, могут быть применены для описания экспериментов [3–6] с ультракороткими



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Характерные элементы A , B и C структуры автомодельной волны для определенности выделенные для автомодельного решения в случае уравнения состояния [7–10]. Автомодельные расчеты с уравнением состояния [7–10] – кривые 1_{ss} , с уравнением [11] – кривые 2_{ss} , численное решение уравнений газодинамики с уравнением [11] – кривые 2_{cs} . Для удобства кривые 2_{cs} приподняты на $\Delta\rho = 0,2 \text{ г/см}^3$. Разлет в случае температуры T_{01}

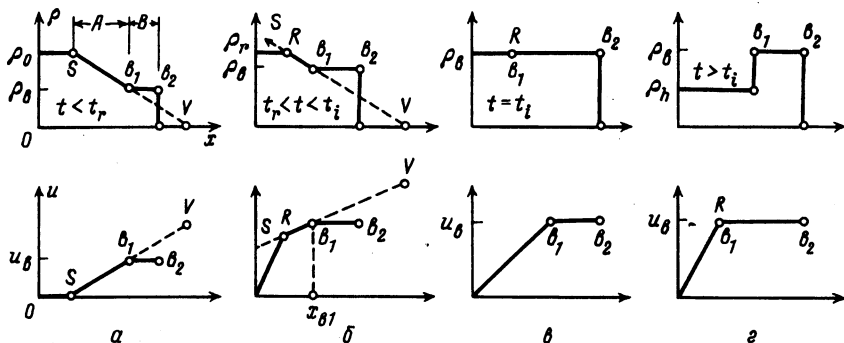
Фиг. 3. Разлет в случае температуры T_{04} . Обозначения такие же, как на фиг. 2

(сотни фемтосекунд) лазерными импульсами и сверхтонкими (сотни межатомных расстояний) испаренными слоями.

Рассматриваем следующую задачу. При $t = 0$ имеется однородно нагретый плоский слой, состояние вещества в котором задается значениями двух термодинамических параметров ρ_0 и T_0 . Требуется описать его разлет в вакуум в рамках системы газодинамических уравнений без вязкости и теплопроводности, но с учетом реального уравнения состояния, представленного выше. При этом не рассматривается процесс нагрева вещества лазерным импульсом от комнатной температуры до температуры T_0 , используемой в расчетах, поскольку время нагрева τ мало по сравнению с гидродинамическим масштабам времени $t_h = h/c_0$. Действительно, $\tau/t_h = 10^{-2}$ при $\tau = 100 \text{ фс}$, $h = 50 \text{ нм}$, $c_0 = 5 \text{ км/с}$. На границе с вакуумом ставится краевое условие – обращение давления в нуль. Оно справедливо в гидродинамическом приближении.

Оправдаем пренебрежение вязкостью и теплопроводностью. После воздействия лазерного импульса твердое вещество плавится [3–6]. Кинематическая вязкость жидкости $\nu \sim ac_0$ [14], где a – межатомное расстояние. Число Рейнольдса $Re = h\nu_h/\nu \sim 10^2$, здесь принято, что гидродинамическая скорость $\nu_h \approx c_0$.

Первоначально поглощенная лазерная энергия передается в электронную подсистему [1, 2]. Глубина проникновения лазерного излучения в металл $l_r = c/\omega_p$ довольно мала [14], здесь c – скорость света, ω_p – частота плазменных колебаний электронов проводимости. Теплопроводность металла определяется электронами. Поглощенное тепло распространяется в глубь мишени посредством теплопроводности. Одновременно энергия передается от электронов решетке. На начальном этапе электронная температура T_e выше температуры решетки T_i . Задача о теплопроводности и релаксации температур T_e и T_i исследована в [15], где найдено, что типичная глубина прогретого слоя l порядка 100 нм.



Фиг. 4. Разлет пленки в случае модельной адиабаты (3.1) : *a* – волна разрежения, состоящая из зон *A* и *B*, движется к центру по покоящемуся веществу; *b* – приближение отраженной волны разрежения *OR* и плато b_1b_2 ; *в* – слияние точек *R* и b_1 ($\rho_r = \rho_b$). В области b_1b_2 вещество движется как одно целое, в области Ob_1 имеем однородное расширение (см. графики *u*); *г* – разлет по инерции, при котором область однородного расширения Ob_1 "отгорожена" от вакуума областью плато *B*

На гидродинамической стадии, изучаемой здесь влияние электронной теплопроводности мало, поэтому справедливо используемое адиабатическое приближение.

2. Волна разрежения. Распространение волны разрежения, зависящей от автомодельной переменной $\xi = x/(c_0t)$, показано на фиг. 2, 3 и 4, *a*. В задаче об одной волне разрежения координата *x* отсчитывается от начального положения границы раздела между веществом и вакуумом. Волна состоит из трех характерных участков: зона *s* – b_1 плавного убывания ρ ("обычная" волна разрежения) (*A*), плато $b_1 - b_2$ (*B*) и зона быстрого спада ρ , находящаяся правее точки b_2 (*C*). Звуковая волна *s* распространяется со скоростью звука в невозмущенном веществе, скорость $c_0 = 6,5; 6,6; 7; 7,4$; и $c_0 = 6,2; 6,6; 6,9; 7,3$ км/с для уравнений состояния из [7–10] и из [11] соответственно при $\rho = \rho_{ss}$ и $T = T_{0i}$, приведенных выше. Скорости c_0 примерно одинаковы у рассматриваемых двух уравнений состояния. С повышением начальной температуры T_0 ширина зоны *C* резкого спада ρ возрастает, ширина зоны *B* (плато) уменьшается, а ширина зоны *A* увеличивается (ср. фиг. 2 и 3, построенные для температур T_{01} и T_{04} соответственно). Внешний резкий край плато b_2 (фиг. 2), с которым при лазерной диагностике [3–6] связано отражение света, с повышением T_0 летит быстрее (ср. фиг. 2 и 3). Экспериментально его скорость может быть определена по доплеровскому сдвигу. При низких температурах ширина зоны *C* мала. Зона *A* относится к однофазному участку адиабаты, а зона *B* – к точке *b*, в которой адиабата пересекает бинадаль (фиг. 1). В ней вещество также находится в однофазном состоянии. Зона *C* соответствует двухфазному участку. Объемная доля газовой фазы нарастает с понижением плотности. В зоне *C* по мере удаления от поверхности b_2 происходит переход от пузырькового к капельному состоянию.

На фиг. 2 и 3 анализируется также влияние метода расчета. Кривые 2_{cs} получены интегрированием уравнений газодинамики в лагранжевых переменных *m* и *t* [16, 17]. Расчетный слой состоял из 500 лагранжевых ячеек. На момент, показанный на фиг. 2, 3, волна охватывает ~360 лагранжевых ячеек. Окончание кривых 2_{cs} слева по ξ на фиг. 2, 3 указывает на конец слоя из 500 ячеек. Чтобы эти кривые не накладывались на кривые 2_{ss} , на фиг. 2, 3 они немного сдвинуты вверх по оси ρ .

В случае одной волны разрежения результаты прямого численного моделирования, в котором не используется автомодельность, можно сопоставить с изложенным ниже автомо-

дельным римановским расчетом. Это позволяет оценить точность расчета в лагранжевых переменных в трудной для моделирования области малых скоростей звука. В разд. 4 численное моделирование будет использовано для расчета двух волн разрежения, когда автомодельный метод неприменим.

Для расчета автомодельных решений 1_{ss} и 2_{ss} , показанных на фиг. 2, 3, по табличным данным [7–11] численно находилась адиабата $p(\rho)$ и вычислялись скорость звука $c(\rho)$ и римановский интеграл

$$I(\rho) = \int_{\rho_0}^{\rho} c(\rho') d \ln \rho'$$

Автомодельное решение при выбранном направлении оси x (она направлена в сторону вакуума) дается формулой $c_0 \xi = -I(\rho) - c(\rho)$ [18–20]. Отсюда находятся распределение всех переменных: $\rho(\xi)$, $p(\xi)$, $u(\xi)$ и $c(\xi)$. Точка, из которой начинаются профили волн разрежения, вычисленные с помощью римановских инвариантов, является звуковой точкой s , распространяющейся по невозмущенному веществу.

Из фиг. 2 и 3 следует, что положение и форма структурных элементов течения A , B и C зависят от уравнения состояния. Таким образом, данные по их регистрации в эксперименте могут быть использованы для уточнения этого уравнения.

Излом b_1 , ограничивающий плато B слева (фиг. 2, 3), независимо от T_0 , находится при заметно больших плотностях ρ_b в случае уравнения состояния Фортова – Бушмана. Плато B в случае этого уравнения состояния шире, чем в случае уравнения SESAME.

На фиг. 2, 3 (кривые 2) видны дополнительные малые плато (субплато) на профиле волны. (На фиг. 2 одно такое субплато выделено стрелками a и b). Дополнительное расщепление связано с погрешностью табличной аппроксимации термодинамических свойств алюминия в малой окрестности кривой кипения b . Из-за погрешности появляются небольшие скачкообразные падения (при увеличении $1/\rho$) скорости звука c на границах клеток таблицы. Они видны на сплошных кривых 2–4 на фиг. 1 возле их пересечений со штрихпунктирной кривой b . На термодинамическое происхождение субплато указывает также то, что, во-первых, в численном решении системы уравнений газодинамики в лагранжевых переменных расщепление оказывается автомодельным и, во-вторых, оно сохраняется при автомодельном расчете (ср. кривые 2_{ss} и 2_{cs} на фиг. 2 и 3).

Зоны C в случаях уравнений состояния из [7–10] и из [11] примерно одинаковы по толщине. При тех существенных вариациях, которыми отличаются зоны A и B , относящиеся к этим уравнениям состояния, удивительным представляется хорошее совпадение положений поверхности кипения b_2 и, следовательно, скоростей смещения поверхностей b_2 .

3. Анализ структуры двухфазной отраженной волны разрежения. Рассмотрим отражение простой волны разрежения от центра. Задача о взаимодействии двух римановских волн в некоторых случаях решается аналитически [18, 20]. Заменой x , $t \rightarrow u$, c она сводится к решению одного линейного уравнения в частных производных по u и c (метод годографа). В случае адиабаты $p = s\rho^\gamma$, $\gamma = 3$ это уравнение элементарно интегрируется. В этом случае общее решение линейного уравнения представляет собой сумму двух произвольных функций. Соответственно система уравнений газодинамики, записанная в инвариантах Римана

$$[\partial_t + (u \pm c)\partial_x](J_{\pm}) = 0$$

где $J_{\pm} = u \pm Nc$, распадается на два независимых уравнения, имеющих вид $(J_{\pm})_t + J_{\pm}(J_{\pm})_x = 0$. Характеристики двух семейств $(u \pm c)$, несущие разные значения ин-

вариантов Римана, проходят одна сквозь другую не искривляясь. Переменность инвариантов означает, что это неоднородная область.

В задаче о взаимодействии двух волн разрежения целесообразно поместить начало координат $x = 0$ в середине слоя. Отметим, что в задаче об одной волне начало координат находилось в точке, соответствовавшей начальному положению границы вещества (разд. 2). Разлет однородно нагретого слоя симметричен относительно инверсии $x \rightarrow -x$. Взаимодействие волн разрежения эквивалентно отражению волны от жесткой стенки $x = 0$. Задача об отражении при $\gamma = 3$ решается легко [18, 20]. Пусть R – отраженная характеристика с координацией $x_r(t)$, а t_r – момент отражения (фиг. 4, 5). В области $0 < x < x_r$ распространяются две римановские волны: одна, бегущая от границы с вакуумом V , и другая – отраженная от центра $x = 0$. В этой области $\rho(x, t) = \rho_r(t) = \rho_0 t_r / t$. На плоскости x, t в области $0 < x < x_r$ лагранжевы траектории представляют собой веер прямых, исходящих из центра $x = 0, t = 0$ ($u = x/t$). Масса M_1 в области RV между характеристикой x_r и границей с вакуумом убывает с t при $t > t_r$ по закону: $M_1 = \rho_0 h t_r / t$.

Отношение $\rho_0 / p_b \gg 1$ (разд. 1 и фиг. 1). За счет работы сил давления вещество разгоняется. Основной вклад в кинетическую энергию создается на высоких давлениях $\sim p_0$. Добавки к скоростям, возникающие из-за давлений $\sim p_b$, малы. Пренебрежем p_b . Рассмотрим модельную аппроксимацию реальной адиабаты

$$p(\rho) = s\rho^\gamma - p_\infty \quad (3.1)$$

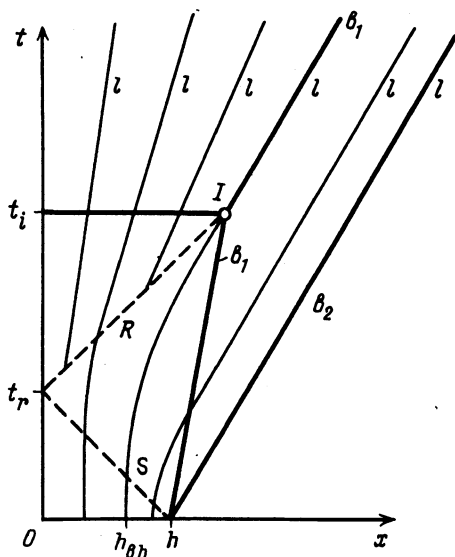
где γ, p_∞ и s – постоянные. Она описывает основные элементы структуры волны. При $\rho < \rho_b = (p_\infty / s)^{1/\gamma}$ положим $p(\rho) \equiv 0$. Степенная зависимость со сдвигом p , пересекающая ось ρ при конечном ρ , качественно соответствует реальной адиабате. Это можно показать особенно наглядно, если построить адиабаты фиг. 1 не в логарифмическом, а в линейном масштабе. Тогда бинодаль, ограничивающая равновесную двухфазную область, приближается к оси ρ , поскольку $p_0 \gg p_c > p_b$. Индексы c и b относятся к критической точке и точке пересечений адиабаты и бинодали.

Соответствующая модели (3.1) волна разрежения изображена на фиг. 4, а (авто-модельная стадия). Она состоит из зон A (Sb_1) и B (b_1b_2). Зона C стягивается в нуль. Штриховые отрезки b_1V на фиг. 4, а дополняют зону A до волны разрежения при $p_\infty = 0$.

Решение с $\gamma = 3$ привлечено с той целью, чтобы на аналитическом примере разобрать, как отраженная волна OR (фиг. 4, б), взаимодействует с плато B . Аддитивная константа p_∞ в модельной зависимости $p(\rho)$ (3.1) никак не сказывается на течении при $\rho > \rho_b$, поскольку в уравнения входит ∇p . Волна R (x_r) достигает границы x_{b1} между зонами A и B в момент t_i . При $t > t_i$ граница x_{b1} разделяет область Ob_1 (фиг. 4, з) со снижающейся с t плотностью ("дыру") и плато B (b_1b_2). Плато – область однородности: $p = p_b = p(\rho_b) = 0, \rho = \rho_b$. При $t < t_i$ в области $0 < x < x_{b1}$ давление $p > 0$.

При $t = t_i$ плотность в области $0 < x < x_{b1}$ (это будущая "дыра") падает до значения ρ_b (фиг. 4, в). Профиль скорости u в этот момент показан на фиг. 4, в. Как только ρ доходит до ρ_b , происходит фазовый переход, распределение p во всем веществе оказывается однородным ($p \equiv 0, \nabla p \equiv 0$) и разгон вещества прекращается. Далее разлет идет по инерции.

При $t = t_i$ область будущей "дыры" – это область однородного расширения (однородной деформации). Это ясно из графика u на фиг. 4, в. Вообще, области $OR(t_r < t < t_i)$ и $Ob_1(t > t_i)$ являются областями однородного расширения. При таком расширении $\partial \ln \rho / \partial t$ не зависит от x (однородность), а профиль u линеен по x . Легко показать, что $u = x/t$. Это означает, что при обращении t лагранжевы траектории фокусируются в центре (фиг. 5).



Фиг. 5. Модель двухфазного разлета – деление вещества между плато и областью понижающейся с течением времени плотности ("дырой"). Здесь l – лагранжевы траектории, левее точки h_{bh} – вещество "дыры", правее – плато. Прямолинейные продолжения первых четырех прямых l , принадлежащих области отраженной волны, исходят из центра. Жирные линии относятся к состоянию h на термодинамической фазовой диаграмме (фиг. 1). Вещество находится в состоянии h на отрезке $t_i l$ (кривая фазового перехода) и внутри плато, ограниченного прямыми hl , lb_1 и hb_2 . Двухфазной является область, охваченная прямыми $t_i l$, $t_r l$ и lb_1 .

Поэтому при $t > t_i$ плотность ρ_h в "дыре" падает по закону $\rho_h = \rho_0(t_r/t) = \rho_b(t_i/t)$. При $t > t_i$ массы ступеньки m_b и "дыры" m_h перестают изменяться во времени. До этого момента масса m_b росла за счет втекания вещества через отрезок hl границы b_1 (фиг. 5). Плотность ρ_b в области плато не зависит от x и t . Поэтому и возникает скачок ρ в точке b_1 . Отношение ρ_b/ρ_h растет с t . Таким образом, при $0 < t < t_i$ решение имеет один разрыв в распределении плотности ρ , а при $t > t_i$ – два.

4. Численное моделирование двухфазной отраженной волны. Приведем результаты прямого численного решения уравнений газодинамики с двухфазным уравнением состояния. Качественно ситуация ясна из разд 3. При реальном уравнении состояния линия фазового перехода $t_i l$ (фиг. 5) является криволинейной – в частицах вещества в "дыре" фазовый переход происходит не одновременно. На плоскости x, t отраженная характеристика R загибается вверх вследствие жесткости уравнения состояния. Она прямолинейна при $\gamma = 3$ и загибается вверх (вниз) при $\gamma > 3$ ($\gamma < 3$). Вместе с численными будем приводить результаты, следующие из модели (3.1). Это позволит сделать ситуацию более прозрачной, аналитически изучить зависимость от параметров и оценить меру уклонения реального уравнения состояния от степенной аппроксимации. Именно модель позволяет уверенно заявлять о наличии строго однородной области (плато) в рассматриваемом решении. Дело в том, что при численном моделировании значения в этой области "плывут", например скорость растяжения $|u'_x|$ не равна нулю. Кроме того, благодаря модели проясняются причины образования "дыры" в разлетающемся облаке.

В таблице собраны самые существенные аналитические и численные данные по одноволновому и двухволновому решениям. Цифра I соответствует уравнению состояния Фортова – Бушмана, II – уравнение состояния SESAME, M обозначает модель (3.1). Скорость вещества, находящегося в области плато u_b , она примерно равна скорости ξ_{b2} внешнего края ступеньки, поскольку $\xi_{b2} c_0 = u_b - c_{b2}$, а $c_{b2} \ll u_b$. Поэтому ξ_{b2} в этой таблице не приводится. С ростом T_0 скорость c_{b2} растет, соответственно точность равенства $u_b/c_0 \approx \xi_{b2}$ ухудшается. При температуре T_{04} скорость u_b примерно на 10% больше, чем $\xi_{b2} c_0$. Скорости u_b и ξ_{b2} приблизительно одинаковы у рассматриваемых уравнений состояния (см. разд. 2). Из-за жесткости уравнения состояния отношение u_b/c_0 меньше единицы.

Положение начала плато зависит от уравнения состояния. В случае уравнения SESAME за ξ_{b1} , приведенное в таблице, была принята точка, в которой начинается

	I				II			
	1	2	3	4	1	2	3	4
$T_0, \text{эВ}$	0,34	0,52	0,66	0,88	0,34	0,52	0,66	0,88
ρ_0/ρ_b	1,35	1,5	1,7	2,1	1,54	1,8	2,22	2,77
c_0/u_b	4,3	3,2	2,7	2,5	4,55	3,2	2,6	2,2
ξ_{b1}	-0,43	-0,27	-0,11	0,13	-0,17	0,07	0,21	0,25
$\gamma^{(M)}$	3,6	3,7	3,7	4,2	4,3	5,3	6,1	2,54
$t_i/t_r(M)$	1,4	1,6	1,9	2,6	1,8	2,7	4,1	2,5
t_i/t_r	1,4	1,6	2	2,6	2	2,4	3,6	3,6
$m_b/m_h(M)$	2,2	1,62	1,2	0,6	1,27	0,6	0,3	0,7
m_b/m_h	2,7	1,9	1,3	0,5	1,1	0,5	0,4	0,4

субплато (см. разд. 2). Ширина плато примерно вдвое больше при уравнении состояния [7–10], чем при уравнении SESAME. Это вызвано тем, что двухфазная область второго уравнения состояния меньше.

Значения γ , p_∞ и s в (3.1) определялась по параметрам реальных адиабаты и автомодельной волны разрежения из условий $c_m(\rho_0) = c_0$ и $\rho_m(\xi_{b1}) = \rho_b$ (совпадение точек ξ_0 и ξ_{b1} в случае модельной и реальной волн и совпадение отношения ρ_b/ρ_0), где индексом m выделены функции, относящиеся к модели. Из уравнения

$$\frac{\rho_b}{\rho_0} = \left(\frac{-\xi_{b1} + N}{N+1} \right)^N, \quad N = \frac{2}{\gamma-1}$$

вычислены значения γ . Они приведены в таблице. Эти γ не очень сильно отличаются от значения $\gamma = 3$, вместе с γ находят величины

$$\frac{t_i}{t_r} = \left(\frac{N+1}{N-\xi_{b1}} \right)^{(N+1)/2} = \left(\frac{\rho_0}{\rho_b} \right)^{(N+1)/2N}, \quad m_b = \rho_b(\xi_{b2} - \xi_{b1})c_0 t_i$$

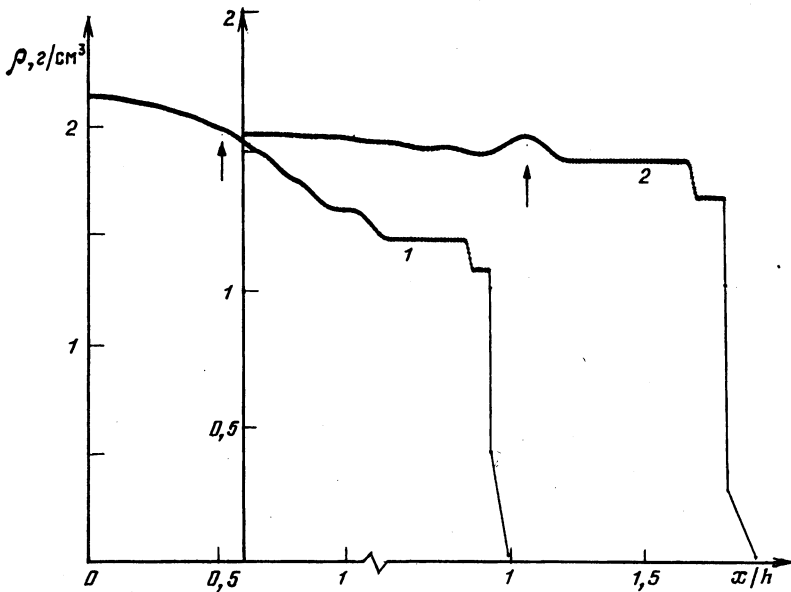
В таблице приведены главные характеристики процесса разлета: ρ_b/ρ_0 (термодинамика), ξ_{b1} , ξ_{b2} (автомодельная стадия) и t_i , m_b , m_h (взаимодействие отраженного звука с плато и образование "дыры"). По данным таблицы видно, как термодинамика сказывается на механике разлета.

Численное моделирование процесса образования "дыры" изображено на фиг. 6, 7. В этом примере использовано уравнение состояния из [11] с начальной температурой T_{02} . Показаны характерные стадии $t_r < t < t_i$ (фиг. 6, кривая 1), $t \approx t_i$ (фиг. 6, кривая 2) и $t > t_i$ (фиг. 7). "Дыра" начинает формироваться после выхода отраженной характеристики на плато. Анализ расчетов показывает, что при $t > t_i$ устанавливается инерционный режим движения и асимптотически ρ в "дыре" падает по закону $1/t$. В таблице отношения m_b/m_h вычислены с помощью автомодельных решений I_{ss} и 2_{ss} (фиг. 2 и 3). Данные по массе "оторвавшегося" плато (так естественно назвать плато, отделенное от центра "дырой"), полученные путем прямого численного моделирования, согласуются со значениями в таблице. В случае уравнения SESAME при T_{02} автомодельное значение $m_b/m_h \approx 0,5$, из прямого численного интегрирования $m_b/m_h \approx 0,6$.

В отдельно стоящий зубец, находящийся вблизи границы "дыры" и плато, превращается субплато на границе зон А и В (фиг. 6, кривая 1 – субплато, кривая 2 – начало превращения, фиг. 7 – зубец).

5. Обсуждение экспериментов по лазерному нагреву пленки. Полученные результаты по структуре разлетающегося облака применимы в случае субпикосекундных лазерных импульсов. Это позволяет применить проведенный анализ к вопросу о появлении интерференционных колец, наблюдавшихся в экспериментах [3–6].

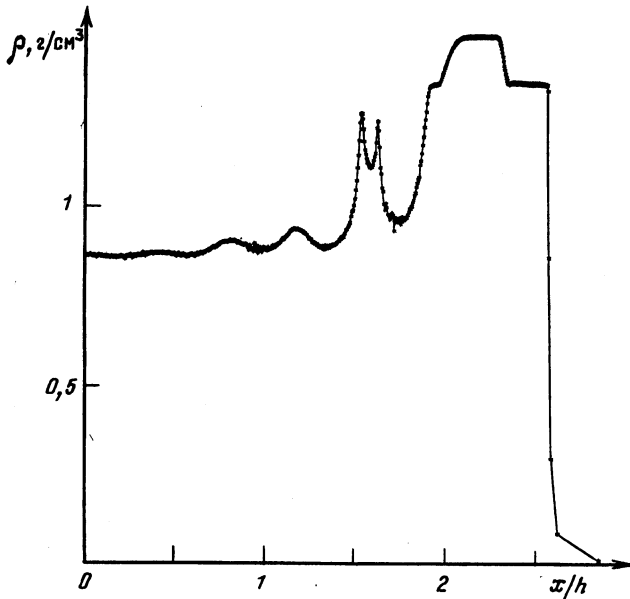
Обсудим этот вопрос вкратце. В одном эксперименте лазерным импульсом длительностью ≈ 100 фс нагревалась пленка из алюминия толщиной $h = 200$ нм, нане-



Фиг. 6. Отражение волны разрежения и формирование "дыры". Пример с уравнением состояния SESAME, T_{02} . Картина течения на момент $t/t_h = 1,65; 2,48$, (кривые 1, 2). Положение характеристики R помечено стрелкой

сенная на подложку, в другом таком же импульсом нагревался массивный полупроводниковый образец. Рассмотрим первый эксперимент. Считаем, что в процессе лазерного воздействия нагревается в основном пленка, а подложка нагревается слабо и остается твердой. Начальная температура пленки в несколько раз превышает температуру плавления и оказывается порядка рассмотренных выше. Нагретое вещество разлетается так, что образуется плоский слой (плато) толщиной $\approx h$, удаляющийся от подложки со скоростью 1–4 км/с. Плотность этого слоя ρ_b порядка плотности конденсированного вещества. Этот слой существует долго. Он пролетает сотни своих толщин. Механизм его разрушения при разлете в вакуум связан с неустойчивостью Рихтмайера – Мешкова, а при разлете в газовую среду – с неустойчивостью Рэля – Тейлора [21]. Кольца Ньютона наблюдались через промежуток времени $\Delta t \approx 1$ нс после лазерного воздействия. За это время слой проходит путь $d = 1 - 4$ мкм. Таким образом, возникает интерференционная система из тонкого ($h < \lambda$) слоя и поверхности подложки, разделенных расстоянием в несколько длин волн лазерного излучения $\lambda = 620$ нм.

Во втором эксперименте с массивной мишенью ультракороткий импульс нагревает поверхностный слой, толщиной которого порядка глубины проникновения излучения l . В условиях экспериментов [3–6] $l < \lambda$. Движением вещества за время импульса можно пренебречь. Температура T_0 определяется поглощенной энергией и оказывается порядка критической температуры. Ударная волна, распространяющаяся от нагретого слоя l в глубь мишени, является довольно слабой и нагревает вещество вне этого слоя до температуры T_s , которая мала по сравнению с T_0 . Поэтому при разлете в движение вовлекается в основном вещество слоя l . Таким образом, как и в первом эксперименте, возникает задача о разлете слоя заданной толщины. По указанным выше механическим причинам независимо от кинетических процессов при разлете образуется удаляющийся от остатка мишени слой (плато) толщиной порядка некоторой доли от l . Скорость его движения ≈ 1 км/с. За время $\Delta t \approx 1$ нс он пролетает путь порядка 1 мкм,



Фиг. 7. То же, что на фиг. 6, для момента времени $t/t_h = 4,95$, $t > t_i$, "дыра" сформирована

что соизмеримо с длиной волны излучения. В результате начиная с момента ≈ 1 нс и в течение нескольких наносекунд в отраженном свете наблюдаются кольца Ньютона.

Рассмотрение структуры течения велось в терминах средней плотности (ρ). Обсудим теперь вопрос о внутренней структуре двухфазного вещества. Обратимся к фиг. 5. Вещество однофазно внутри четырехугольника $0 - h - l - t_i$. После перехода всего облака в режим инерционного разлета имеются три разные двухфазные области. Двухфазным является вещество в области "дыры" ($t - t_i - l - b_1$) и в находящейся правее прямой b_2 ($x > x_{b2}$) зоне C быстрого спада плотности (см. фиг. 2 и 3). С ростом T_0 ширина зоны C растет. В области "дыры" средняя плотность с течением времени уменьшается. Вещество при этом переходит от состояния с пузырьками пара в жидкости к состоянию с каплями жидкости в паре.

Область плато B ($x_{b1} < x < x_{b2}$) с веществом в состоянии b особая. Она является, так сказать, "слабо двухфазной". В равновесии вещество здесь однородно. Распад плато на больших временах ($t \gg h/c_0$) вызван волнами разрежения, движущимися от краев b_2 и b_1 с малой скоростью c_{b2} . Однородное состояние плато, видимо, неустойчиво по отношению к возмущению однородности начальных данных (одномерные возмущения). Неустойчивость должна приводить к модуляции плотности. Этот вопрос нуждается в дальнейшем исследовании. Другая причина развала плато B связана с неустойчивостью Рихтмайера – Мешкова (двумерные и трехмерные возмущения).

Подчеркнем, что зависимость профилей газодинамических переменных от уравнения состояния (ср. профили 1 и 2, относящиеся к разным уравнениям состояния на фиг. 2 и 3) может быть использована наряду с ударно-волновыми экспериментами для получения информации о термодинамических характеристиках веществ в наиболее трудной для анализа двухфазной области фазовой диаграммы (см. разд. 2). Проще всего измеряются такие параметры, как скорость плато $\xi_{b2}c_0$, его толщина $x_{b2} - x_{b1}$ и плотность вещества ρ_b в области плато.

Заключение. Изучено влияние фазового перехода первого рода на классические газодинамические течения – волну разрежения и разлет облака в пустоту. Оказывается, решения несут своеобразный отпечаток фазового перехода – в волне раз-

режения появляется однородная прослойка (плато), а в облаке – область разрежения ("дыра") и плато. Образование "дыры" тесно связано с наличием плато в волне разрежения (плато "порождает" "дыру"). Проведенный анализ основан на предположении, что среда находится в состоянии локального термодинамического равновесия и описывается односкоростной системой уравнений газодинамики.

Авторы признательны В.В. Жаховскому за полезные обсуждения и Б. Ретфельд за численный расчет адиабат и автомодельных волн разрежения в случае уравнения состояния [7–10].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 98-02-17441, 99-02-16666) и программой поддержки ведущих научных школ (96-15-96448).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
2. Anisimov S.I., Khokhlov V.A. Instabilities in laser-matter interaction. London: CRC Press, 1995.
3. Von der Linde D., Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J. Laser-solid interaction in the femtosecond time regime // Appl. Surf. Sci. 1997. V. 109/110. P. 1–10.
4. Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Cavalleri A et al. Femtosecond laser ablation // Proc. SPIE. 1998. V. 3343. P. 46–54.
5. Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Cavalleri A. et al. Transient states of matter during short pulse laser ablation // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 224–227.
6. Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Cavalleri A. et al. Observation of a transient insulating phase of metals and semiconductors during short pulse laser ablation // Appl. Surf. Sci. 1998. V. 127–129. P. 755–760.
7. Фортвов В.Е., Якубов И.Т. Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994. 367 с.
8. Бушман А.В., Фортвов В.Е. Модели уравнения состояния вещества // Успехи физ. наук. 1983. Т. 140. Вып. 2. С. 177–232.
9. Агурейкин В.А., Анисимов С.И., Бушман А.В. и др. Теплофизические и газодинамические проблемы противометеоритной защиты космического аппарата "Вега" // Теплофизика высоких температур. 1984. Т. 22. Вып. 5. С. 964–983.
10. Воробьев В.С. Исследование равновесия жидкость – пар с помощью интерполяционного уравнения состояния // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. Вып. 4. С. 557–564.
11. Bennet B.I., Johnson J.D., Kerley G.I., Rood G.T. Los Alamos National Laboratory Report No. LA-7130. 1978. 54 p.
12. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 2. М.: Наука, 1987. 360 с.
13. Oniki A. Phase transitions of fluids in shear flow // J. Physics: Condens. Matter. 1997. V. 9. № 9. P. 6119–6157.
14. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1231 с.
15. Anisimov S.I., Rethfeld B. On the theory of ultrashort laser pulse interaction with a metal // Proc. SPIE. 1997. V. 3093. P. 192–203.
16. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
17. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. 519 с.
18. Курант Р., Фридрихс К.О. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 427 с.
19. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
21. Anisimov S.I., Zel'dovich Y.B., Inogamov N.A., Ivanov M.F. The Taylor instability of contact boundary between expanding detonation products and a surrounding gas // Shock Waves, Explosions and Detonation / Ed. J.R. Bowen et al. N.Y.: AIAA, 1983. P. 218–227.

Москва

Поступила в редакцию
30.VI.1998