

УДК 533.6.011.72

АНДРУЩЕНКО В. А., МЕЩЕРЯКОВ М. В., ЧУДОВ Л. А.

## ОТРАЖЕНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ПЛОСКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ НА НЕЙ СЛОЯ НАГРЕТОГО ГАЗА

Изучение взаимодействия ударных волн с поверхностями актуально для решения широкого круга задач аэродинамики, теории взрыва, физики плазмы. Так, в [1] проведен анализ наземных разрушений, вызванных взрывом в атмосфере Земли крупных метеоритных объектов, в [2, 3] исследованы особенности отражения сферических ударных волн от жесткой плоскости, в [4–6] рассмотрены некоторые вопросы развития лазерного взрыва вблизи поверхности.

В данной статье численно исследуется двумерная осесимметричная задача о взаимодействии мелкомасштабных сферических ударных волн, инициированных лазерным взрывом, с абсолютно твердой плоскостью в присутствии теплого слоя газа. Подтвержден ряд эффектов, установленных ранее в ходе опытных и численных экспериментов [5–8]: искривление отраженного ударного фронта и его ускорение при прохождении через горячую центральную область лазерного взрыва (линзовый эффект), сильная деформация этой области, образование предвестника у поверхности перед ударной волной, взаимодействующей с теплым слоем, а также выявлены новые аномальные эффекты: образование пары «висячих» скачков уплотнения — одного на периферии горячей центральной зоны при взаимодействии с ней отраженной ударной волны и второго — за «маховской ножкой» в области тройной точки и др.

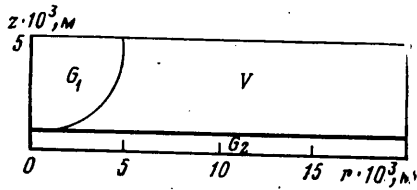
1. Пусть в некоторый момент в газе вблизи плоскости при оптическом пробое [9] возникает возмущенная область — лазерный взрыв. Эта область, несмотря на некоторую начальную асимметрию, быстро сглаживается и приобретает сферическую форму. Если расстояние центра взрыва от поверхности  $H'$  больше двух радиусов светящейся центральной области, то перенос энергии излучением практически не сказывается на процессе отражения и может описываться в рамках «чистой» газовой динамики [4]. Именно такой случай и рассматривается ниже. Пусть, кроме того, над поверхностью имеется тепловой слой толщины  $h'$  искусственного происхождения (возникающий, например, в результате автономного нагрева поверхности [5]).

Приведем математическую постановку описанной выше физической задачи. Исходная система уравнений — нестационарные уравнения Навье — Стокса для теплопроводного сжимаемого газа с постоянными коэффициентами переноса. С учетом осевой симметрии система уравнений, описывающих течение, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{1}{\rho} \left\{ -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \left[ \Delta v + \frac{1}{3} \nabla (\text{div } v) \right] \right\} \\ \frac{dT}{dt} &= -(\gamma - 1) T \text{div } v + \frac{\gamma}{\rho \text{Re Pr}} \Delta T \\ \frac{dp}{dt} &= -\gamma p \text{div } v + \frac{\gamma}{\text{Re Pr}} \Delta T, \quad p = \rho T \\ \frac{d}{dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + v \frac{\partial}{\partial z} \\ \text{Re} &= \frac{R_0 \sqrt{p_0 \rho_0}}{\mu}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p \mu}{k}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь  $t$  — время;  $r, z$  — цилиндрические координаты;  $\mathbf{v}=(u, v)$  — скорость газа;  $T$  — температура;  $\rho$  — плотность;  $p$  — давление;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $Re, Pr$  — числа Рейнольдса и Прандтля.

Обезразмеривание проводилось с помощью следующих масштабов: начальный радиус ударного фронта  $R_0$  — для длины,  $\sqrt{p_0/\rho_0}$  — для скорости,  $R_0\sqrt{\rho_0/p_0}$  — для времени. Здесь  $p_0$  и  $\rho_0$  — значения давления и плотности в невозмущенной среде,  $\mu$  и  $k$  — коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности,  $c_p$  и  $c_v$  — удельные теплоемкости.



Фиг. 1

Сформулируем следующую краевую задачу: в области  $V(t)=\{0 \leq r \leq f(t), 0 \leq z \leq \varphi(t)\}$  (см. фиг. 1) с подвижными правой  $f(t)$  и верхней  $\varphi(t)$  границами при  $t > 0$  найти функции  $u, v, T, p$ , удовлетворяющие системе уравнений (1.1), граничным и начальным условиям

влетворяющие системе уравнений (1.1), граничным и начальным условиям

$$r=0: \quad u = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} = 0; \quad r=f(t): \quad \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (1.2)$$

$$z=0: \quad u=v = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0; \quad z=\varphi(t): \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0$$

$$V(0)/(G_1 \cup G_2): \quad u=v=0, \quad p=T=1$$

$$G_1: \quad u=u_1(r, z), \quad v=v_1(r, z), \quad T=T_1(r, z), \quad p=p_1(r, z) \quad (1.3)$$

$$G_2: \quad u=v=0, \quad p=1, \quad T=T_2$$

Здесь  $u_1(r, z), v_1(r, z), T_1(r, z), p_1(r, z)$  — решение задачи о точечном взрыве в среде с противодавлением [10],  $T_2$  — характерная безразмерная температура в тепловом слое.

Начальные и граничные условия (1.2)–(1.3) содержат следующие безразмерные параметры:

$$h = \frac{h'}{R_0}, \quad H = \frac{H'}{R_0}, \quad p_\Phi = \frac{p_\Phi'}{p_0}, \quad T_2 = \frac{T_2'}{T_0} \quad (1.4)$$

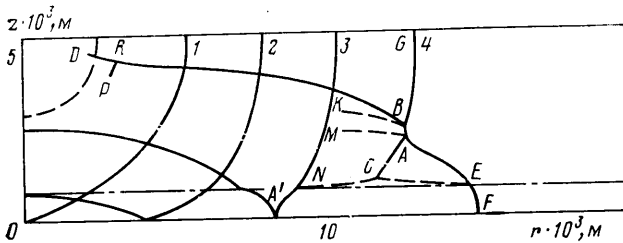
Здесь  $p_\Phi'$  — давление на фронте ударной волны в момент времени, выбранный за начальный,  $T_0$  — температура внешней среды.

Исходная система дифференциальных уравнений (1.1) аппроксимируется разностной. Используется неявная разностная схема расщепления по функциям и координатным направлениям. Для усиления стабилизирующих свойств схемы и устранения нефизических осцилляций в окрестностях разрывов, возникающих из-за немоноктонности схемы, применяется сглаживание (см. [3]).

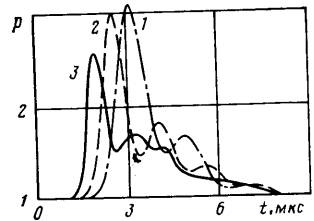
Контроль точности результатов счета ведется путем слежения за выполнением законов сохранения, а также с помощью вариации числа узлов (пересчетом на двойной по каждому направлению сетке). Основные расчеты осуществляются на сетке  $201 \times 61$  узлов. Проведенный контроль показал, что максимальный дисбаланс по массе равен 1,4%, а по энергии — 1,6%. Результаты расчетов на двойной сетке ( $401 \times 121$  узлов) незначительно отличались от основных в областях с большими градиентами искомых функций.

2. Поставленная выше задача решается для лазерного взрыва с параметрами, близкими к приведенным в [4, 6, 11]. Начальный радиус фронта  $R_0=5 \cdot 10^{-3}$  м, распределения газодинамических параметров в  $G_1$  соответствуют точечному взрыву с  $p_\Phi=2,2$  [10]. Центр взрыва находится на высоте  $H'=R_0+h'=6 \cdot 10^{-3}$  м над абсолютно жесткой нетеплопроводной поверхностью (см. (1.2)). Толщина равномерно прогретого теплового слоя у поверхности  $h'=10^{-3}$  м. Параметры невозмущенной среды:

$$\rho_0=1,27 \text{ кг/м}^3; \quad T_0=288 \text{ К}; \quad p_0=A\rho_0 T_0=1,01 \cdot 10^5 \text{ Па.}$$



Фиг. 2



Фиг. 3

Значения определяющих параметров выбираются следующими:  $Re=10^3$ ;  $Pr=1$ ;  $\gamma=1,4$ . В настоящей статье варьируется единственный безразмерный параметр из (1.4) —  $T_2$ , регулирующий температуру и соответственно плотность у поверхности. Рассматриваются три варианта: отражение в отсутствие нагретого слоя (при  $T_2=1$  (288 К) — вариант 1, при наличии слоя с  $T_2=1,74$  (500 К) — вариант 2 и с  $T_2=3,47$  (1000 К) — вариант 3.

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов. Отметим, что ниже при обсуждении результатов взаимодействия ударной волны с теплым слоем, если не будет специально оговорено, приводятся данные для варианта 3 ( $T_2=3,47$ ), в котором все эффекты более явно выражены.

При  $t=0,75$  мкс ударная волна входит в нагретый слой. По мере продвижения фронта в слое происходит ударный разогрев соответствующих зон последнего. Дальнейшее воздействие ударной волны на теплый слой напоминает картину взаимодействия жесткого шара с тонкой деформируемой пластиной: сферическая ударная волна как бы прижимает горячий газ к поверхности, сильно изменяя в зоне контакта поле температур. Так, в момент выхода скачка сжатия на подстилающую поверхность ( $t=1,9$  мкс) распределение температуры  $T(z)$  на оси симметрии ( $r=0$ ) имеет пикообразный вид: с максимумом  $T_{max}=4,46$  на поверхности ( $z=0$ ) и с минимумом  $T_{min}=1$  на внешней границе слоя ( $z=h=0,2$ ). В других сечениях по  $r$  ( $r=0,4; 0,8; 1,2; 1,6; 2$ )  $T(z)$  изменяется аналогичным образом по мере прохождения фронта с соответствующим запаздыванием по времени. Попавший в слой участок падающей ударной волны двигается по прогретому газу с ускорением, что приводит к некоторому искривлению сферической конфигурации головного фронта (см. кривую 1 на фиг. 2, штриховая линия здесь — граница горячей центральной зоны у точки энерговыделения).

О степени ускорения фронта можно судить по следующим цифрам: в тепловом слое с  $T_2=3,47$  падающая волна достигает поверхности при  $t=1,9$  мкс, с  $T_2=1,74$  — при  $t=2,48$  мкс, в его отсутствие ( $T_2=1$ ) — при  $t=3,47$  мкс. Кроме того, давление в волне при прохождении слоя падает, а ударный фронт «размазывается» аналогично тому, как это происходит при взаимодействии ударных волн с тепловыми неоднородностями [6–8]. Так, в вариантах 1–3 давление на поверхности при отражении равно соответственно 3,08; 3,01; 2,61.

Дифракция на начальном регулярном этапе при наличии слоя нагретого газа приобретает качественно новые особенности. Отраженный скачок при выходе из слоя (при  $t=3,45$  мкс) взаимодействует с контактным разрывом, распадаясь на две ударные волны, одна из которых идет вверх к точке начального энерговыделения, а другая вниз к поверхности. Ударная волна оказывается частично запертой в слое и совершает колебания между плоскостью и контактной границей с затухающей амплитудой. Эволюция этих сложных дифракционно-распадных процессов хорошо прослеживается по графикам зависимости давления от времени в точке эпицентра.

На фиг. 3 приведены такие графики  $p(t)$  для случаев: отсутствия слоя (кривая 1), при наличии слоя с температурой  $T_2=1,74$  (2) и 3,47 (3).

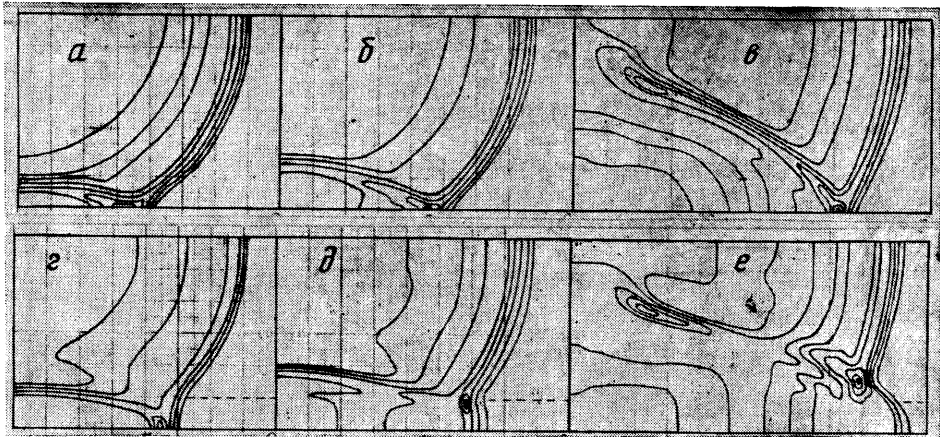
По графикам видно, что при большей температуре  $T_2$  падающая ударная волна быстрее достигает поверхности, а отраженная быстрее проходит слой. Это видно по временным сдвигам в профилях  $p(t)$  на фиг. 3: чем выше температура слоя, тем раньше функция  $p(t)$  достигает максимума, который соответствует моменту отражения. И если функция  $p(t)$  для варианта 1 — это кривая с двумя локальными максимумами (объяснение такого ее поведения см. в [3]), то соответствующие зависимости  $p(t)$  для вариантов 2 и 3 имеют большее число локальных максимумов, фиксирующих приход к поверхности и дифракцию вторичных скачков, возникающих в результате распада отраженных волн на границе теплового слоя.

Отметим еще одну особенность процесса дифракции при наличии теплового слоя. В варианте 1 отражение ударной волны от поверхности происходит в момент времени, когда уже практически отсутствует вертикальная составляющая скорости на оси  $z$ , направленная вниз. Из-за увеличения скорости распространения фронта в слое, как отмечалось выше, дифракция реализуется существенно раньше и отраженной волне приходится преодолевать достаточно интенсивное встречное течение газа. (Так, при  $t=2,78$  мкс максимальная отрицательная скорость встречного движения  $v_{\max}=-100$  м/с.)

Пока углы падения для головной волны относительно малы, реализуется регулярное отражение, при их переходе через предельное значение (см. кривую 2 на фиг. 2) осуществляется маховое отражение. Поскольку головной ударный фронт при наличии теплового слоя быстрее достигает поверхности, то в этом случае переход к нерегулярному отражению наступает раньше. Так, если для варианта 1 регулярная стадия отражения продолжается до 13 мкс, то для вариантов 2 и 3 — до 7 и 3,8 мкс соответственно. В точках у поверхности, удаленных от оси симметрии на угол больше предельного, образуется тройная ударная конфигурация: в тройной точке  $A'$  сходятся падающая ударная волна, отраженная волна и маховская ножка (см. кривую 3 на фиг. 2). Маховская ножка в тепловом слое достаточно быстро растет и к моменту времени  $t=6$  мкс (при  $T_2=3,47$ ) становится равной по высоте толщине слоя — 0,2 (для сравнения эта высота при  $T_2=1,74$  достигается при  $t=12,2$  мкс, а при  $T_2=1$  — при  $t=28,8$  мкс).

В процессе формирования маховской ножки давление за ударным фронтом в тепловом слое непрерывно уменьшается, но давление торможения все еще остается больше давления за ударным фронтом вне слоя — и предвестник не образуется. При выходе же маховской ножки из нагретого газа давление торможения в нем становится меньше, чем давление за головным фронтом, поэтому газ из теплового слоя не может проникнуть в область за фронтом, что приводит к отрыву потока. Расчеты по формулам, приведенным в [2], подтверждают, что к этому моменту критерий Г. И. Таганова как условие возникновения предвестника выполнен и действительно в этот момент ( $t \approx 7$  мкс) начинает образовываться предвестник. Для варианта 2 это происходит при  $t \approx 15$  мкс. (Для плоской ударной волны этот процесс подробно описан в [11, 12].)

К моменту времени  $t=8,6$  мкс устанавливается характерная картина течения (кривая 4 на фиг. 2). В результате взаимодействия головной и отраженной ударных волн с тепловым слоем происходит их трансформация в сложную волновую структуру — формируется головное образование и протяженный волновой пакет с чередующимися областями сжатия и разрежения:  $BG$  — оставшаяся невозмущенная часть основной ударной волны;  $AB$  — сохранившаяся часть маховской ножки;  $EF$  — часть волны, распространяющаяся по слою;  $AB$  и  $EF$  соединены косой ударной волной (предвестником)  $AE$ , практически прямолинейной. Для плоского случая этот процесс подробно описан в [11]. Приведенная в [11] формула для угла наклона косой волны к поверхности  $\sin \alpha = \sqrt{\omega} = 1/\sqrt{T_2}$  дает в рас-



Фиг. 4

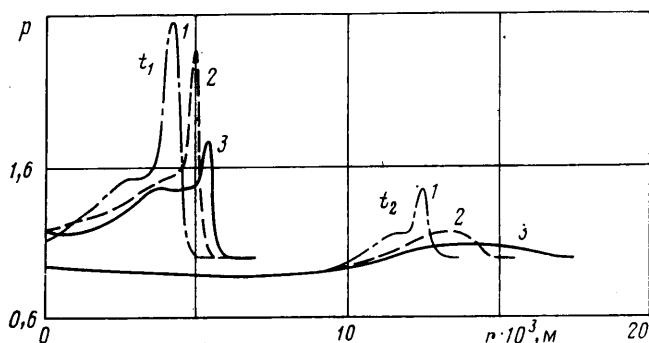
смаатриваемом случае (для варианта 3)  $\alpha=32,5^\circ$ . В расчетах же угол оказался равным  $35^\circ$ . При меньших температурах слоя угол наклона предвестника увеличивается: при  $T_2=1,74$  угол, рассчитанный по формуле, равен  $49,5^\circ$ , а полученный в ходе численного эксперимента —  $57^\circ$ .

Различие между теоретическими и расчетными значениями угла наклона объясняется тем, что ударная волна не плоская и ее интенсивность мала. И тем не менее при определенном увеличении температуры газа в слое (как и указывалось в [11]) разница в углах становится незначительной (например, в варианте 3). Предвестник поворачивает поток газа так, что он течет вдоль границы  $CE$  с газом из слоя (см. фиг. 2). Поток газа за  $AE$  (предвестником) имеет меньшее давление, чем за  $AB$ , и выравнивание этих давлений осуществляется во вновь образовавшейся внутренней ударной волне ( $AC$ ), в которой газ испытывает дополнительное сжатие.

На картине распределения изобар эта волна имеет вид висячего скачка уплотнения (см. фиг. 4г, е). Таким образом, точка  $A$  становится тройной точкой. Кроме того, из нее выходит контактный разрыв  $AM$  между газом, прошедшим одну ударную волну  $AB$ , и две волны  $AE$  и  $AC$ . Описанная ударная конфигурация в нижней части картины (см. кривую 4 на фиг. 2) аналогична схеме течения, полученной при движении плоской ударной волны по тепловому слою (см. фиг. 3 в [11]); однако полная картина из-за дополнительной отраженной волны  $BD$  еще более усложняется. Во-первых, имеет место еще одна тройная точка  $B$ , образовавшаяся пересечением двух ударных волн  $AB$ ,  $BG$  и отраженной волны  $BD$ , из которой, так же как и из  $A$ , во внутрь течения исходит тангенциальный разрыв  $KB$ , разделяющий газы, прошедшие через одну и две волны. Во-вторых, во внутренней области в результате взаимодействия отраженного скачка с горячей центральной зоной образуется (в виде висячего скачка уплотнения (см. фиг. 4)) еще одна дополнительная ударная волна  $PR$  (см. фиг. 2). Причина образования этого скачка подробно объяснена в [8] и поэтому здесь не излагается. Отметим только, что часть отраженного фронта, попавшая в горячую центральную область, заметно ускоряется и «размазывается», давление на ней сильно падает (линзовый эффект [6, 7]); а исходная сферическая конфигурация этой зоны под воздействием ударной волны заметно сплющивается снизу [8].

Анализ результатов численных расчетов позволяет выявить еще некоторые особенности, присущие изучаемому процессу.

В отличие от случая распространения плоской ударной волны по тепловому слою [5, 11–14] в наших расчетах в следе за прошедшим фронтом вихревое течение не образуется. Это объясняется следующими обстоятельствами: газ, который сворачивается в вихрь за плоской ударной волной,



Фиг. 5

в рассматриваемой здесь задаче попадает в поле скорости отраженной волны и приобретает положительную, направленную вверх компоненту вертикальной скорости и отрицательную компоненту горизонтальной скорости, так как в силу малой интенсивности волн  $AE$  и  $EF$  образовавшаяся за ними отрицательная фаза избыточного давления порождает возвратное течение к оси  $z$ . В итоге суммарное поле скорости, представляющее собой суперпозицию этих полей, «растаскивает» газ, не давая ему сворачиваться в вихрь, как это было в плоском случае. Причем из указанных факторов первый, по-видимому, является основным, противодействующим образованию вихревого течения.

В тройных точках  $A$  и  $B$  наблюдается локальное повышение температуры. (Подобный эффект был отмечен ранее в [12], а также выявлен в ходе экспериментов в [15].)

Внутри возмущенного газа имеется довольно протяженная застойная зона, хорошо заметная на картинах векторных полей.

На фиг. 4 приведены для трех моментов времени ( $t=4,8, 6,7$  и  $13,2$  мкс) картины распределения линий равных давлений для вариантов  $I$  ( $a, в, д$ ) и  $3$  ( $б, г, е$ ). Видно, что слой нагретого газа даже относительно небольшой толщины  $h$  кардинально изменяет картину течения; регулируя температуру в нем, можно управлять течением, причем не только в слое, а практически во всей возмущенной области. Тем не менее в тепловом слое изменение газодинамических характеристик особенно ощутимо. Так, ударная волна ( $EF$ ), распространяющаяся в слое, со временем так сильно «размазывается» (особенно для варианта  $3$ ), а давление в ней настолько падает, что полученный профиль давления уже нельзя идентифицировать как ударную волну. Это хорошо видно на фиг. 5, на которой для двух моментов времени ( $t_1=6$  мкс и  $t_2=24$  мкс) приведены распределения давления  $p(r)$  на поверхности (нумерация соответствует номерам вариантов).

Рассмотренное в данной статье движение газа, инициированное ударной волной слабой интенсивности ( $p_0=2,2$ ), естественно, неавтомодельно, но некоторые черты автомодельности здесь все-таки прослеживаются. Так, в течение всего процесса (за время, когда головной фронт  $EF$  в слое проходит примерно 20 его толщин) величина угла между предвестником (практически плоской ударной волной  $AE$ ) и поверхностью сохраняется для обоих вариантов ( $\alpha(T_2=1,74)=57^\circ$ ,  $\alpha(T_2=3,47)=35^\circ$ ). Если же рассматривать сильную ударную волну ( $p_0 \gg 1$ ) при относительно малой толщине теплового слоя ( $h \ll 1$ ), то, как показали эксперименты со сферическими ударными волнами [11], реализуется автомодельный режим, при котором конфигурации предвестника и основной волны остаются самоподобными во времени.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. О зоне наземных разрушений при воздушном взрыве крупного метеорита // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 3. С. 94–101.
2. Подлубный В. В., Фонарев А. С. Отражение сферической взрывной волны от плоской поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 6. С. 66–72.
3. Андрущенко В. А., Кестенбойм Х. С. К расчету отражения волны точечного взрыва от плоскости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 5. С. 179–182.
4. Маркелова Л. П., Немчинов И. В., Шубадеева Л. П. Развитие «лазерного взрыва» вблизи поверхности // Квант. электрон. 1987. Т. 14. № 9. С. 1904–1906.
5. Артемьев В. И., Маркович И. Э., Немчинов И. В. и др. Двумерное автомодельное движение сильной ударной волны над нагретой поверхностью // Докл. АН СССР. 1987. Т. 293. № 5. С. 1082–1084.
6. Бархударов Э. М., Березовский В. Р., Мдивнишвили М. О. и др. Диссипация слабой ударной волны в лазерной искре в воздухе // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 19. С. 1178–1181.
7. Александров А. Ф., Видякин Н. Г., Лакутин В. А. и др. О возможном механизме взаимодействия ударной волны с распадающейся плазмой лазерной искры в воздухе // Журн. техн. физики. 1986. Т. 56. № 4. С. 771–774.
8. Андрущенко В. А., Чудов Л. А. Взаимодействие плоской ударной волны со сферическим объемом горячего газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 1. С. 96–100.
9. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
10. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974. 255 с.
11. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Калмыков А. А. и др. Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 158–163.
12. Гордейчик Б. Н., Немчинов И. В. Образование предвестника при взаимодействии ударной волны с тепловым слоем // Прикладные методы механики. М., 1983. МФТИ. С. 12–17.— Деп. в ВИНТИ 20.04.84, № 2529.
13. Войнович П. А., Евтюхин Н. В., Жмакин А. И. и др. Расслоение ударных волн в неоднородных средах // Физ. горения и взрыва. 1987. Т. 23. № 1. С. 77–80.
14. Заславский В. И., Морозкин С. Ю., Шлегель В. Р., Щербин М. Д. О движении плоской ударной волны вдоль жесткой поверхности, покрытой слоем легкого газа. М., 1987. 46 с.— Деп. в ВИНТИ 04.06.87, № 3965.
15. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 172 с.

Москва

Поступила в редакцию  
16.VI.1988