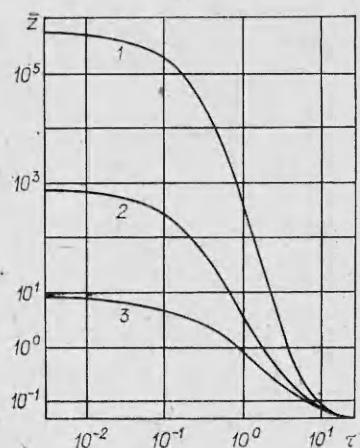
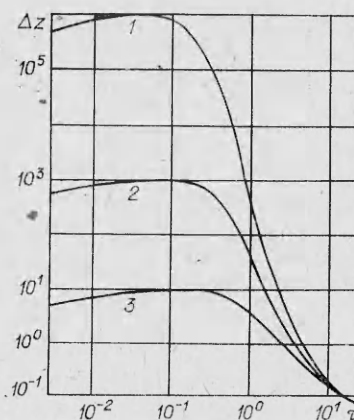


Фиг. 4



Фиг. 5

Для анализа зависимости ширины спектра размеров капель от времени дробления и начальных условий были рассчитаны графики, приведенные на фиг. 6. По оси ординат отложена ширина области размеров  $\Delta z$ , в которую попадает 99% суммарного количества капель. Кривые 1—3 соответствуют равномерному распределению  $z$  в исходной эмульсии на интервалах  $(0,5-1] \cdot 10^6$ ,  $(0,5-1] \cdot 10^3$ ,  $(5-10]$ . Видно, что, как и для зависимостей от времени средних значений распределения частиц по размерам, при  $\tau \geq 10$  величины  $\Delta z$  становятся практически одинаковыми. При этом отношение  $\Delta z/\bar{z}$  в области  $\tau \geq 10$  имеет значение  $\approx 0,5$ .



Фиг. 6

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов В. И. Выбросы случайных процессов. М.: Наука, 1970.
2. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1967, т. 2.
3. Эмульсии/Под ред. А. А. Абрамзона. Л.: Химия, 1972.
4. Голицын Г. С. Флуктуации диссипации энергии в локально изотропном турбулентном потоке. — ДАН СССР, 1962, т. 144, № 3.
5. Хан Г., Шапиро С. Статистические модели в инженерных задачах. М.: Мир, 1969.
6. Колмогоров А. Н. О логарифмически нормальном законе распределения размеров частиц при дроблении. — ДАН СССР, 1941, т. 31, № 2.

Поступила 6/IV 1984 г.

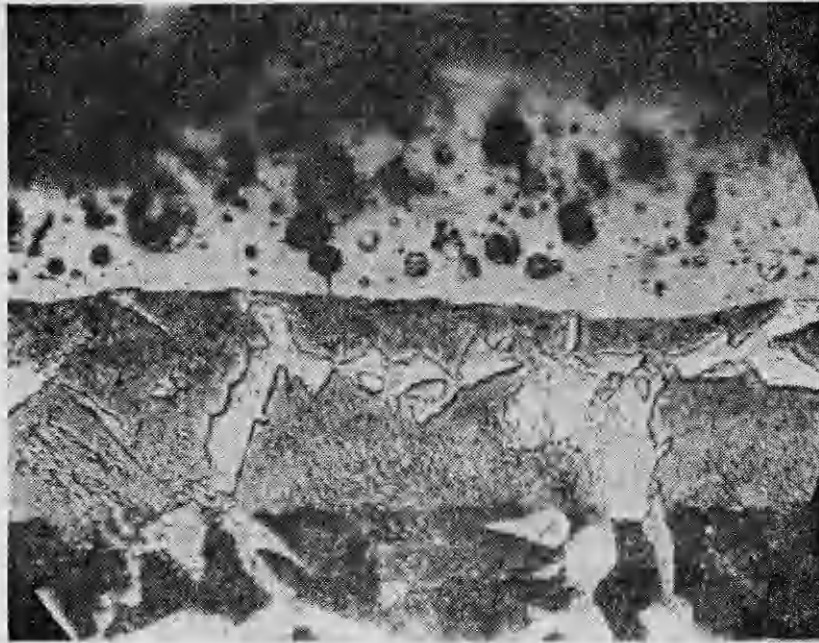
УДК 535.211:536.4

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА УНОСА ВЕЩЕСТВА С ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

В. И. Курко, Н. И. Пак, Е. Г. Попов

(Красноярск)

В [1] на основе численного моделирования исследовано воздействие умеренных концентрированных потоков энергии (с плотностью  $q \sim 10^5-10^6$  Вт/см<sup>2</sup>) на металлы. При отражении сильных ударных волн в газе от жесткой стенки можно получить более мощные лучистые потоки с плотностью  $q \sim 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> и выше. В [2] эксперимен-



Ф и г. 1

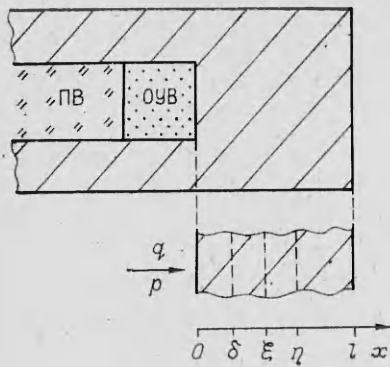
тально показана возможность термической обработки металлов под действием облучения плазмы отраженной ударной волны, генерируемой взрывом. Такой способ термообработки может сопровождаться значительным уносом массы с поверхности обрабатываемого вещества, а также образованием зоны пористости (фиг. 1) в застывшем расплаве.

Для моделирования процесса воздействия плазмы отраженной волны на поверхность металла рассмотрим случай нормального отражения ударной волны с плоским фронтом. Схема процесса показана на фиг. 2. Ударная волна в газе отражается от закрытого конца канала (ОУВ) и, запираемая продуктами взрыва (ПВ), воздействует на поверхность стенки лучистым потоком  $q$  в течение времени  $\tau$ . Время воздействия  $\tau$  приблизительно соответствует времени ионизации плазмы  $\tau_i$ . В отраженной ударной волне достигаются давления 0,5—1 ГПа. Обычно время действия давления  $\tau_p$  больше времени ионизации ( $\tau_p \geq \tau_i$ ) и определяется условиями расширения продуктов взрыва. Такое тепловое воздействие лучистого потока при наличии повышенного давления существенно отличается от действия лазерного облучения на вещество [3]. Существование давления  $p$  главным образом влияет на температуру кипения материала стенки  $T_p^*$ , значение которой можно определить по соотношению Клапейрона — Клаузиуса:

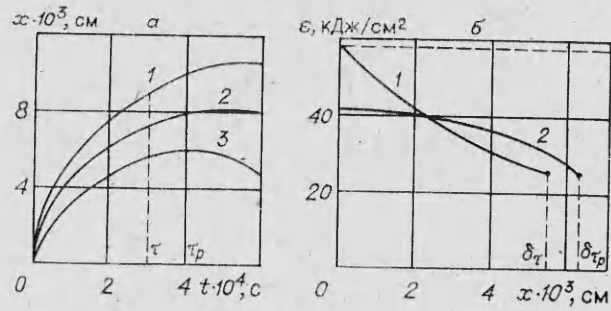
$$T_p^* = T_0^* / \left( 1 - R \frac{T_0^*}{L} \ln \frac{p}{p_0} \right),$$

где  $L$ ,  $T_0^*$  — теплота и температура кипения при нормальном давлении  $p_0$ ;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Например, для железа температура  $T_p^*$  при  $p = 0,7$  ГПа более чем в 2 раза выше, чем  $T_0^*$ . После снятия давления (в момент  $t = \tau_p$ ) в поверхностном слое стенки может существовать перегретая область  $0 \leq x \leq \delta$  с температурой  $T(x, t)$  выше, чем  $T_0^*$ .

При воздействии на металлы мощных тепловых потоков происходит интенсивное испарение с поверхности. При устойчивом и неподвижном состоянии плазмы отраженной волны у поверхности стенки образуется слой паров, диффундирующих в плазму. Образование такого слоя может приводить к экранированию поверхности стенки от излучения [4] и, следовательно, к падению интенсивности испарения. Если пренебречь толщиной испарения, то для анализа температурного поля в стенке толщины  $l$



Фиг. 2



Фиг. 3

можно принять многофронтную математическую модель типа Стефана [5] с граничными условиями на поверхности:

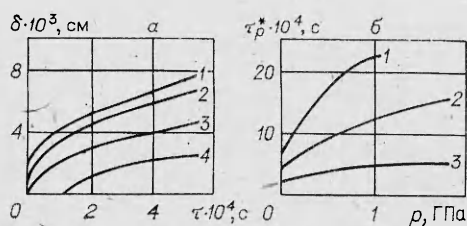
$$-\lambda \partial T / \partial x |_{x=0} = q, \quad t < t_*;$$

$$T |_{x=0} = T_p^*, \quad t_* \leq t < \tau; \quad \partial T / \partial x |_{x=0} = 0, \quad t \geq \tau,$$

где  $t_*$  — время начала испарения. При численных расчетах задачи по методу, предложенному в [5], использовались параметры воздействия, характерные для случая обработки материала стенки плазмой от взрывного источника [2]. Значения теплофизических параметров металлов: теплопроводности  $\lambda$ , теплоемкости  $c$  и плотности  $\rho$  — взяты кусочно-постоянными в пределах каждой из существующих фаз (в зонах расплава, термической закалки и в исходной твердой фазе).

На фиг. 3, а представлена динамика изменения фазовых фронтов  $\alpha - \gamma - \alpha'$  превращения  $x = \eta(t)$  (линия 1), плавления  $x = \xi(t)$  (линия 2) и границы перегретого слоя  $x = \delta(t)$  (линия 3) (изотерма  $T(x, t) = T_0^*$ ) при характерных параметрах и условиях воздействия аргоновой плазмы на железо:  $\tau_i = 3 \cdot 10^{-4}$  с,  $\tau_p = 4 \cdot 10^{-4}$  с,  $p = 0,9$  ГПа,  $T_r = 41000$  К,  $q = 2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T_p^* = 7400$  К. После окончания воздействия теплового потока ( $t \geq \tau_i$ ) происходит дальнейшее продвижение границ в глубь стенки за счет энергии, накопленной в поверхностном слое. Причем основная часть тепловой энергии сосредоточена в перегретом слое  $0 \leq x \leq \delta$ . Распределение удельной тепловой энергии в перегретом слое в моменты времени  $\tau_i = t$  и  $\tau_p = t$  показано на фиг. 3, б линиями 1 и 2, штриховая линия — величина энергии  $\epsilon_0^* = \rho(L + cT_0^*)$ , необходимой для испарения железа при атмосферном давлении. Из графика видно, что тепловой энергии в перегретом слое недостаточно для испарения всего слоя. Частичный унос вещества после снятия давления будет определяться возможным вскипанием в перегретом расплаве. Наличие пор в обработанных плазмой образцах (см. фиг. 1) свидетельствует о том, что происходило объемное вскипание, а плавное распределение тепловой энергии в перегретой области к моменту вскипания (кривая  $t = \tau_p$ ) говорит о том, что практически весь перегретый слой является зоной развитой пористости. При параметрах воздействия, позволяющих достигать околоскритических значений  $T_i^*$  в железе, а также в других металлах [6], по-видимому, часть кривой распределения тепловой энергии в перегретом слое будет расположена выше точки  $\epsilon_0^*$ . В этом случае возможен газодинамический унос паров с последующим вскипанием. Ввиду высокоэнергетического процесса объемного парообразования в слое расплава следует ожидать его высокую скорость охлаждения.

На фиг. 4, а ( $p = 2; 1; 0,2$  и  $0,05$  — линии 1—4) получены зависимости толщины перегретого слоя  $\delta$  от времени воздействия  $\tau$  отраженной воздушной плазмы. При давлениях выше 1 ГПа величина  $\delta$  слабо зависит от  $p$  и практически не зависит от величины воздействующего теплового



Ф и г. 4

линии 1—3). В случае, когда  $\tau_p \gg \tau_p^*$ , достигаются максимальные глубины расплава без зоны пористости.

Измеренные в эксперименте толщины уноса массы  $h$  с поверхности образцов, обработанных плазмой, 0,1—0,5 мм. В таблице представлены экспериментальные значения уноса  $h$  и рассчитанные толщины перегревного слоя  $\delta$  в различных металлах при воздействии аргоновой плазмы. Условия воздействия в экспериментах 1 и 2 отличаются лишь длительностью действия давления  $\tau_p$ . Во втором случае перегревный слой в меди отсутствует ( $\tau_p \geq \tau_p^*$ ), поэтому унос массы обусловлен испарением. Увеличение толщины уноса вещества с поверхности в эксперименте 1 можно объяснить наличием перегревного слоя, вскипание которого вносит некоторый вклад в процесс уноса. В случае алюминиевой или железной стенки при большей толщине  $\delta$  слой уноса больше, причем в железе толщины уноса и перегревного слоя сравнимы друг с другом.

Номер эксперимента	$T_p$ , К	$p$ , ГПа	$\tau_p$ , мс	$\tau_p^*$ , мс	Cu		Al		Fe	
					$h$ , мм	$\delta$ , мм	$h$ , мм	$\delta$ , мм	$h$ , мм	$\delta$ , мм
1	45000	1,1	0,6	0,6	0,3	0,19	0,4	0,25	0,1	0,076
2	45000	1,1	1,1	0,6	0,2	0	0,3	0,13	0,05	0,058

Таким образом, проведенное численное моделирование воздействия плазмы отраженной волны на вещество показывает, что в его поверхности возникает перегревный слой, в котором может происходить объемное вскипание. Рассчитаны зависимости толщины перегревного слоя от параметров воздействия, и показано, что наличие такого слоя определяет зону пористости и может влиять на величину уноса вещества с поверхности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Пак Н. И. Численное моделирование температурного поля, возникающего в веществе при воздействии концентрированных потоков энергии.— ИФЖ, 1984, т. 47, № 2.
2. Попова И. В., Федорова И. П., Попов Е. Г. Действие плазмы взрыва на железно-углеродистые сплавы.— ФГВ, 1980, № 4.
3. Краношин В. С. Обработка поверхности металлических материалов лазерным излучением.— Поверхность. Физика, 1982, № 3.
4. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
5. Пак И. И. Численный метод решения многофронтной задачи Стефана с использованием подвижных сеток. Деп. в ВИНТИ № 2283—83, 1983.
6. Фортов В. Е. Модели уравнений состояния вещества. Препринт ОИХФ АН СССР, 1979, № 7.

Поступила 10/V 1984 г.