

9. Кацман. Приборы СВЧ.— М.: Высш. шк., 1983.
10. Катешов В. А., Свешников В. М. Автоматизация описания краевых задач и начальных условий в пакете прикладных программ ЭРА.— Новосибирск, 1980.— (Препринт/ВЦ СО АН СССР; № 226).
11. Гатрич В. Н., Свешников В. М. Расчет электростатических полей сложных изоляционных конструкций в пакете прикладных программ ЭРА.— Новосибирск, 1983.— (Препринт/ВЦ СО АН СССР; № 443).

Поступила 25/IX 1987 г.

УДК 533.6.011,72

РАСЧЕТ СИЛЬНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ УДАРНЫХ ВОЛН, СХОДЯЩИХСЯ К ЦЕНТРУ СИММЕТРИИ

А. И. Марченко, В. В. Урбан

(Минск)

В автоматическом решении задачи о сходящейся сильной ударной волне (УВ) [1, 2], рассматриваемой как бесконечно тонкий математический разрыв в идеальном газе, асимптотическое приближение фронта к центру симметрии ($R \rightarrow 0$) дает неограниченный рост плотности энергии. В реальной среде фронт УВ имеет конечную толщину и конкретную структуру, определяемую совокупностью диссипативных физических процессов (вязкость, теплопроводность, ионизация, излучение) [3]. Это приводит к ограничению кумуляции, описываемой газодинамической моделью сплошной среды, в окрестности фокусировки, минимальный размер которой определяется газокинетическим пробегом частиц. Рассмотрение сходящихся УВ на основе решения кинетического уравнения Больцмана показало [4], что величины макропараметров (плотность, давление, температура, скорость) газа принимают всюду конечные значения. Имеется ряд работ, посвященных изучению сходящихся УВ в рамках газодинамической модели среды с учетом электронной или лучистой теплопроводности [5, 6], вязкости, теплопроводности и обмена энергией между ионами и электронами в двухтемпературной полностью ионизованной плазме [7—10], а также излучения с планковским средним коэффициентом поглощения (оптически тонкий случай) в трехтемпературном приближении [11]. Как известно [3], существует большое различие в длинах свободного пробега фотонов и частиц среды, вследствие чего полная задача асимптотически расчленяется на: а) задачу с УВ в идеальном газе с излучением; б) задачу с УВ без излучения с учетом электронной теплопроводности и обмена энергией в соударениях ионов и электронов и т. д. [12]. В продолжение исследований [5, 11] в настоящей работе рассматривается задача «а», когда основным процессом, определяющим структуру фронта, является перенос энергии излучением, а толщина скачка, обусловленная электронной теплопроводностью и другими диссипативными эффектами, предполагается бесконечно малой. Как показали расчеты, при схождении сильных излучающих УВ сверхкритической амплитуды основную часть пути фронты прогретной тепловой волны (ТВ) и УВ движущаяся по автоматическим степенным законам, аналогичным [1, 2]. Перенос энергии излучением не в состоянии ограничить кумуляцию плотности энергии газа при асимптотическом приближении фронта к центру симметрии, и конечные размеры окрестности фокусировки могут быть определены лишь при учете вязкости в скачке уплотнения. В оптически тонкой среде с сильно неравновесным излучением обнаружено расщепление фронта на две УВ, подтверждающее результаты [11]. Продольная плотность газа в момент фокусировки многократно превосходит плотность в идеальном газе [1, 2], однако остается конечной. С ростом оптической толщины газа, когда излучение становится почти равновесным, характер кумуляции видоизменяется, переходя от идеальной газовой [1, 2] (конечная плотность, бесконечная температура) к теплопроводной [5] (бесконечная плотность, конечная температура).

1. Газодинамическое течение в одностепенном приближении рассчитывалось с помощью известного лагранжева конечно-разностного метода с искусственной вязкостью [13] на нерегулярных массовых сетках с прогрессией 1,4, построенных от центральной ячейки до границы расчетной области. Перенос энергии излучением рассматривался в предположении, что рассеяние, давление и энергия излучения малы, при этом в газе имеется локальное термодинамическое равновесие. Основное содержание расчетного метода состоит в следующем. Для определения средних групповых по спектру интенсивностей $J_{k,j+1}^{\pm}$, задаваемых в узлах конечно-разностной сетки $[R_j, R_{j+1}]$, воспользуемся уравнениями, записанными для положительного (+) и отрицательного (—) направлений

распространения излучения в соответствии с идеей, описанной в [14]

$$(1.1) \quad \begin{aligned} S_j J_{kj}^+ &= S_j B_{kj} + S_{j-1} (J_{kj-1}^+ - B_{kj-1}) E_{kj-1}^+ - \\ &- (B_{kj} S_j - B_{kj-1} S_{j-1}) \Delta_{kj+1/2}^+ + g_{kj}^+ (J_{kj-1}^+ - J_{kj-1}^-), \\ S_{j-1} J_{kj-1}^- &= S_{j-1} B_{kj-1} + S_j (J_{kj}^- - B_{kj}) E_{kj}^- - (B_{kj-1} S_{j-1} - B_{kj} S_j) \Delta_{kj-1/2}^- - \\ &- g_{kj-1}^- (J_{kj-1}^+ - J_{kj-1}^-). \end{aligned}$$

Здесь $S_j = R_j^n \Delta R_j$ — коэффициенты, пропорциональные площадям поверхностей ячеек в плоском, цилиндрическом и сферическом случаях

$$(n = 0, 1, 2); B_{kj} = \int_{v_k}^{v_{k+1}} B_j dv; B = 15\sigma v^3 \exp^{-1}(v/T - 1)/\pi^4 — равновес-$$

ная интенсивность в k -м спектральном интервале для j -й ячейки ($k = 1, 2, \dots, M$); $E_{kj}^\pm = \exp(-\tau_{kj+1/2}^\pm/\mu_{kj}^\pm)$; $\Delta_{kj+1/2}^\pm = (1 - E_{kj}^\pm) \mu_{kj}^\pm/\tau_{kj+1/2}^\pm$; $\tau_{kj+1/2}^\pm = \kappa_{kj+1/2}^\pm \Delta R_j$ — оптическая толщина j -й ячейки; $\kappa_k = \kappa_k^p \times \times \exp(-\kappa_k^n) + [1 - \exp(-\kappa_k^n)] \kappa_k^p$ (κ_k^p, κ_k^n — планковский и росселандовские средние коэффициенты поглощения в k -й группе энергий квантов); μ_{kj}^\pm — средний косинус угла между направлением распространения излучения и координатой R ; $g_{kj}^\pm = d_{kj}^\pm \exp(-\tau_{kj+1/2}^\pm) (S_j - S_{j-1})$ — коэффициент «сферичности» [15], получаемый осреднением интенсивностей вдоль лучей, касательных к поверхности сферического слоя [16]: $d_k^\pm = (J_k)_\mu=0 / (J_k^+ + J_k^-)$. В цилиндрическом случае d_k^\pm должен учитывать излучение, уходящее вдоль оси цилиндра, и зависит от азимутального угла [17].

Первые три члена в правой части (1.1) получены в предположении линейного изменения $B_{j+1} = B_j + (B_{j+1} - B_j)(\tau_{j+1} - \tau_j)/\Delta\tau$ [18] на границах конечного отрезка $[R_j, R_{j+1}]$ с оптической толщиной $\Delta\tau = \kappa_{j+1/2}(R_{j+1} - R_j)$. Предельным переходом $\Delta\tau \rightarrow 0$, $\exp(-\tau/\mu) \approx \approx 1 - \tau/\mu$, $(R + \Delta R)^n \approx R^n + n\Delta R R^{n-1}$ при $\mu^\pm = 1/2$ соотношения (1.1) преобразуются в дифференциальные уравнения «вперед — назад» в различной геометрии $n = 0$ [3], $n = 2$ [19]. В случае больших оптических толщин выражения (1.1) соответствуют предельному приближению лучистой теплопроводности [3] $J_j^\pm = B_j \mp \frac{S_j B_j - S_{j\mp 1} B_{j\mp 1}}{S_j \tau_{j\mp 1/2}^\pm} \mu^\pm$. Граничные усло-

вия для (1.1) задаются в центре симметрии $j = 1$, $J_{k1}^+ = J_{k1}^-$ и на границе рассчитываемой области $j = N$, $J_{kN}^- = J_{k0}$ (J_{k0} — средняя интенсивность падающего извне излучения). После решения $2M \times N$ алгебраических уравнений (1.1) методом потоковой прогонки [20] находятся суммарные по спектру поток и плотность энергии излучения:

$$F_j = 2 \sum_{k=1}^M (\mu_{kj}^+ J_{kj}^+ + \mu_{kj}^- J_{kj}^-), \quad U_j = \frac{2}{c} \sum_{k=1}^M (J_{kj}^+ + J_{kj}^-).$$

Для апробации метода (1.1) рассчитана задача [21] о столкновении двух плоских УВ, возбуждаемых массивными поршнями в парах висмута различной оптической толщины. Перед фронтом УВ возникал прогревный слой ТВ, расширяющийся со сверхзвуковой скоростью. В обоих случаях излучение было существенно неравновесным и на фронте появлялся тонкий температурный пик $T_+ = (3 - \gamma)T_\Phi$ (T_Φ — температура за фронтом) [3], характерный для УВ сверхкритической амплитуды. Сопоставление расчетов по уравнениям (1.1) при $\mu_k^\pm = 1/2$ с данными [21] показало, что скорости распространения ТВ и УВ совпадают, при этом различие по T_+ составляло не более 20 %, а расхождение односторонних потоков энергии излучения F^\pm с фронта в разные моменты времени не превышало нескольких процентов.

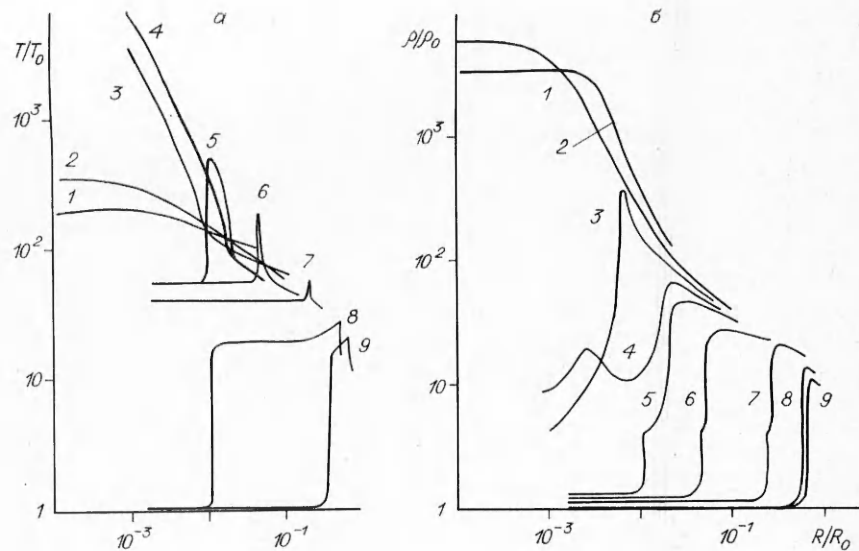
Для тестирования метода в диапазоне больших оптических толщин рассчитана задача о радиационном остывании неподвижного газового

объема для плоского и сферического случаев. Расчеты, полученные с помощью уравнений (1.1), полностью воспроизводят известное автомодельное решение этой задачи $\tilde{R}_\Phi \sim t^{1/(k+2)}$ ($n = 0$) и $R_\Phi \sim t^{1/(3k+2)}$ ($n = 2$) при $k = 6,5$ [3], когда оптическая толщина прогревного слоя за фронтом ТВ в процессе охлаждения возрастает до $\tau \geq 10$. В газе с такой оптической толщиной излучение находится в равновесии с веществом $F^+ \equiv \sigma T_\Phi^4$ и достигается предел лучистой теплопроводности.

2. При рассмотрении сильной сходящейся УВ с собственным излучением выбор граничных условий, определяющих ее возбуждение, по видимому, не очень существен и в отсутствие приходящего извне излучения ($J_0 = 0$) достаточно удовлетворить требованию [7] о том, чтобы скорость поршня возрастала медленнее, чем у УВ. При этом можно воспользоваться, например, граничными условиями на распаде разрыва. Пусть из внешнего бесконечного слоя нагретого газа в момент времени $t > 0$ начинается разлет внутрь сферической полости радиуса R_0 , заполненной газом с давлением p_0 , плотностью ρ_0 . Условия на разрыве выберем равными $p/p_0 = 480$, $\rho/\rho_0 = 8$, которые часто используются для проведения тестовых расчетов сильных УВ [22]. За контактной границей — «поршнем», генерирующим УВ, — газ предположим адиабатическим и оптически прозрачным, тем самым влияние на кумуляцию потерь энергии за счет собственного излучения ударно-сжатого газа в сходящейся волне оценится по верхнему пределу. Отметим, что p_0 , ρ_0 могут изменяться в достаточно широком диапазоне значений и должны быть такими, чтобы тепловый поток в газе был сопоставим или превышал поток гидродинамической энергии (в УВ сверхкритической амплитуды $F > G \cong \rho u^3/2$), но не мог быть больше тех пределов, выше которых необходим учет энергии и давления излучения.

Как известно [3], в стационарных волнах такой амплитуды структура скачка уплотнения и ширина релаксационной зоны определяются излучением и можно пренебречь различием ионной и электронной температур, вязкостью и теплопроводностью. В этих условиях естественно и удобно воспользоваться приближением полностью ионизованного газа, для которого термодинамические соотношения и коэффициенты κ^p , κ^p поглощения тормозного излучения хорошо известны [3]. Полагая p_0 , ρ_0 постоянными, можно варьировать оптические характеристики газа в полости путем изменения заряда ядра Z , который входит в формулы для температуры и коэффициентов поглощения и диапазон изменения которого определяется условием полной ионизации среды. Оценку максимальному Z можно сделать по столкновительному механизму ионизации, проверяя выполнение условия $I_m/T \approx 0,1$ (I_m — потенциал ионизации последнего электрона из первой оболочки атома), откуда имеем $Z_m \approx 30$.

Рассмотрим результаты расчетов сильных излучающих УВ, сходящихся к центру симметрии в газе различной оптической толщины ($Z = 1$ и 30). Для варианта $Z = 1$ на рис. 1, а, б показано изменение температуры и плотности при сжатии и отражении волны в моменты времени $t/t_c = 1,002; 1; 0,997; 0,993; 0,991; 0,976; 0,875; 0,586; 0,468$ (линии 1—9) в зависимости от относительной длины пути, проходимого волной. Этот путь отсчитывается от середины первой счетной ячейки до контактной границы с внешним газом, возбуждающим УВ. Здесь t_c — момент предельного сжатия газа в центре (коллапса УВ). Из рис. 1, а видно, что на начальной стадии движения по «холодному» газу к центру распространяется ТВ, за фронтом которой в прогревном слое газодинамическое движение слабое: массовая скорость достигает лишь 10 % от скорости на фронте, плотность возрастает в 1,3 раза, давление $p/p_0 \geq 100$. Начальная оптическая толщина полости $\tau \sim 10^3$ после прохождения ТВ к моменту $t/t_c = 0,587$ уменьшается до $\tau \sim 1$, при этом УВ имеет амплитуду, близкую к критической. Дальнейшее схождение УВ к центру сопровождается усилением кумуляции плотности энергии, в результате чего все газодинамические величины в окрестности фронта возрастают. При $t/t_c = 0,875$ (рис. 1, а, кривая 7) УВ достигает сверхкритической амплитуды.



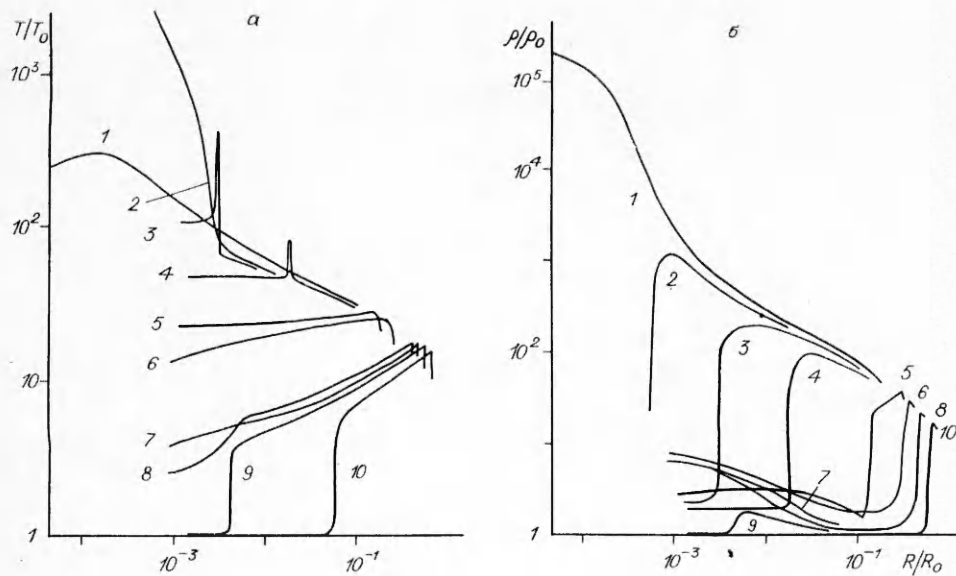
Р и с. 1

литуды ($F > G$), оптическая толщина ($\tau \approx 0,3$) уменьшилась и излучение стало существенно неравновесным ($F \ll \sigma T_{\Phi}^4$). Заметим, что полученные профили температуры в прогревном слое и на фронте УВ качественно соответствуют расчетам начальной стадии сходящейся УВ сверхкритической амплитуды [21, 23]. Однако в нашем случае режим «светового котла», рассмотренный в [24, 23], по-видимому, не реализуется в полной мере, так как некоторое количество световой энергии из газа за фронтом УВ может посредством лучистой теплопроводности выходить через контактную границу, прозрачную согласно принятой постановке задачи.

Как видно из рис. 1, б, с ростом амплитуды волны на фронте все отчетливее проявляются два скачка плотности: первый имеет сжатие $\rho/\rho_0 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) \approx 4$ ($\gamma = 5/3$) и совпадает с точкой максимума температуры T_+ , второй ($\rho/\rho_0 \sim 10-100$) соответствует точке перегиба экспоненциально убывающего профиля температуры $T = T_{\Phi}$ (т. е. в том месте, где температура совпадает с $T = T_{\Phi}$). До некоторого момента времени на фронте УВ имеется по одному максимуму скорости и давления, расположенных в месте второго скачка. С приближением к центру симметрии ($R \leq 0,01 R_0$) интенсивность кумуляции резко возрастает, так что каждый из двух скачков плотности, образующих вместе некоторую пространственную структуру, начинает двигаться по своему закону. При этом на кривых давления и массовой скорости появляются два максимума, соответствующие указанным скачкам плотности. По-видимому, это связано с расщеплением структуры на две волны, аналогичные «малой» и «большой» УВ, обнаруженные в [11]. Хотя после расщепления профили температуры и плотности на рис. 1, а, б (кривые 5) качественно слабо видоизменяются, законы движения скачков, как будет показано ниже, становятся существенно различными*.

Момент времени $t/t_c = 0,993$ (кривые 4 на рис. 1, а, б) соответствует фокусировке «малой» УВ и характеризуется достижением первого абсолютного максимума температуры $T/T_0 = 65000$ и предельной плотности $\rho_{\text{п}}/\rho_0 = 8,2$, которая с точностью $\approx 10\%$ отвечает значению $\rho_{\text{п}}/\rho_0 = 7,34$, полученному в расчетах для идеального газа с $\gamma = 5/3$. Как видно из рис. 1, б, справа от предельного значения располагается пик максимальной плотности $\rho_m/\rho_0 = 63$, обусловленный массовым дожатием вещества,

* Отметим, что в [24] в расчете с вязкостью сходящаяся УВ по мере роста температуры начинала замедляться, но после некоторого момента вновь становилась ускоряющейся, хотя и сильно ослабленной. Процесс выглядел так, как будто на некотором малом радиусе происходил распад разрыва.

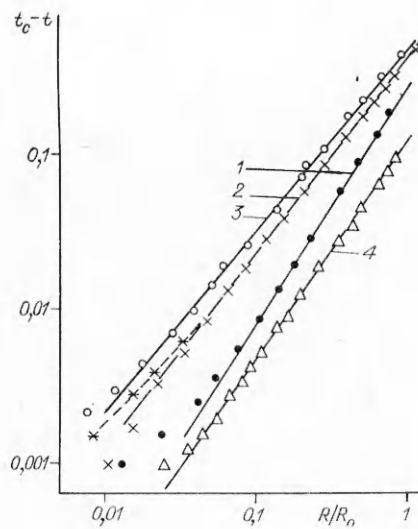


Р и с. 2

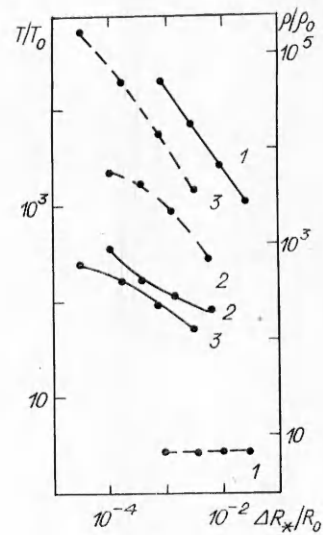
значительно большим, чем в идеальном газе с $\gamma = 5/3$ ($\rho_m/\rho_0 = 32,7$ [25]). Если отвлечься от влияния «большой» УВ, то можно заключить, что качественная картина в момент фокусировки «малой» УВ идентична картине коллапса УВ в идеальном газе. Кривые 1—3 на рис. 1, а, б соответствуют отходу «большой» УВ от центра симметрии, моменту коллапса ($t = t_c$) и отражению «малой» УВ. Существенная особенность этой фазы развития рассматриваемых процессов задачи — достижение очень высоких степеней сжатия $\rho = 6,47 \cdot 10^3 \rho_0$ по сравнению с адиабатическим случаем.

При схождении сильной излучающей УВ сверхкритической амплитуды ($F_\phi > G_\phi$) в газе большой оптической толщины имеет место равновесие излучения с веществом ($F = \sigma T_\phi^4$) и газодинамическое движение за фронтом ТВ настолько интенсивно, что обуславливает многократное отражение возмущений от центра симметрии. Для варианта $Z = 30$ на рис. 2, а, б в зависимости от расстояния, проходимого сходящейся УВ к центру, показаны профили относительных температур и плотностей в моменты времени $t/t_c = 1,000; 0,9996; 0,9990; 0,9934; 0,9240; 0,9020; 0,6276; 0,5875; 0,5536; 0,4534$ (линии 1—10). В этом расчете начальная оптическая толщина в полости составляла $\tau \sim 10^4$ и после первого прохождения ТВ уменьшалась в прогревом слое до $\tau \sim 100$. При таких значениях τ фронт возмущения отражается от центра симметрии и распространяется навстречу сходящемуся газодинамическому потоку. В момент отражения ТВ ($t/t_c = 0,587$, рис. 2, а, б) сжатие газа в центре достигает $\rho/\rho_0 = 6,6$, а температура почти не изменяется. Лишь повторное прохождение ТВ от фронта УВ к центру ($t/t_c = 0,902$) увеличивает температуру в прогревом слое почти в 5 раз, причем сжатие газа уменьшается до $\rho/\rho_0 \approx 2-4$. Новое отражение потока от центра совпало по времени с подходом УВ, амплитуда и поток F^- с фронта которой начинают резко возрастать. При этом оптическая толщина перед фронтом УВ уменьшается до $\tau \approx 2$ и прогревный слой становится изотермическим. С момента $t/t_c \approx 0,9530$ излучение начинает приобретать неравновесный характер ($\eta = T_\phi/(F_\phi/\sigma)^{1/4} > 1$), но до прихода УВ в первую от центра ячейку η не превышает 10. Расщепления структуры сходящейся волны в этом варианте не обнаружено. Укажем для сравнения, что для варианта $Z = 1$ в момент времени $t/t_c = 0,9910$, близкий к моменту расщепления, степень неравновесности η была свыше 300.

Для рассмотренных вариантов расчетов фокусировки УВ на рис. 3 приведены траектории фронтов ТВ (для $Z = 1$ и 30 они совпадают, линия



Р и с. 3



Р и с. 4

1) и УВ ($Z = 1$; 30 — линии 2, 3). Линия 4 — адиабатическая УВ, сходящаяся в идеальном газе с $\gamma = 5/3$. Штрихами показана траектория «большой» УВ после расщепления. Как видно, фронты первой ТВ до $R/R_0 < 0,1$, а фронты УВ до прихода в первую от центра ячейку расчетной сетки движутся по закону $R \sim t^{-(h-1)}$. Сильно излучающие УВ отстают от адиабатической, однако, как показывает анализ расчетных данных, имеют идентичную автомодельную зависимость газодинамических величин на фронте: $p \sim T \sim R^{-2(k-1)}$, $u \sim R^{-(k-1)}$. В идеальном газе ($\gamma = 5/3$) $k = 1,453$ [25], численные значения для $Z = 30$ и 1 $k = 1,25$ и $1,3$ соответственно. Последняя величина совпадает с приведенной в [11], однако получена здесь без учета электронно-ионных вязкости и теплопроводности, различия температур этих компонент и их взаимного обмена энергией.

В численных расчетах в окрестности фокусировки любых УВ всегда получаются ограниченные значения, зависящие от задания расчетной вязкости. При этом в идеальном газе с увеличением подробности описания окрестности центра симметрии (размера и числа расчетных ячеек) предельные температура и давление возрастают по автомодельному закону $T_{\text{п}} \sim p_{\text{п}} \sim \Delta R_*^{-2(k-1)}$, где ΔR_* — минимальный в момент сжатия размер первой от центра ячейки расчетной сетки, а плотность всегда остается постоянной. В сильно излучающих УВ при уменьшении окрестности фокусировки предельные параметры, во-первых, изменяются не по автомодельному закону (по-видимому, это обусловлено общей неавтомодельностью задачи о сходящейся излучающей УВ) и, во-вторых, зависят от оптической толщины газодинамического течения. При этом в излучающем газе имеет место многократное увеличение предельного сжатия $\rho_{\text{п}}/\rho_0 \sim 10^2-10^4$, сопутствующее радиационному остыванию вещества. На рис. 4 изображены зависимости температуры (сплошные линии) и плотности (штриховые) для различных расчетных размеров окрестности центра симметрии в момент коллапса УВ для идеально газового (линия 1) и вариантов с $Z = 1$ и 30 (линии 2, 3). Как следует из приведенных результатов, во всех случаях кумуляция плотности энергии в газе неограниченно растет и не устраняется переносом энергии излучением, однако характер кумуляции в идеальном газе (конечная плотность, бесконечная температура) видоизменяется в оптически толстой среде (бесконечная плотность, конечная температура), что отвечает известному выводу [5], полученному в приближении лучистой теплопроводности.

Обсуждая результаты расчетов сходящихся УВ конечно-разностными методами, нельзя не остановиться на вопросе корректности и гра-

ницах применимости получаемых решений. В идеальном газе необходимое условие правильности численного решения — его совпадение с автомодельным (на что указывалось также в [9]). Однако такое условие не может быть достаточным, поскольку соответствие автомодельному закону наблюдается лишь на ограниченном отрезке пути на некотором расстоянии от центра симметрии. Вследствие этого необходим анализ поведения численного решения при увеличении подробности описания окрестности фокусировки. Проведенное изучение задачи о сходящихся УВ в идеальном газе показало, что численным путем за счет изменения количества ячеек можно найти конечный размер окрестности центра симметрии $R_* \geq \geq \Delta R_*/R_0$ такой, что при расчете с уменьшенной центральной ячейкой разностной сетки ΔR_1 распределения всех газодинамических величин при $R/R_0 > R_*$ в каждый момент времени в обоих расчетах совпадают с некоторой точностью. Последовательным уменьшением ΔR_1 (с увеличением полного числа ячеек) можно добиться сходимости профилей газодинамических величин с любой заданной точностью. Это обусловлено тем, что в автомодельном решении полная энергия $E \sim R^{5-2k}$ при $R \rightarrow 0$ на фронте УВ уменьшается настолько сильно, что не оказывает влияния на газодинамические параметры сходящегося и расходящегося (после отражения) потока. Численное решение удачно «избегает» трудностей в центре симметрии, переходя при $R/R_0 > \tilde{R}_*$ с одной ветви асимптотики на другую.

Аналогичная зависимость полной энергии и сходимость профилей газодинамических величин имеют место в расчете фокусировки сильных излучающих УВ. Например, при росте числа ячеек внутри полости от 50 до 70, 100 и 130 с одновременным уменьшением каждого предыдущего размера центральной ячейки в 3 раза удовлетворительное совпадение профилей достигается на сетке в 100 ячеек. В этих вариантах суммарная по времени высвеченная энергия, отнесенная к полной энергии газа в полости (интеграл берется от $R = 0$ до контактной границы), на момент коллапса изменялась следующим образом: 0,333; 0,317; 0,314; 0,313 ($Z = 1$); 0,398; 0,386; 0,383; 0,383 ($Z = 30$).

На основании сказанного можно сделать вывод, что достаточное условие корректности численного решения выполняется лишь вне некоторой окрестности R_* фокусировки УВ. В газодинамической модели описания среды конкретное значение R_* зависит от механизмов диссипации энергии во фронте УВ, учитываемых в задаче (случаи «а», «б» и т. д. [12]). По-видимому, минимальная окрестность фокусировки будет достигнута при учете вязких эффектов в скачке уплотнения. В полностью ионизованной плазме этот масштаб сопоставим с длиной кулоновского пробега ионов. Окончательное определение параметров при кумуляции сходящейся УВ возможно лишь в газокINETической модели.

Авторы выражают благодарность М. В. Бабыкину и Л. И. Рудакову за внимание к работе и обсуждения, В. С. Имшеннику за ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Guderley G. Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstosse in der Nahe des Kugelmittelpunktes bzw der Zylinderachse // Luftfahrtforschung. — 1942. — Bd 19, N 9.
2. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. — М.: Наука, 1971.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматгиз, 1963.
4. Кудин И. И., Рыков В. А. О схождении к центру и отражении сферической волны в газе // ЖВММФ. — 1976. — Т. 16, № 5.
5. Забабахин Е. И., Симоненко В. А. Сходящаяся ударная волна в теплопроводном газе // ПММ. — 1965. — Т. 29, вып. 2.
6. Махмудов А. А. Схождение ударной волны к центру симметрии и ее отражение в теплопроводном газе // Учен. зап. ЦАГИ. — 1980. — Т. 11, № 4.
7. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С. Сходящаяся цилиндрическая ударная волна в плазме с учетом структуры фронта // ЖВММФ. — 1963. — Т. 3, № 5.

8. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С. О сходящейся цилиндрически симметричной ударной волне при наличии диссипативных эффектов // ПММ.— 1965.— Т. 29, № 6.
9. Берченко Е. А., Коробейников В. П. Численное исследование сходящихся ударных волн // ДАН СССР.— 1976.— Т. 230, № 6.
10. Имшенник В. С. Кумуляция сходящихся ударных волн с учетом диссипативных процессов // ПМТФ.— 1980.— № 6.
11. Бардин П. А. Фокусировка ударной волны в трехтемпературной плазме // ПМТФ.— 1984.— № 4.
12. Имшенник В. С. Структура ударных волн в плотной высокотемпературной плазме // Физика плазмы.— 1975.— Т. 1, вып. 2.
13. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
14. Ельяшевич М. А., Романов Г. С., Станкевич Ю. А. Расчет параметров светоэрозийных плазменных факелов с учетом спектральной зависимости их излучательных характеристик // Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа»/ Под ред. И. В. Немчинова и Н. Н. Пилюгина.— М.: МГУ, 1981.— Т. 1.
15. Немчинов И. В. Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач // ПММ.— 1970.— Т. 34, вып. 4.
16. Базылев Б. Н., Романов Г. С. Численное решение спектральной радиационно-газодинамической задачи о лучистом охлаждении сферического объема плазмы с учетом нестационарности процесса переноса излучения // ИФЖ.— 1981.— Т. 41, № 2.
17. Рекин А. Д. Уравнения переноса излучения в приближении Шустера — Шварцшильда для задач со сферической и цилиндрической симметрией // ТВТ.— 1978.— Т. 16, № 4.
18. Голубь А. П., Маливина Т. Б., Немчинов И. В. Об осреднении уравнений переноса излучения при решении двумерных радиационно-газодинамических задач // ИФЖ.— 1983.— Т. 45, № 4.
19. Романов Г. С., Базылев Б. И., Степанов К. Л. Лучистое охлаждение разлетающегося в вакуум сферического облака полностью ионизованного газа // ДАН БССР.— 1978.— Т. 22, № 2.
20. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики.— М.: Наука, 1980.
21. Немчинов И. В., Трубецкая И. А., Шувалов В. В. Интенсивно излучающие сверхкритические ударные волны // ПМТФ.— 1986.— № 2.
22. Жмакин А. М., Фурсенко А. А. Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета // ЖВММФ.— 1980.— Т. 20, № 4.
23. Немчинов И. В., Шувалов В. В. Об излучении сходящихся ударных волн // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 10.
24. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С. К магнитогазодинамической теории пинч-эффекта в высокотемпературной плотной плазме // Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича.— М.: Атомиздат, 1967.— Вып. 5.
25. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.

Поступила 19/VIII 1987 г.

УДК 550.385.37

ИСКАЖЕНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ РАСПИРЯЮЩИМСЯ ПЛАЗМЕННЫМ ШАРОМ, НАХОДЯЩИМСЯ В СЛАБОПРОВОДЯЩЕМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

М. К. Аблязов, В. В. Сурков, А. С. Чернов

(Москва)

Расширение ионизованного газа в полости, находящейся в конденсированной среде в магнитном поле, приводит к возникновению электромагнитных возмущений. Другой источник электромагнитных полей — ударная поляризация вещества в волне напряжений, возникающей в конденсированной среде под действием расширяющейся газовой полости [1]. Представляет интерес выяснение роли обоих механизмов и сопоставление их вкладов в общий электромагнитный сигнал (амплитуда, спектр, поляризация и т. п.).

В настоящей работе изучается сильно нагретый плазменный шар, расширяющийся в конденсированной слабопроводящей среде, граничащей с вакуумом. Рассчитываются эффективный магнитный момент плазменного шара, а также электромагнитное поле на плоской границе с вакуумом. Анализируется зависимость формы и спектра сигнала от параметров плазмы и свойств среды. Сравнивается влияние исследованного в работе эффекта и обусловленного ударной поляризацией конденсированной среды [1].

Рассмотрим однородный плазменный шар, помещенный в однородное магнитное поле H_0 . Пусть при $t > 0$ радиус шара начал увеличиваться по закону $R(t) = R_0\varphi(t)$, а электропроводность плазмы в шаре изменяется