

4. Kang S. W., Dunn M. J. Hypersonic viscous shock layer with chemical nonequilibrium for spherically blunted cones // AIAA J.— 1972.— V. 10, N 10.
5. Marrone P. V., Treanor C. E. Chemical relaxation with preferential dissociation from excited vibrational levels // Phys. Fluids.— 1963.— V. 6, N 9.
6. Treanor C. E., Marrone P. V. Effect of dissociation of the rate of vibrational relaxation // Phys. Fluids.— 1962.— V. 5, N 9.
7. Millikan R. C., White D. R. Systematics of vibrational relaxation // J. Chem. Phys.— 1963.— V. 39, N 12.
8. Park C. Problems of rate chemistry in the flight regimes of aeroassisted orbital transfer vehicles.— N. Y., 1984.— (Pap./AIAA; N 1730).
9. Козлов В. П., Павлов В. А., Макаров В. Н. и др. Экспериментальное определение константы колебательного энергообмена в системе  $N_2-O_2$ .— М., 1989.— (Препр./Ин-т механики МГУ; № 3876).
10. Лозино-Лозинский Г. Е. Полет Бурана // Гагаринские научные чтения по космонавтике и авиации 1989.— М.: Наука, 1990.
11. Щербак В. Г. О граничных условиях на ударной волне при сверхзвуковом обтекании // ПМТФ.— 1989.— № 1.

г. Москва

Поступила 27/VI 1991 г.,  
в окончательном варианте — 18/XII 1991 г.

УДК 519.6 : 533.9 : 539.3

Н. В. Бугров, Н. С. Захаров

### ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Для проведения исследований в динамической физике высоких давлений весьма перспективным инструментом могут служить мощные импульсные лазеры [1]. Выполненные к настоящему времени эксперименты по лазерной генерации ударных волн (УВ) позволили значительно расширить диапазон достижимых давлений по сравнению с применением классической техники, использующей химические взрывчатые вещества или метательные устройства [1, 2]. Кроме того, существенное отличие лазерного способа от традиционных методов заключается в том, что достигаемые при лазерном облучении высокие концентрации энергии позволяют получать новую физическую информацию об экстремальных состояниях вещества. Вместе с тем процесс формирования лазерных УВ в твердых телах, особенно на начальных его стадиях, до сих пор остается менее изученным по сравнению с такими областями исследований, как динамика плазменных факелов и сжатие термоядерных мишеней. Неясны отличия в характере ударно-волновых процессов при различных интенсивностях излучения, а также степень влияния поглощающих свойств лазерной плазмы. В связи с этим представляет интерес в рамках численного моделирования исследовать процессы формирования и распространения лазерных УВ в конденсированных средах для широкого диапазона интенсивностей излучения.

1. Рассмотрим нормальное облучение непрозрачной преграды наносекундными лазерными импульсами в области интенсивностей  $q \simeq 10^8 - 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для простоты ограничимся плоским одномерным случаем. Система уравнений, описывающих возникающее нестационарное движение образующейся плазмы и ударное сжатие материала облучаемой мишени с учетом упругопластических свойств, имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{1}{\rho} = V = \frac{\partial x}{\partial m}, \quad m = \int_0^x \rho \, dx, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial m} (p - \sigma_1), \quad u = \frac{\partial x}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = - (p - \sigma_1) \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial q}{\partial m}, \quad \sigma_1 = \frac{4}{3} \mu \ln(V/V_0), \quad \sigma_2 = - \frac{2}{3} \mu \ln(V/V_0),$$

$$\frac{\partial q}{\partial m} = - \kappa q, \quad V_0 = V(m, 0).$$

© Н. В. Бугров, Н. С. Захаров, 1993

Здесь  $\rho$  — плотность;  $V$  — удельный объем;  $p$  — давление;  $u$  — скорость,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  — компоненты девиатора напряжений, определяемые для конденсированной фазы [3];  $E$  — удельная внутренняя энергия;  $\kappa$  — коэффициент поглощения лазерного излучения;  $\mu$  — постоянная Ламе;  $x$ ,  $m$  — линейная и массовая координаты;  $t$  — время. Для описания перехода через предел упругости и пластического течения используется условие текучести Мизеса [3]  $\sigma_1^2 + 2\sigma_2^2 \leq \frac{2}{3}\sigma_0^2$  ( $\sigma_0$  — предел текучести для простого растяжения).

Система уравнений (1.1) записана в предположении малости вклада светового давления, в пренебрежении переносом энергии за счет теплопроводности и эффектами неравновесности [2]. Последнее легко оценивается из выражения для времени термализации [2, 4]  $t_{ei} \approx 25(A/z^2) \times (T^{3/2}/n)$ , откуда, например, для алюминиевой мишени ( $A = 13$ ) следует, что при характерных температурах  $T = 10^4 - 10^5$  К и значениях электронной концентрации  $n = 10^{19} - 10^{23}$  см $^{-3}$ , соответствующих состоянию от поглощающей плазмы до твердого тела,  $t_{ei}$  по порядку составляет  $10^{-10} - 10^{-16}$  с, что меньше рассматриваемых здесь длительностей лазерных импульсов. Отметим, что в (1.1) не учитывается также отражение излучения от поверхности преграды, поскольку для характерных параметров задачи его доля в общем балансе энергии менее 10 % [5].

Известно [4], что в металлах лазерное излучение ослабляется в  $\sim 10^5$  раз на глубине порядка длины волны излучения  $\lambda$ , откуда следует, что полное поглощение энергии излучения интересующего нас диапазона интенсивностей будет происходить на глубине  $x \sim 2\lambda$ . В действительности размер нагретого слоя несколько больше, так как до времени порядка  $10^{-10}$  с тепловая волна движется впереди волны сжатия [6]. Поэтому для рассматриваемых лазерных импульсов с длительностью  $\tau > 10^{-10}$  с глубина поглощающего слоя может быть принята равной  $(2-3)\lambda$ .

Будем считать далее, что образование плазмы происходит в результате как поверхностного испарения материала (на ранних стадиях процесса), так и его объемной сублимации, когда по мере дальнейшего нагрева концентрация энергии превысит энергию связи решетки. Кинетика поверхностного испарения описывается известной моделью Кнудсеновского слоя [6, 7], согласно которой для параметров течения на внешней границе переходного слоя между газом и конденсированной средой можно записать соотношения типа

$$(1.2) \quad \rho_1 = \rho_n F_1(M), \quad T_1 = T_s F_2(M),$$

где  $T_s$  — температура поверхности преграды;  $\rho_n(T_s)$  — плотность насыщенного пара при температуре  $T_s$ , определяемая по эйнштейновской модели твердого тела [6];  $F_1(M)$  и  $F_2(M)$  — функции числа Маха  $M$  на внешней границе Кнудсеновского слоя, точный вид которых для испарения в среду с противодавлением приведен в [7].

Уравнения состояния и коэффициент поглощения лазерного излучения при проведении расчетов брались в виде зависимостей

$$(1.3) \quad p = p(\rho, E), \quad T = T(\rho, E), \quad \kappa = \kappa(\rho, E),$$

которые вместе с уравнениями (1.1) и условиями (1.2) полностью замыкают задачу.

2. Для численного решения уравнений (1.1) воспользуемся схемой вычислений, подробно описанной в [8] и модифицированной здесь на случай течений поглощающей лазерной плазмы совместно с учетом упруго-пластических эффектов в преграде. Действительно, численная схема в лагранжевых переменных [8] позволяет рассчитывать параметры течения как в газе, так и в твердом теле, отслеживая при этом подвижную контактную границу. Однако эта схема в ее стандартном варианте не позволяет моделировать процесс поверхностного испарения преграды из-за отсутствия в ней обмена массой между расчетными ячейками. Поэтому для решения поставленной задачи был разработан специальный алгоритм, учиты-

вающий массообмен на границе раздела фаз. Особенности вычислительного алгоритма заключаются в том, что каждый временной шаг разбивается на два этапа: на первом рассматриваются эффекты, связанные с локальным массообменом, и вычисляются промежуточные значения гидродинамических параметров в ячейках у границы раздела фаз; на втором (лагранжевом) решается система уравнений (1.1) и определяются окончательные значения искомых параметров на новом временном шаге для всей области интегрирования. Последовательность вычислений в рамках первого этапа разделяется на следующие операции:

а) определение параметров пара на внешней границе кнудсеновского слоя. Температура и плотность вычисляются по соотношениям (1.2), давление и удельная внутренняя энергия — по соответствующим уравнениям состояния, а недостающее условие для определения скорости (числа Маха) приносит характеристика [7]. Поскольку в этом случае давление само зависит от  $M$ , этап оказывается неявным и приходится использовать алгоритм последовательных приближений;

б) определение массы пара, пересекающего границу конденсированной и газообразной ячеек;

в) определение промежуточных значений параметров течения в граничных ячейках из законов сохранения.

Если давление на границе кнудсеновского слоя оказывается меньше давления в газовой ячейке, массообмена не происходит и весь процесс расчета ограничивается лагранжевым этапом. Отметим, что этап массообмена не вносит дополнительных ограничений на временной шаг, поскольку условие непересечения продуктами поверхностного испарения размеров одной ячейки полностью соответствует условию Куранта [8], используемому в расчетах.

Важным достоинством предлагаемого метода является возможность рассмотрения широкого диапазона режимов воздействия: от испарительного, когда количество подведенной энергии лазерного излучения равно или ненамного превышает энергию, уносимую продуктами испарения, до процессов, эквивалентных взрыву сильно перегретого поверхностного слоя, увеличение температуры в котором за счет поглощения излучения превалирует над остыванием при расширении.

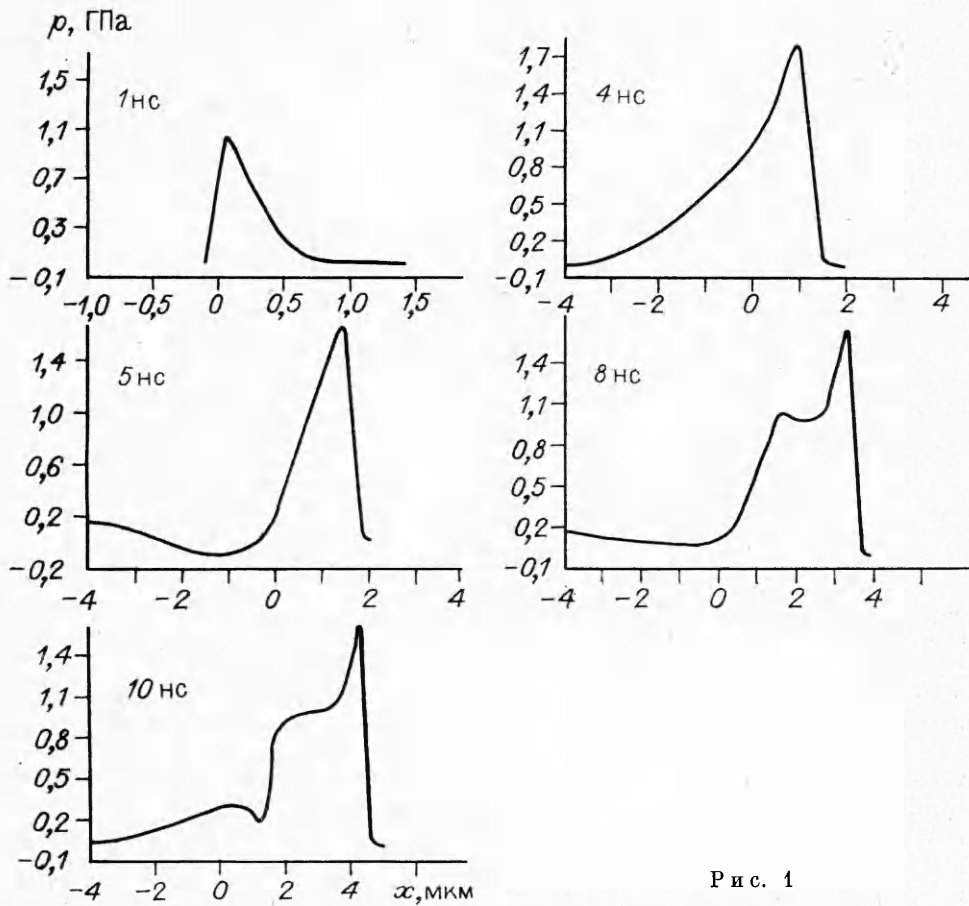
3. Основное внимание при проведении расчетов уделено особенностям формирования лазерных УВ в мишени при различных интенсивностях излучения. В качестве исследуемого материала выбран алюминий, уравнение состояния которого использовалось в виде, предложенном Тиллотсоном [9]:

$$(3.1) \quad p = A \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) + B \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right)^2 + \gamma \rho (E - E_0).$$

Здесь  $A$ ,  $B$  — параметры материала;  $\rho_0$ ,  $E_0$  — плотность и удельная внутренняя энергия при нормальных условиях. Константы в выражении для коэффициента Грюнайзена

$$\gamma(\rho, E) = a + \frac{b}{(E/E_0)(\rho_0/\rho)^2 + 1}$$

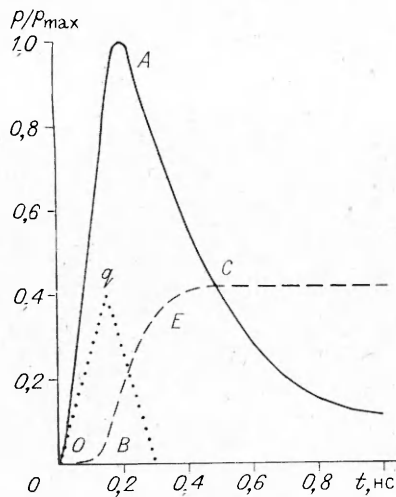
выбирались таким образом, чтобы обеспечить непрерывный переход от конденсированного состояния к газу. Температура плазмы и конденсированного вещества определялась по аппроксимационным формулам типа  $T = C \rho^n E^k$ , построенным на основании табличных данных [10] и из экспериментальной зависимости энтальпии от температуры для алюминия [11]. Подбор параметров  $C$ ,  $n$ ,  $k$  обеспечивал непрерывный переход из одной фазовой области в другую с учетом затрат энергии на плавление и испарение. Вид коэффициентов поглощения как функций плотности и температуры  $\kappa = \kappa(\rho, T)$  для длин волн 0,35 и 1,06 мкм приведен соответственно в [12] и [13]. Уравнения состояния воздуха были взяты из таблиц [14].



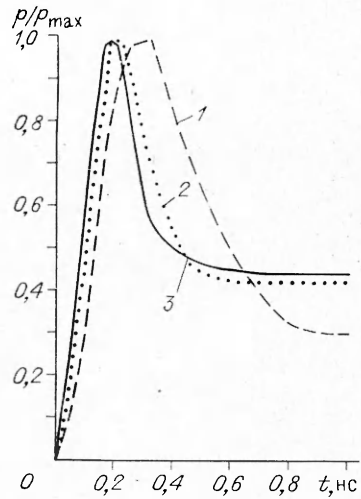
Р и с. 1

Следует отметить, что в области, где достигалась критическая концентрация электронов, принималось полное поглощение лазерного излучения подобно тому, как это полагается при расчетах задач лазерного сжатия оболочек [4, 15] (излучение рассматриваемых длин волн проникает в плазму твердотельной плотности  $n \approx 10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ).

На рис. 1 показаны профили волны сжатия в различные моменты времени при воздействии треугольного лазерного импульса с фронтом 10 и общей длительностью 30 нс. Максимальная интенсивность излучения  $q = 5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ , длина волны  $\lambda = 0,35 \text{ мкм}$ , давление окружающего воздуха  $p_0 = 1,33 \text{ Па}$ . По оси ординат отложено полное напряжение с обратным знаком, равное  $-(p - \sigma_1)$ . Видно, что в начальные моменты времени (до  $\sim 1$  нс) движение вещества практически отсутствует и профиль термонапряжений близок к экспоненциальному профилю энерговыделения. Затем расширение более нагретых внешних слоев материала приводит к формированию волны сжатия с довольно крутым профилем, обращенным внутрь мишени. Около поверхности появляется область с отрицательными напряжениями, что свидетельствует о возможности возникновения лицевого откола (поскольку в расчетах было принято, что отрицательные напряжения отвечают растяжению). Однако в рассматриваемом случае импульс отдачи паров и продолжающийся нагрев не дают полностью развиться этому процессу. Интересно, что параметры излучения, при которых возможен лицевой откол, хорошо согласуются с предсказанными в [16]. В дальнейшем отрицательные напряжения исчезают, и на профиле появляется второй максимум, расположенный в прогреваемой поверхностной зоне, обусловленный тем, что интенсивность излучения продолжает расти. Увеличение температуры и плотности продуктов испарения по мере нагрева поверхности приводит к развитию «вспышки» поглощения в парах, сопровождающейся резким уменьшением доли излу-



Р и с. 2



Р и с. 3

чения, достигающего преграды. Лазерная энергия почти полностью перестает поддерживать волну сжатия, и дальнейшее ее движение можно считать адиабатическим. Последнее, однако, может оказаться неправомерным, если режим или условия облучения будут другими. Существенно изменить картину течения может, например, просветление паров.

Рассмотрим более интенсивные режимы воздействия, когда помимо термонапряжений и импульса отдачи паров появляется еще один весьма существенный фактор — объемная сублимация и взрывообразный разлет поглощающего слоя. В этом случае давление в продуктах сублимации будет определяться третьим слагаемым в формуле (3.1)  $p \sim \rho E$ , тогда как основной вклад в давление непрогретого конденсированного вещества останется за первыми двумя членами, пропорциональными степени сжатия  $\rho/\rho_0$ . Таким образом, можно выделить две области: плотную плазму продуктов объемной сублимации и околоповерхностную область непрогретого материала преграды, динамика давлений в которых и определяет процесс формирования лазерной УВ. Изменение давлений в этих областях во время воздействия треугольного импульса излучения с фронтом 0,15 и общей длительностью 0,3 нс показано на рис. 2. Максимальная интенсивность в импульсе  $q = 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>, давление окружающего воздуха 1,33 Па, длина волны излучения 1,06 мкм. По оси ординат отложено текущее значение давления, отнесенное к максимальному  $p_{\text{max}}$ . Сплошная линия отвечает плазменной области, штриховая — области конденсированного вещества, пунктирная — форме лазерного импульса. Рост давления в поглощающем слое происходит до тех пор, пока нагрев вещества превалирует над его остыванием за счет расширения (участок *OA*). До начала интенсивного разлета плазмы в холодном материале наблюдаются лишь упругие напряжения (участок *OB*), а уже затем происходит резкое его сжатие и соответствующий рост давления (участок *BE*). Достигнув некоторой величины насыщения, обусловленной вовлечением в волну сжатия новых объемов вещества, давление в холодном материале замедляет свой рост. В точке *C* давления в обеих областях выравниваются и процесс сжатия преграды разлетающейся плазмой прекращается. Этот момент можно считать моментом окончательного формирования лазерной УВ. Время его наступления в рамках проведенных расчетов превышает длительность импульса излучения в 2,5—4 раза. Последующее распространение УВ в преграде будет определяться свойствами материала, геометрией мишени и влиянием свободных границ. Для сходящихся УВ, сферических или цилиндрических, возможно их усиление по глубине за счет эффектов кумуляции [17]. В остальных случаях УВ будет затухать, причем гораздо более медленно, чем происходит ее формирование: характер-

ные времена затухания составляют сотни нано- и единицы микросекунд.

Чем выше интенсивность лазерного излучения, тем скорее начинается разлет плазмы, раньше наступает момент достижения максимального давления в ней и быстрее происходит формирование УВ в преграде. Объясняется это увеличивающейся скоростью движения вещества с повышением интенсивности  $q$ . Эту тенденцию иллюстрирует рис. 3, где для  $q = 0,01; 0,1; 1 \text{ ТВт/см}^2$  (линии 1—3) представлена динамика процесса, рассмотренного на рис. 2. Форма импульса и прочие условия те же, по оси ординат отложено текущее давление, нормированное на соответствующее каждому случаю  $p_{\max}$ . Следует отметить, что время формирования УВ в преграде уменьшается с ростом  $q$  лишь до определенного предела. Расчеты показывают, что форма временной зависимости  $p/p_{\max}$  для  $q = 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  практически совпадает с аналогичной зависимостью для  $q = 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ , изображенной на рис. 3. Это связано с невозможностью бесконечно больших ускорений частиц вещества и с существованием некоторого предельно минимального времени, необходимого для преодоления инерции.

Важным параметром, характеризующим различные режимы воздействия, может служить отношение максимального давления в плазме  $p_{\max}$  к давлению во фронте сформировавшейся УВ в преграде  $p_{\text{УВ}}$ . Зависимость параметра  $\alpha = p_{\max}/p_{\text{УВ}}$  от интенсивности излучения с  $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$  показана на рис. 4. При невысоких уровнях интенсивности ( $q \leq 10^9 \text{ Вт/см}^2$ )  $\alpha$  близка к единице, что позволяет считать преграду несжимаемой и характеризовать степень воздействия на нее импульсом отдачи паров. Увеличение  $q$  до  $10^{10} \text{ Вт/см}^2$  вызывает резкий рост  $\alpha$  примерно в 3 раза. Это означает переход к режиму, когда в процессе разлета сублимировавшего поверхностного слоя возможны значительные сжатия материала преграды. По характеру действующих эффектов этот режим можно было бы назвать лазерным контактным взрывом. При еще более высоких  $q$  происходят снижение параметра  $\alpha$  и его стабилизация на уровне  $\sim 2,3$ , что объясняется опять же увеличением скорости разлета продуктов сублимации с ростом  $q$ . Чем выше скорость разлета, тем круче участок  $BE$  на рис. 2, и, следовательно, его пересечение с участком  $AC$  произойдет при более высоком давлении. Поэтому при  $q = 10^{11} \text{ Вт/см}^2$  отношение  $p_{\max}/p_{\text{УВ}}$  оказывается несколько меньшим, чем для  $q = 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ . Дальнейшее же повышение  $q$ , как уже отмечалось, сопровождается стабилизацией формы временной зависимости  $p/p_{\max}$  (см. рис. 3), а значит, стабилизируется и  $\alpha$ .

Таким образом, с помощью параметра  $\alpha$  всегда можно оценить давление во фронте УВ в преграде по известному максимальному давлению в плазменном факеле, используя соотношение  $p_{\text{УВ}} = p_{\max}/\alpha(q)$ , или наоборот. Отметим, что гидродинамическое давление в режиме лазерного контактного взрыва превышает упругопластическую часть тензора напряжений в несколько (для  $q = 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ ) и даже в десятки раз (для  $q = 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ ), тогда как при поверхностном испарении обе эти величины, как правило, лежат в упругопластической области. Поскольку изменение упругопластических свойств материала с повышением его температуры может оказать влияние лишь в последнем случае в узком нагреваемом слое при условии, что тепловая часть давления в формуле (3.1) не будет превышать  $\sigma_1$ , предположение о постоянстве параметров  $\mu$  и  $\sigma_0$  является вполне оправданным. Положение границы между тем и другим режимами воздействия зависит прежде всего от глубины прогрева поверхностного слоя преграды и, следовательно, от длины волны излучения, химического состава и структуры материала. Расчеты для алюми-

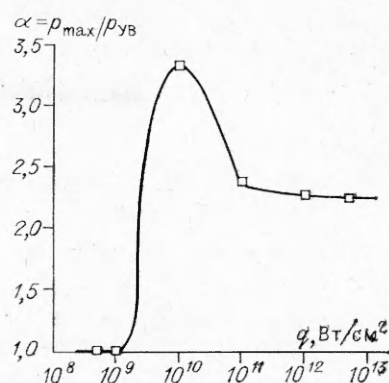


Рис. 4



ния при длине волны  $\lambda = 0,35$  мкм показали, что соответствующая граничная интенсивность излучения уменьшается по сравнению с  $\lambda = 1,06$  мкм до  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Прохоров А. М., Фортгов В. Е. Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // УФН.— 1984.— Т. 142, вып. 3.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1986.
3. Уилкинс М. Л. Расчет упруго пластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике.— М.: Мир, 1967.
4. Делоне Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом.— М.: Наука, 1989.
5. Зигель Р., Витковски С., Баумхаккер Х. и др. Обзор исследований по лазерной плазме, выполненных в Институте физики плазмы им. М. Планка в Гарчинге // Квант. электроника.— 1972.— № 2(8).
6. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы.— М.: Наука, 1970.
7. Найт Ч. Дж. Теоретическое моделирование быстрого поверхностного испарения при наличии противодействия // РТК.— 1979.— Т. 17, № 5.
8. Броуд Г. Л. Динамика газа с излучением: общий численный метод // Действие ядерного взрыва.— М.: Мир, 1971.
9. Динс Дж., Уолш Дж. Теория удара: некоторые общие принципы и метод расчета в эйлеровых координатах // Высокоскоростные ударные явления.— М.: Мир, 1973.
10. Калиткин Н. И., Кузьмина Л. В. Таблицы квантово-статистического уравнения состояния одиннадцати элементов.— М.: ИПМ АН СССР, 1975.
11. Рябин В. А., Остроумов М. А., Свит Т. Ф. Термодинамические свойства веществ.— Л.: Химия, 1977.
12. Bloembergen N., Patel C. K. N., Avizonis P. et al. American Physical Society study: science and technology of directed energy weapons. Pt 2 // Rev. Modern Physics.— 1987.— V. 59, N 3.
13. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Параметры плазмы, образующейся под действием микросекундных импульсов излучения лазеров на алюминиевую преграду в вакууме // Квант. электроника.— 1978.— Т. 5, № 10.
14. Кузнецов И. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах.— М.: Машиностроение, 1965.
15. Белоцерковский О. М. Численное моделирование в механике сплошных сред.— М.: Наука, 1984.
16. Немес Дж. А., Ранда П. У. Явления, сопровождающие тепловыделение в частично прозрачных твердых телах // Аэрокосмическая техника.— 1990.— № 1.
17. Забабахин Е. И. Явления неограниченной кумуляции // Механика в СССР за 50 лет.— М.: Наука, 1970.— Т. 2.

г. Сергеев Посад

Поступила 18/X 1990 г.,  
в окончательном варианте — 4/IV 1991 г.

УДК 533.6.011

С. А. Щербаков

### О ФОРМИРОВАНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ МЕСТНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ЗОНЫ

Вблизи точки  $f$  формирования на звуковой линии (ЗЛ) ударной волны (УВ), которая ограничивает местную сверхзвуковую зону (МСЗ), получено автомодельное решение уравнения плоского потенциального течения. Согласно этому решению, на границе МСЗ существует УВ переменной интенсивности, причем в точку  $f$  приходит характеристика, на которой непрерывны производные газодинамических параметров по координатам. Интенсивность УВ от точки  $f$  нарастает с бесконечной производной, поэтому для построения решения анализируются асимптотические соотношения на УВ. Показатель автомодельности изменяется в диапазо-

© С. А. Щербаков, 1993