

ся смысл понятия поверхности разрыва, моделирующей перфорированный экран. Тем не менее, основываясь на результатах [5], можно сделать ряд выводов в пользу принятой нами постановки задачи. Оказалось, что уже на таких малых расстояниях, как два шага перфорации, и соответствующих малых временах происходит существенное выравнивание поля параметров течения газа по угловой координате. Это указывает на целесообразность одномерного подхода. Тем более, что для рассмотрения другой перфорации, например в виде круговых отверстий, как в [4], по методу [5] пришлось бы решать трехмерные нестационарные уравнения, в то время как можно ограничиться решением одномерной задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко Д. М. Взаимодействие ударной волны и проницаемой стенки.— Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика, 1969, № 3.
2. Гродзовский Г. Л. Взаимодействие нестационарных волн и перфорированных стенок.— Учен. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 5.
3. Гринь В. Т., Крайко А. Н., Миллер Л. Г. К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке.— ПМТФ, 1981, № 3.
4. Иванов А. Н., Борисовская В. П. Исследование ослабления ударной волны перфорированным экраном.— Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1834.
5. Фонарев А. С., Поддубный В. В. Взаимодействие цилиндрической ударной волны с перфорированной преградой.— Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1834.
6. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
7. Бармин А. А., Куликовский А. Г. О разрывных решениях в механике сплошной среды.— В кн.: Некоторые вопросы механики сплошной среды. М.: МГУ, 1978.
8. Cornell W. G. Losses in flow normal to plane screens.— Trans. ASME, May 1958, p. 791.
9. Рябоконь М. П. О коэффициенте сжатия струи при истечении газа через отверстие с острой входной кромкой.— Учен. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 1.
10. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.

Поступила 27/XII 1983 г.

УДК 518 : 517.9 : 533.9

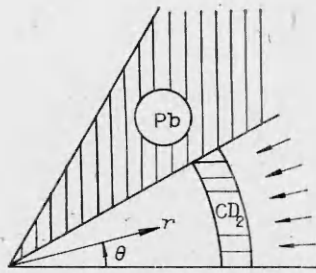
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЖАТИЯ И НАГРЕВА КОНИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ

В. В. ДЕМЧЕНКО, А. С. ХОЛОДОВ

(Москва)

1. В последние годы в числе других задач лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) большое внимание уделяется так называемым «коническим» мишеням [1—7], когда термоядерное горючее сжимается и нагревается в конической полости из тяжелого материала (свинец и т. п.) с помощью оболочечного сегмента, ускоряемого лазерным импульсом (рис. 1). Ожидается, что картина течения в основных чертах будет аналогична случаю сжатия и нагрева оболочечных микромишеней. Основные преимущества от использования подобных мишеней заключаются в следующем: воздействию лазерного излучения подвергается не вся сфера, а лишь сравнительно небольшой телесный угол, что способствует созданию более однородного лазерного пятна; достижимая в настоящее время энергия лазеров концентрируется на существенно меньшей поверхности, что позволяет повысить плотность потока энергии и смоделировать ситуацию, когда будут созданы более мощные лазеры; увеличивается время имплозии, поскольку ту же, что и в случае сферических оболочек, массу можно разместить на гораздо больших расстояниях от центра (~ 1000 мкм), при этом работа совершается на большем пути, что заметно снижает требования к пиковой мощности лазерного импульса. Безусловно, подобные мишени имеют и недостатки. При слишком малых углах раствора конической полости существенное влияние на процесс сжатия и нагрева мишени могут оказать продукты испарения стенок полости вплоть до полного перекрытия канала и отсечения оболочечного сегмента от лазерного луча. Возникают вопросы о влиянии условий в пристеночной области на устойчивость сжатия вещества мишени, о поведении тяжелого материала на заключительной стадии процесса, в частности об образовании и размерах каверны в вершине конической полости, и др.

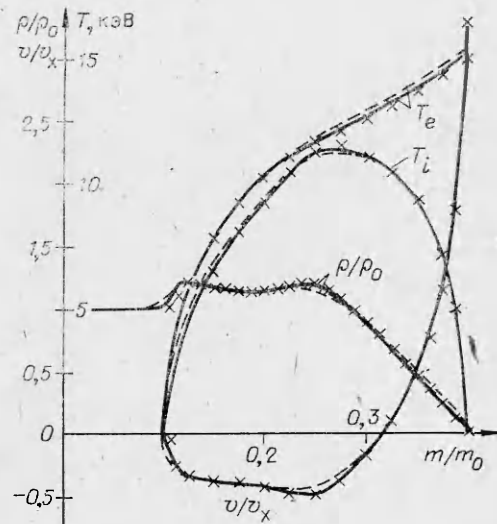
В данной работе представлены некоторые результаты двумерных расчетов (с использованием переменных Эйлера) подобных мишеней, выполненных на основе изложенного в [8] консервативного варианта сеточно-характеристического метода [9]. Математическая модель происходящих в высокотемпературной плазме физических процессов, как и в [8], включала поглощение внешнего лазерного излучения (в одномерной постановке вдоль радиальных направлений), гидродинамическое движение,



Р и с. 1

электронную теплопроводность и электрон-ионную столкновительную релаксацию. Исходная система двумерных нестационарных уравнений двухтемпературной плазмы, приведенная в [8], в нее дополнительно вводилось уравнение для массовой концентрации ξ одного из компонентов двухкомпонентной смеси идеальных газов

$$\frac{\partial (\rho \xi)}{\partial t} + \frac{1}{\Delta} \left[\frac{\partial (S_{23} \rho u \xi)}{\partial \theta} + \frac{\partial (S_{13} \rho v \xi)}{\partial r} \right] = 0.$$



Р и с. 2

Решение этого уравнения производилось на этапе гидродинамического движения использовавшегося в [8] расщепления схемы расчета по физическим процессам. Здесь $\Delta = H_1 H_2 H_3$; $S_{13} = H_1 H_3$, $S_{23} = H_2 H_3$ — геометрические параметры, характеризующие элементарный объем и его поверхность; H_1, H_2, H_3 — коэффициенты Ламэ; ρ — плотность; u, v — азимутальная и радиальная компоненты вектора скорости; θ, r — сферические координаты. Теплофизические свойства плазмы (удельные теплоемкости при постоянном объеме c_e, c_i , коэффициент поглощения K , коэффициент теплопроводности κ_e и т. д.) определялись обычным для многокомпонентной смеси образом, т. е. как функции плотности ρ , электронной и ионной температур T_e, T_i и массовой концентрации ξ . Поток энергии внешнего лазерного излучения, как отмечалось, принимался однородным по азимутальному углу θ и действующим только в пределах конической полости. Область интегрирования (в переменных Эйлера θ, r) включала некоторую часть конической полости вместе с оболочкой (толщиной s) $R_0 - \delta_1 \leq r \leq R_0 + \delta_2$ и частично область, занятую тяжелым веществом (в расчетах свинец с плотностью $13,5 \text{ г/см}^3$), $0 \leq \theta \leq \theta_* + \delta_3$ и изменялась (выбором $\delta_1(t), \delta_2(t), \delta_3(t)$) по мере развития процесса так, чтобы она охватывала практически всю вовлеченную в движение массу вещества (как оболочки, так и свинца) (см. рис. 1). При этом, как и в [8], внешняя граница области интегрирования $R_0 + \delta_2(t)$ выбиралась таким образом, чтобы свести к минимуму влияние покидающей область интегрирования массы с малой плотностью.

2. Прежде чем переходить к анализу результатов для конических мишеней, коротко остановимся на сопоставлении данных для одномерных задач, полученных на основе консервативного варианта сеточно-характеристического метода [8] с использованием в нем как переменных Эйлера, так и лагранжевых массовых координат, и расчетов А. А. Самарского и его сотрудников, выполненных в переменных Лагранжа с использованием полностью консервативной неявной схемы [10, 11].

Для задач ЛТС, в которых рассматривается движение конечной массы вещества, наиболее распространены подходы с использованием переменных Лагранжа, в особенности для одномерных задач, где преимущества такого подхода, связанные в частности, с автоматической группировкой узлов разностной сетки в областях с высокой плотностью, очевидны. Выбор переменных Эйлера предпочтительнее при значительных сдвиговых деформациях материала, возможных в многомерных задачах, он позволяет в ряде случаев более детально описать поглощение внешнего лазерного излучения в малоплотной «короне» разлетающейся части материала мишени, где в традиционном лагранжевом подходе довольно сложно обеспечить необходимый пространственный шаг разностной сетки (так же как и вблизи центра мишени). Вместе с тем в переменных Эйлера в ряде случаев трудно обеспечить необходимую подробность разностной сетки в области с большой плотностью материала, в особенности в задачах для очень тонких оболочек.

В одномерном случае при выборе лагранжевой массовой координаты m так, что $dm = \rho r^2 dr$, использовавшаяся в расчетах система уравнений принимает вид

$$(2.1) \quad \frac{dr}{dt} = v;$$

$$(2.2) \quad \frac{\partial (1/\rho)}{\partial t} - \frac{\partial (r^v v)}{\partial m} = 0;$$

$$(2.3) \quad \frac{\partial v}{\partial t} + r^v \frac{\partial p}{\partial m} = 0;$$

$$(2.4) \quad \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial (r^v v p)}{\partial m} + \frac{\partial (r^v q)}{\partial m} = \frac{\partial}{\partial m} \left(r^{2v} \kappa_e \rho \frac{\partial T_e}{\partial m} \right) - Q_{ei}/\rho;$$

$$(2.5) \quad \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + p_i \frac{\partial (r^v)}{\partial m} = Q_{ei}/\rho,$$

где аналогично [8] плотность потока лазерного излучения $q(t, m) = q_r(t) \exp(-\int_m^{m_r} (K/\rho r^v) dm)$; $Q_{ei} = Q_0 \rho^2 (T_e - T_i)/T_e^{3/2}$ — обменный член; $E = \varepsilon_e + \varepsilon_i + v^2/2$ — полная энергия; $p = p_e + p_i$ — давление ($p_{e,i} = (\gamma - 1)\rho$); $\varepsilon_{e,i}$ — внутренняя энергия электронного и ионного компонентов ($\varepsilon_{e,i} = c_{e,i} T_{e,i}$); γ — показатель адиабаты; $v = 0, 1, 2$ соответственно для плоской, цилиндрической и сферической геометрии. Левая (гиперболическая) часть системы (2.1)–(2.5) аппроксимировалась, как отмечалось, на основе явной разностной схемы первого порядка точности [8], являющейся схемой с положительной аппроксимацией, дающей монотонное решение при расчетах течений с разрывами внутри области интегрирования и устойчивой при выполнении условия Куранта, Фридрихса, Леви $\tau \leq h/\max |\lambda_i|$, где λ_i — собственные значения матрицы A исходной системы (2.1)–(2.5).

$$\partial w/\partial t + A(t, m, w) \partial w/\partial m = f(t, m, w).$$

Правая часть системы (2.1)–(2.5), делающая исходную систему параболической и включающая члены с электронной теплопроводностью и обменным членом Q_{ei} , аппроксимировалась по неявной схеме, чтобы избежать характерного в явных схемах для параболических уравнений ограничения на шаг интегрирования $\tau \sim h^2$.

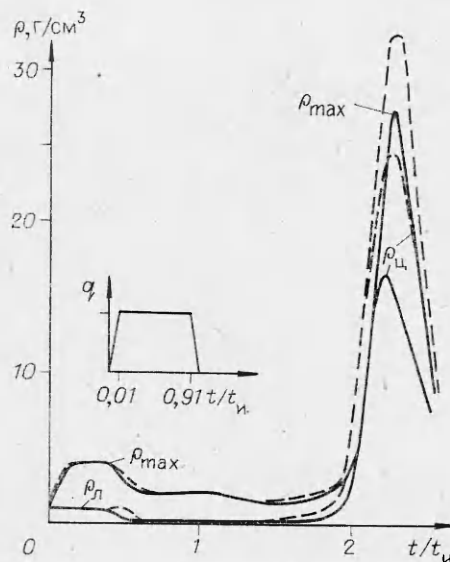
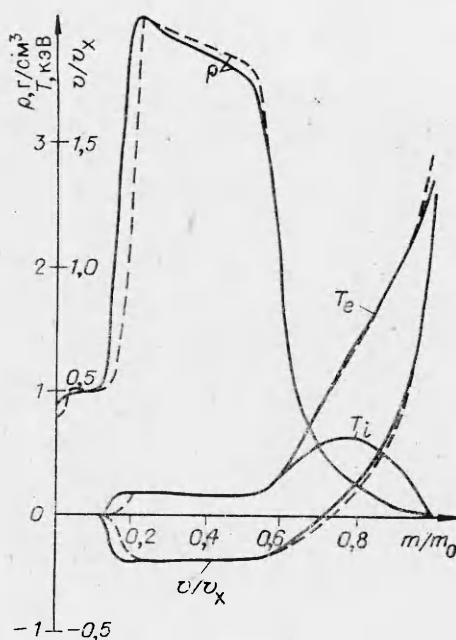
При использовании переменных Эйлера (t, r) несколько видоизменяются исходная система (2.1)–(2.5) и выбор искомых параметров $w = \{\rho, \rho v, \rho E, \rho \varepsilon_i\}$, что изменяет разностные соотношения в схеме [8], область интегрирования и соответствующие граничные условия.

В описанной выше постановке проведены расчеты ряда одномерных задач по сжатию плоских и сферических сплошных микромишеней, а также сферических оболочек. Некоторые результаты этих расчетов представлены на рис. 2–6.

На рис. 2 для плоской мишени из ДТ (начальная плотность $\rho_0 = 0,2$ г/см³) сопоставляются выполненные в массовых лагранжевых координатах расчеты с использованием консервативного варианта сеточно-характеристического (КСХ) метода (сплошные кривые — шаг интегрирования $h = \Delta m/m_0 = 0,004$, штриховые — $\Delta m/m_0 = 0,008$) и явной полностью консервативной схемы второго порядка точности В. И. Косарева [8], близкой к известным схемам А. А. Самарского [10, 11] (крестики на рис. 2 — $\Delta m/m_0 = 0,01$). В момент времени $t = t_{ii} = 1$ нс (t_{ii} — длительность импульса треугольной формы) приведены профили плотности ρ/ρ_0 , электронной T_e (кэВ) и ионной T_i (кэВ) температур, а также безразмерной скорости v/v_x ($v_x = r_x/t_{ii} = 10^9$ см/с). Плотность энергии лазерного импульса $\mathcal{E} = 6,6 \cdot 10^7$ Дж/см² и другие определяющие параметры соответствуют расчетам, проведенным в [12].

Данные рис. 3, 4 получены для сжатия и нагрева 10%-ной сферической оболочки из CD₂ ($\rho_0 = 1$ г/см³) трапециевидным лазерным импульсом (рис. 4) длительностью $t_{ii} = 0,1$ нс с общей энергией $E = 300$ Дж. Начальный радиус оболочки $R_0 = 100$ мкм. Приведены профили параметров в момент $t = 0,036$ нс (рис. 3) и зависимость от времени максимальных в потоке значений плотности $\rho_{\max}$, плотности внутренней границы оболочки ρ_{ii} и плотности в центре мишени ρ_{ii} (рис. 4). Сопоставляются расчеты в массовых переменных Лагранжа (общее число узлов разностной сетки $M = 50$) по КСХ-методу (сплошные линии) и по неявной полностью консервативной схеме [10, 11], выполненные в ИПМ АН СССР (штриховые линии). Как и в предыдущем варианте, совпадение результатов расчетов вполне удовлетворительное.

Численное моделирование двумерных задач проводилось на основе схемы [8] с использованием переменных Эйлера, поэтому представляет интерес провести сопоставление этой схемы с данными других методов при использовании в ней именно этих переменных. Некоторые результаты подобных сопоставлений с расчетами, выполненными в ИПМ АН СССР по схеме [10, 11], приведены на рис. 5, 6 для сплошной сферической мишени из CD₂ (рис. 5, импульс треугольной формы длительностью $t_{ii} = 1$ нс и общей энергией $E = 300$ Дж, начальный радиус сферы $R_0 = 55$ мкм) и 10%-ной оболочки из CD₂ (для того же, что на рис. 3, 4, варианта). Сплошные кривые на рис. 5, 6 — расчет по КСХ-методу в переменных Эйлера, штриховые — данные ИПМ АН СССР (расчеты в переменных Лагранжа), профили параметров в момент $t = 0,5$ нс и $t = t_{ii} = 0,1$ нс соответственно. В целом наблюдается вполне удовлетворительное



Р и с. 4

Р и с. 3

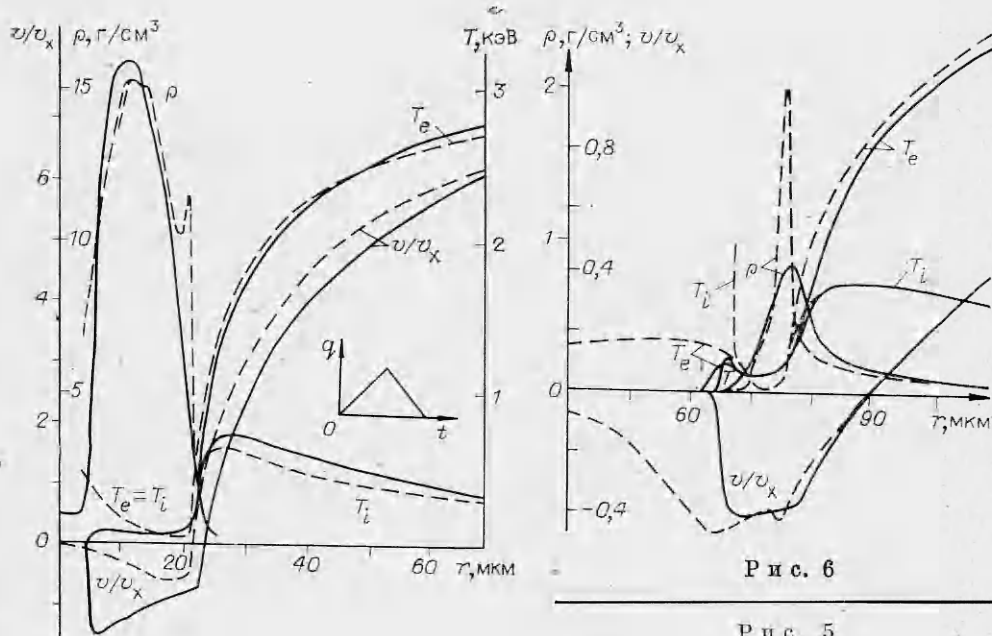
согласие в данных, однако схема [8] в переменных Эйлера не воспроизводит некоторых деталей в профиле плотности, в частности дополнительного поджатия материала мишени между фронтом ударной волны и тепловым фронтом, наблюдаемого в расчетах с использованием переменных Лагранжа (второй слева максимум плотности на рис. 5). Заметно хуже, чем в расчетах с использованием переменных Лагранжа, воспроизводится максимальное в материале мишени значение плотности для оболочечных задач (хотя ее средние значения в сжатой части оболочки практически совпадают, рис. 6). Вместе с тем расчеты в переменных Эйлера дают более четко выраженный фронт бегущей к центру ударной волны, который в физических координатах (t, r) сильно размазан в массовых переменных Лагранжа, спецификой их является то, что в областях с малой плотностью, а также вблизи центра мишени в сферической геометрии разностная сетка менее подробна, чем в плотной среде и вне центра мишени.

Представленные выше сравнения показывают, что схема [8] дает вполне приемлемые для данного класса задач результаты, в том числе в переменных Эйлера, и может служить базой для исследования различных многомерных эффектов, возникающих при сжатии и нагреве микромишеней лазерным излучением.

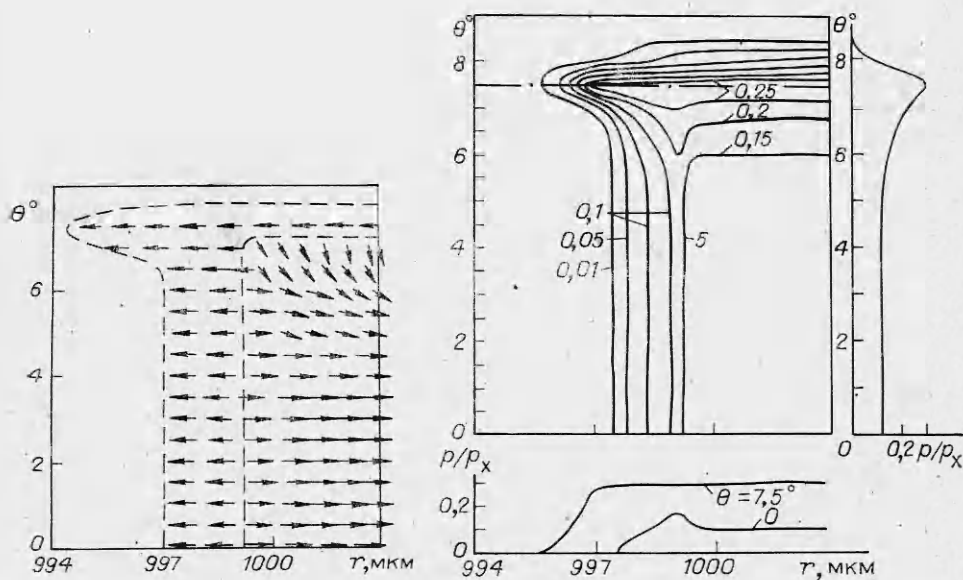
3. Одномерные расчеты по сжатию и нагреву микромишеней (в том числе и «конических») позволяют довольно детально воспроизвести основные черты рассматриваемых явлений, оценить влияние некоторых физических процессов, проводить различного рода оптимизацию мишеней и т. п., однако оставляют открытым вопрос о влиянии эффектов, связанных с реальным многомерным характером рассматриваемых задач. Некоторые эффекты, связанные именно с многомерностью задачи для конических мишеней, иллюстрируются на рис. 7–13.

На рис. 7, 8 представлены данные, соответствующие начальной стадии взаимодействия лазерного импульса с конической мишенью при следующих значениях определяющих параметров: полуугол конической полости в свинце $\theta_* = 7,5^\circ$, толщина оболочки из CH_2 ($\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$) $\delta = 3 \text{ мкм}$, внешний радиус оболочки $R_0 = 1000 \text{ мкм}$, длительность импульса треугольной формы $t_n = 25 \text{ нс}$, общая энергия импульса $E = 600 \text{ Дж}$. В момент времени $t = 0,25 \text{ нс}$, когда происходит выход на внутреннюю границу оболочки $r = R_0 - \delta$, формирующейся в результате воздействия лазерного импульса ударной волны, показаны поле скоростей (рис. 7), изобары $p/p_x = \text{const}$

($p_x = \rho_0 R_0^2 / t_n^2$) и распределение давления вдоль радиальных направлений $\theta = 0$, $\theta = \theta_* = 7,5^\circ$ и азимутального направления $r = 999 \text{ мкм}$ (рис. 8, штрихпунктир — начальное положение границы конической полости). Видно, что вблизи границы со свинцом волна сжатия (формирующаяся перед тепловым фронтом) раньше выходит на внутреннюю границу оболочки. Вне пристеночной области распределение параметров в азимутальном направлении практически однородное и картина взаимодействия обычная для оболочечных задач: радиальное движение сжатой части сферического сегмента к центру, разлет горячей, малоплотной плазмы в «короне». Как видно из приведенного на рис. 7 поля скоростей, в пристеночной области аналогичная радиальным направлениям вблизи оси картина наблюдается и в азимутальном направлении: распространение волны сжатия в свинце, испарение и затекание в коническую полость



Р и с. 5

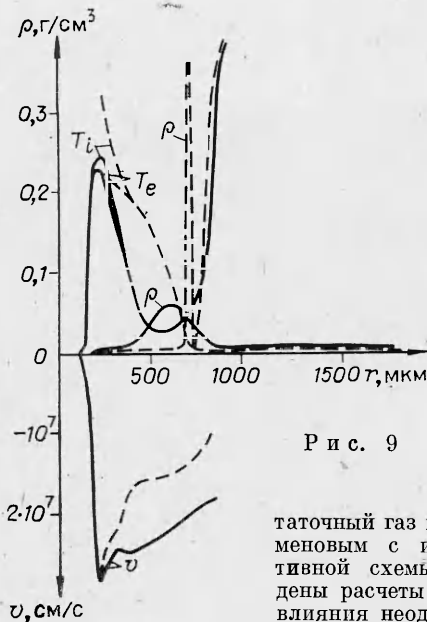


Р и с. 7

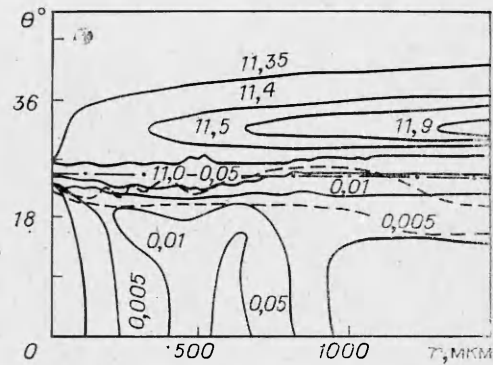
Р и с. 8

паров свинца. Взаимодействие в пристеночной области нормальных друг к другу «радиальной» и «азимутальной» струй продуктов испарения сферического сегмента и свинца формирует в этой области зону повышенного давления (см. рис. 8), что приводит к более раннему выходу «радиальной» волны сжатия на внутреннюю границу оболочечного сегмента вблизи $\theta = \theta_*$. На данном этапе воздействия лазерного импульса, когда разлет плазмы происходит практически в недеформированном «цилиндрическом» канале, давление в «короне» вдоль радиальных направлений $\theta = \text{const}$ изменяется слабо.

Аналогичная картина начальной стадии воздействия лазерного импульса на сферический сегмент, помещенный в коническую полость из свинца, наблюдается и при других значениях определяющих задачу параметров. Приведенные на рис. 9–13 данные соответствуют случаю $\theta_* = 25^\circ$, $\delta = 2$ мкм, $R_0 = 1726$ мкм, длительность импульса прямоугольной формы $t_n = 20$ нс при плотности потока излучения $q_r(t) = q_0 = 6 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Сферическая пленка и заполняющий коническую полость ос-



Р и с. 9



Р и с. 10

таточный газ выбирались из CD_2 . Для этого варианта А. Ю. Семеновым с использованием неявной полностью консервативной схемы [10, 11] в переменных Лагранжа проведены расчеты в одномерной постановке с целью оценки влияния неоднородности в рассматриваемой задаче и выбора переменных Эйлера использовавшегося в двумерных расчетах консервативного варианта сеточно-характеристического метода [8].

На этапе полета сферического сегмента к вершине конической полости рассмотренная выше начальная картина течения сохраняется. Как видно из сравнения профилей плотности и скорости, а также электронной T_e (кэВ) и ионной T_i (кэВ) температур (рис. 9) вдоль оси симметрии $\theta = 0$ в момент времени $t = 10,3$ нс (незадолго до подхода ударной волны к вершине конической полости), в целом двумерное течение вблизи осп симметрии (сплошные кривые) согласуется с результатами одномерных расчетов (штриховые), в частности, по положению фронтов ударной и тепловой волн и расположенной между ними оболочки и т. д. Наибольшее отличие в пиковом значении плотности оболочки (при достаточно близкой величине массы, движущейся к центру ее части), что обусловлено выбором переменных Эйлера в двумерной численной схеме и отмечалось в сопоставлениях результатов расчетов одномерных задач для сферических оболочек, обсуждавшихся в п. 2.

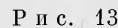
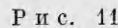
На рис. 10, 11 в момент времени $t = 10,5$ нс приводятся соответственно изохоры ρ ($г/см^3$) = const и изотермы $T_e = const$, штриховые кривые — изолинии концентраций $\xi = 0,1$ (верхние кривые) и $\xi = 0,9$ (нижние), условно передающие текущее положение и форму границы со свинцом, штрихпунктир — начальное положение границы конической полости.

На этом этапе движения сферического сегмента к центру можно выделить следующие основные черты. Оставаясь относительно холодной, оболочка движется к центру впереди фронта тепловой волны, при этом она заметно увеличивается по толщине («расплывается»). Впереди оболочки по газу с малой плотностью, все более опережая оболочку, движется ударная волна. В большей части конической полости, прилегающей к оси симметрии, течение радиальное и близкое к одномерному (азимутальные составляющие поля скоростей много меньше радиальных). Двумерность течения проявляется в основном вблизи границы со свинцом, причем, как и на начальной стадии, наблюдается опережающее движение ударной волны к центру вблизи этой границы (скорость фронта ударной волны вблизи границы со свинцом заметно больше, чем вблизи оси симметрии течения). Отличие в скорости различных частей самой оболочки существенно меньше; вблизи оси она движется в среднем даже несколько быстрее, о чем свидетельствует, например, изолиния $\rho = 0,05$ на рис. 10. Имеются две относительно горячие области: «корона», где электронная и ионная температуры примерно равны и порядка 0,5 кэВ, и область непосредственно за фронтом ударной волны, где из-за малой плотности происходит отрыв электронной и ионной температур, особенно заметный вблизи границы со свинцом. Вершины конической полости достигает вначале участок ударной волны, движущийся в радиальном направлении вблизи границы со свинцом, повышая там температуру и давление, при этом, как и в рассмотренном в [8] случае сжатия и нагрева оболочечных микроишней с гармоническими возмущениями их формы, имеет место тенденция к образованию вихревого движения в центральной части конической полости между ее вершиной и движущейся к центру оболочкой. В области «короны» продукты испарения свинца частично заполняют периферийную часть конической полости (о чем можно судить по смещению к оси $\theta = 0$ изолиний $\xi = const$), однако в целом эта часть конической полости заполнена продуктами ис-

Наибольший интерес на этом этапе движения оболочечного сегмента в конической полости представляет возникновение неустойчивости границы раздела со свинцом в области между фронтом ударной волны и тепловым фронтом, о чем свидетельствует поведение в ней линии $\xi=0,1$ (см. рис. 10, 11). Такое явление на-

Заключительный этап сжатия и нагрева сферического сегмента в конической полости представлен на рис. 12, 13, где для момента времени $t = 14,9$ нс соответственно показаны изохоры ρ (г/см^3) = const и изотермы T_e = const и T_i = const, штриховые кривые — изолинии концентраций $\xi = 0,1$ и $0,9$, штрихпунктир — начальное положение границы с свинцом. На этом этапе, как видно по изолиниям ρ = const, в свинце вблизи вершины конической полости происходит образование и развитие углубления — каверны, имеющей к моменту $t = 14,9$ нс размер ~ 50 мкм (рис. 12), замыкаемой со стороны конической полости остатками оболочки на расстоянии $r \sim 100\text{--}150$ мкм, за которой расположен фронт теплово-й волны и малоплотная «корона» с температурой ~ 1 кэВ. Температура в плазме каверны $\sim 0,3$ кэВ, плотность порядка нескольких десятых г/см^3 , т. е. сжатие сравнительно небольшое, что обусловлено образованием ударной волны, значительно опережающей в своем движении основную массу оболочечного сегмента, и прогревом ею газа в конической полости до прихода оболочки в центральную часть мишени. Периферийная часть конической полости деформирована довольно слабо, причем продукты испарения свинца не затекли поведению изолиний ξ = const, имея близкую к лучам θ = const.

Таким образом, при сжатии и нагреве лазерным импульсом тонких сегментов, помещаемых в коническую полость из тяжелого вещества, характерными особенностями, полученными в процессе численного моделирования подобных задач в двумерной постановке, являются: образование в начальные моменты воздействия лазерного импульса области повышенного давления в пристеночном слое и более ранний выход в пристеночной области на внутреннюю границу оболочечного сегмента волны сжатия, формирующейся перед фронтом тепловой волны и распространяющейся внутрь мишени; неустойчивое поведение границы со свинцом (неустойчивость типа Кельвина — Гельмгольца) на участке между фронтом опережающей движение основной массы сегмента ударной волны и фронтом тепловой волны на этапе полета оболочечного сегмента к вершине конической полости; образование и развитие в тяжелом материале вблизи вершины конической полости углубления (каверны) при слабой общей деформации периферийной части конической полости; затекание в периферийную часть конической полости продуктов испарения ее стенок, однако без полного перекрытия канала.



ЛИТЕРАТУРА

1. Fraley G. S., Mason R. J. Preheat effects on microballon laser-fusion implosions. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, N 8.
2. Mason R. J., Brockway D. V., Lindman E. L. 2-d implosion of structured pellets for laser fusion. Los-Alamos Report LA—VR—76—2319, 1976.
3. Вовченко В. И., Гончаров А. С. и др. Генерация термоядерных нейтронов при лазерном воздействии на конические мишени. — Письма в ЖЭГФ, 1977, т. 26, № 9.
4. Derentowicz H., Kaliski S. et al. Generation of thermonuclear fusion neutrons by means of a pure explosion. II. Experimental results. — Bull. Acad. pol. sci. Ser. sci. techn., 1977, v. 25, N 10.
5. Анисимов С. И., Вовченко В. И. и др. Исследование процесса генерации термоядерных нейтронов при лазерном воздействии на конические мишени. — Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 7.
6. Демченко В. В., Холодов А. С. Газовые и конические мишени. Аналитические решения. М.: НТО МФТИ, 1979 (деп. в ВИНТИ. Центр, № Б 821668).
7. Таран М. Д., Тишкин В. Ф. и др. О моделировании схлопывания квазисферических мишеней в твердотельных конусах. Препринт ИПМ АН СССР, 1980, № 127.
8. Белоцерковский О. М., Демченко В. В. и др. Численное моделирование некоторых задач лазерного сжатия оболочек. — ЖВММФ, 1978, т. 18, № 2.
9. Магомедов К. М., Холодов А. С. О построении разностных схем для уравнений гиперболического типа на основе характеристических соотношений. — ЖВММФ, 1969, т. 9, № 2.
10. Самарский А. А., Волосевич П. П. и др. Метод конечных разностей для решения одномерных нестационарных задач магнитной гидродинамики. — ЖВММФ, 1968, т. 8, № 5.
11. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
12. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г. и др. Нагрев дейтериево-тритиевой плазмы до термоядерных температур с помощью излучения ОКГ. Препринт ФИАН СССР, 1972, № 66.

Поступила 15/VI 1984 г.

УДК 620.178.73

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ УДАРНЫХ АДИАБАТ НИЗКОПЛОТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Л. В. АЛЬТШУЛЕР, Г. С. ДОРНИН, С. В. КЛОЧКОВ

(Москва)

Исследование хода ударных адиабат материалов с пониженной начальной плотностью дает возможность судить о состоянии вещества в области высоких давлений и температур. Обычно при определении ударных адиабат используется «метод отражения» [1]. В образец из экрана с известной ударной адиабатой вводится ударная волна. Регистрируется скорость ударной волны в экране и исследуемом образце. Массовая скорость в исследуемом материале определяется на основании измеренных значений скорости ударной волны и ударной адиабаты материала экрана. Давление p и степень сжатия σ вещества на ударной адиабате определяются по законам сохранения:

$$p = \rho_0 Du, \quad \sigma = \rho/\rho_0 = D/(D - u),$$

где ρ_0 — исходная плотность исследуемого материала; ρ — плотность материала за фронтом ударной волны (ФУВ); D — скорость ударной волны; u — массовая скорость.

Используются и другие методы [2, 3], когда в исследуемом материале при помощи нескольких электромагнитных датчиков определяются скорость ударной волны и массовая скорость.

Все эти методы дают хорошие результаты при определении ударных адиабат слабосжимаемых веществ. При исследовании низкоплотных материалов, обладающих значительной сжимаемостью, методами [1—3] не удается точно определить степень сжатия вещества на ударной адиабате. Дело в том, что в низкоплотных материалах значения скорости ударной волны D и массовой скорости u близки между собой, поэтому при независимом измерении этих величин их разность определяется с большой ошибкой. Это в свою очередь приводит к значительным ошибкам в определении степени сжатия вещества за фронтом УВ.

Для повышения точности определения степени сжатия вещества за ФУВ предлагается метод, позволяющий непосредственно измерять временной интервал, пропорциональный разности $(D - u)$. Для этого в исследуемый образец из экрана вводится ударная волна с постоянными параметрами за фронтом, а в образце на расстоянии h_0 от экрана помещается игла из токопроводящего материала, динамическая жесткость которого значительно превышает динамическую жесткость материала образца. Такая игла за фронтом ударной волны обтекается ударно-сжатым веществом и прак-