

## ЛИТЕРАТУРА

1. Парк. Влияние атомарного кислорода на абляцию графита.— Ракетн. техника и космонавтика, 1976, т. 14, № 11.
2. Бейкер. Влияние неравновесных химических процессов на сублимацию графита.— Ракетн. техника и космонавтика, 1977, т. 15, № 10.
3. Анфимов И. А. Горение графита в потоке воздуха при высоких температурах.— Изв. АН СССР. ОН. Механика и машиностроение, 1964, № 5.
4. Щенников В. В. Расчет ламнарного пограничного слоя у сублимирующей поверхности.— ЖВММФ, 1961, т. 1, № 5.
5. Завелевич Ф. С. Горение графита в химически равновесном пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 1.
6. Кендолл, Бартлетт. Решение задачи о многокомпонентном пограничном слое интегральным матричным методом.— Ракетн. техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 6.
7. Скала, Гильберт. Сублимация графита при гиперзвуковых скоростях.— Ракетн. техника и космонавтика, 1965, т. 3, № 9.
8. Baron J. R., Bernstein H. Heterogeneous rate coupling for graphite oxidation. AIAA Paper N 70-832, 1970.
9. Алексеев Б. В. Пограничный слой с химическими реакциями. М.: ВЦ АН СССР, 1967.
10. Гофман А. Г., Грузин А. Д., Пырх С. И. Неравновесный многокомпонентный пограничный слой на сублимирующей углеродистой поверхности.— ЧММСС, Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980, т. 14, № 6.
11. Lundell J. H., Dickey R. R. Graphite ablation at high temperatures. AIAA Paper N 71-418, 1971.
12. Ланделл, Дики. Абляция графита АТГ при высоких температурах.— Ракетн. техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 2.
13. Сулов О. П., Тирский Г. А., Щенников В. В. Описание химически равновесных течений многокомпонентных ионизованных смесей в рамках уравнений Навье — Стокса и Прандтля.— ПМТФ, 1971, № 1.
14. Гершбейн Э. А. Ламнарный многокомпонентный пограничный слой при больших вдувах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 1.
15. Громов В. Г. Расчет вязкого обтекания сферы гиперзвуковым потоком газовой смеси, содержащей углекислый газ.— Науч. тр. Ин-та механики МГУ, 1970, № 5.
16. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука, 1978, т. 1, кн. 2; 1979, т. 2, кн. 2.
17. Гришин А. М., Берцун В. И. Итерационно-интерполяционный метод и теория сплайнов.— ДАН СССР, 1974, т. 214, № 4.
18. Громов В. Г. Расчет ламнарного пограничного слоя при наличии неравновесных реакций.— В кн.: Новые применения метода сеток в газовой динамике. Вып. 1. М.: МГУ, 1971.
19. Краснов Н. Ф. Аэродинамика. М.: Высш. школа, 1971.

Поступила 4/V 1983 г.

УДК 621.789

### ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ БИМЕТАЛЛА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО ПОТОКА ЭНЕРГИИ

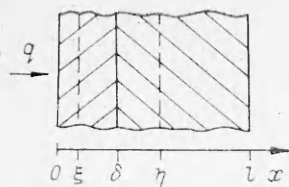
В. И. КИРКО, И. И. ПАК

(Красноярск)

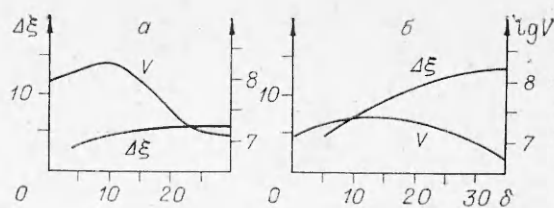
Образование метастабильных структур при затвердевании тонкого слоя расплава, полученного воздействием концентрированного потока энергии на вещество, связано с высокой скоростью охлаждения. В [1] обсуждены тепловые условия обработки поверхности лазером, которые обеспечивают скорости закалки, необходимые для образования металлических стекол из жидкого состояния. Были получены [2] аморфные слои (15—20 мкм) на некоторых сплавах на основе железа. Однако для многих систем фиксация аморфной фазы требует более высоких скоростей закалки.

Представляет интерес возможность дополнительного ускорения процесса охлаждения в условиях воздействия теплового потока на поверхность биметалла. В этом случае скорость закалки при затвердевании поверхностного слоя может увеличиваться за счет теплопоглощения при проплавлении подложки и ее высокой теплопроводности. Если при этом температура плавления подложки не выше температуры стеклования расплавленного поверхностного слоя, то его аморфизация будет облегчена из-за отсутствия зародышей кристаллической фазы на границе раздела поверхностный слой — подложка.

В данной работе на основе численных расчетов анализируется температурный режим, возникающий в биметаллах при воздействии концентрированного потока энергии.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Рассмотрим случай, когда на поверхность биметаллической пластины (фиг. 1), состоящей из чистых металлов, воздействует постоянный тепловой поток  $q$  в течение времени  $\tau$ . Пренебрегая кинетикой процессов плавления и последующей кристаллизации, примем для численного моделирования температурного режима классическую постановку Стефана. Тогда распределение температуры  $T(x, t)$  в биметаллической пластине удовлетворяет следующей задаче:

$$(1) \quad c(x, T) \rho(x, T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda(x, T) \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad 0 < x < l; \quad x \neq \xi, \eta, \delta;$$

$$(2) \quad \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right]_{x=\xi, \eta} = L_{1,2} \rho \frac{d(\xi, \eta)}{dt};$$

$$(3) \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = -q;$$

$$(4) \quad \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right]_{x=l} = 0;$$

$$(5) \quad T(l, t) = T_0, \quad T(x, 0) = T_0, \quad T(\xi, t) = T_1^*, \quad T(\eta, t) = T_2^*, \quad \xi(0) = 0, \quad \eta(0) = \delta.$$

Здесь индекс 1 относится к поверхностному слою, а 2 — к подложке;  $\xi(t)$  и  $\eta(t)$  — координаты фазовых фронтов;  $T^*$ ,  $L$  — температура и теплота плавления. Плотность  $\rho(x, T)$ , теплоемкость  $c(x, T)$  и теплопроводность  $\lambda(x, T)$  терпят разрывы на фазовых границах и на поверхности раздела металлов.

Задача (1)–(5) решалась численно на основе неявных конечно-разностных аппроксимаций на подвижных сетках в консервативной форме [3]. Теплофизические параметры биметалла брались зависящими от температуры в явной или экстраполированной по справочным данным [4, 5] форме. Значения теплового потока  $q$  и время его воздействия  $\tau$  выбирались из условий, при которых отсутствует испарение с поверхности пластины. В этом случае процесс охлаждения при снятии тепловой нагрузки ( $q = 0$  при  $t > \tau$ ) полностью определяется теплоотводом в подложку.

Для сравнения степени влияния теплофизических свойств материала подложки на тепловой режим в поверхностном слое проведены расчеты для биметаллов с толщиной  $\delta = 10^{-3}$  см при фиксированных параметрах воздействия:  $q = 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 10^{-5}$  с. В таблице приведены результаты численных расчетов глубин проплавления  $\Delta \xi$ ,  $\Delta \eta$  и средней скорости охлаждения  $V$  (в интервале 2800–700 К) тонкого железного покрытия на различных подложках. Значения теплопроводности  $\lambda$  в таблице соответствуют материалу подложки. При заданном тепловом потоке и времени его воздействия высокая теплопроводность подложки ограничивает глубину проплавления покрытия, но позволяет получать большие скорости охлаждения. Использование медной подложки увеличивает скорость охлаждения покрытия на порядок. В биметалле с цинковой подложкой скорость охлаждения практически сравнима со скоростью в биметалле с медной или алюминиевой подложкой, несмотря на ее более низкое значение теплопроводности. Этот факт можно объяснить влиянием теплопоглощения при плавлении цинка (плавления алюминиевой и медной подложек в этом режиме не происходит).

На фиг. 2 представлены расчетные глубины проплавления  $\Delta \xi$  и усредненные скорости охлаждения  $V$  в поверхностном слое биметалла в зависимости от его толщины  $\delta$ . Графики иллюстрируют расчеты, связанные с биметаллами: а) железо — медь при воздействии теплового потока  $q = 2 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> в течение времени  $\tau = 10^{-5}$  с; б) железо — алюминий при  $q = 6 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 5 \cdot 10^{-5}$  с. Видно,

что с уменьшением  $\delta$  глубина проплавленного слоя  $\Delta \xi$  уменьшается, а скорость закалки  $V$  увеличивается по сравнению со скоростью в пластине из чистого железа ( $\delta = l$ ). При некотором  $\delta = \delta_*$  скорость закалки принимает максимальное значение. Это может быть связано с тем, что уменьшение  $\delta$  приводит к существенному прогреву подложки, ослабляющему теплоотвод, а с увеличением  $\delta$  влияние подложки на процесс охлаждения уменьшается.

Биметалл	$\Delta \xi$ , мкм	$\Delta \eta$ , мкм	$V$ , град/с	$\lambda$ , Вт/м·град
Fe	4,0	0	$1,3 \cdot 10^7$	29,7
Fe + Pb	3,9	21,7	$4,5 \cdot 10^7$	19,8
Fe + Zn	3,7	9,5	$8,5 \cdot 10^7$	95,0
Fe + Al	3,6	0	$5,1 \cdot 10^7$	184,0
Fe + Cu	3,4	0	$9,8 \cdot 10^7$	318,0

В заключение следует отметить, что проплавление подложки дополнительно увеличивает скорость охлаждения поверхности и что существует оптимальная толщина покрытия, при которой достигается максимальная скорость закалки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Крапошин В. С. Обработка поверхности металлических материалов лазерным излучением. — Поверхность, 1982, № 3.
2. Бородина Г. Г., Копецкий Ч. В. и др. Образование аморфной структуры в сплавах на основе железа при обработке поверхности излучением лазера. — ДАН СССР, 1981, т. 259, № 4.
3. Пак Н. И. Численный метод решения многофронтной задачи Стефана с использованием подвижных сеток. — ИФЖ, 1983, т. 45, № 3.
4. Темкин А. В. Зависимость теплофизических свойств низколегированных сталей от температуры. — Изв. вузов. Энергетика, 1978, № 8.
5. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

Поступила 31/V 1983 г.

УДК 621.374.013.001.2

#### УСКОРЕНИЕ ПРОВОДНИКОВ В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ МАССИВНОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО МНОВИТКОВОГО ИНДУКТОРА

Г. З. БЕР, В. Н. БОНДАЛЕТОВ, А. А. ГУСАРОВ

(Москва)

Силовое воздействие импульсного магнитного поля на проводники используется в индукционно-динамическом приводе коммутационных аппаратов, при магнитно-импульсной обработке металлов и высокоскоростном индукционном металении проводников. При исследовании протекающих электромагнитных процессов проникновение электромагнитного поля (ЭМП) в проводники рассматривают обычно в квазистационарном приближении. В [1] в качестве основной электромагнитной величины выбран векторный магнитный потенциал (ВМП)  $A$  и записаны соответствующие уравнения. В [2, 3] расчет двумерных квазистационарных ЭМП проводился методом интегральных уравнений (МИУ), а в [4, 5] — методом конечных разностей (МКР). В [6] с помощью эквивалентной схемы замещения исследована «цилиндрическая» индукционно-динамическая система (ИДС), индуктор и проводник заменялись полыми цилиндрами толщиной, равной эквивалентной глубине проникновения ЭМП при частоте, соответствующей разряду емкостного накопителя энергии (ЕНЭ) на «холостой» индуктор. В [7] с помощью МИУ исследована ИДС, содержащая многовитковый индуктор в виде соленоида и якорь в виде массивного цилиндра, при этом не учитывалось проникновение ЭМП в индуктор, имеющее место в рассматриваемых системах и прежде всего при ускорении тел малой массы, когда необходимо уменьшать индуктивность индуктора для достижения оптимального преобразования энергии конденсаторной батареи в энергию ускоряемого тела. В этом случае следует применять системы, индукторы которых имеют небольшое число массивных витков. Такие индукторы предпочтительнее и с точки зрения Джоулева нагрева. Для исследования ИДС с учетом проникновения в индуктор ЭМП можно использовать МИУ [7], однако в этом случае на участки с однородными свойствами разбивается и область первичных токов, что приводит к значительному увеличению числа неизвестных в системе разностных уравнений. Порядок полученной по МИУ системы дифференциальных уравнений меньше, чем по МКР, однако матрица коэффициентов полностью заполнена, а по МКР матрица ленточная. В некоторых случаях благодаря наличию экономичных схем расчета большие преимущества в скорости счета и требуемой памяти имеет МКР [5]. Однако при использовании МКР для систем с многовитковыми индукторами необходимо не только производить расчет распределения векторного потенциала в пространстве, но и определять зависимость напряжений на витках индуктора от времени.

В данной работе предлагается схема расчета и приводятся результаты математического исследования ускорения проводников в импульсном магнитном поле массивного цилиндрического многовиткового индуктора, на который разряжается ЕНЭ (фиг. 1), с учетом проникновения поля в индуктор и проводник. Ускоряемый проводник имеет форму сплошного цилиндра массой  $m$  и расположен соосно с индуктором. В общем случае рассматриваемая система не является осесимметричной и при ее исследовании необходимо рассчитывать трехмерное ЭМП. Однако чем больше диаметр индуктора и меньше ширина и шаг витка, тем больше оснований считать многовитковый индуктор осесимметричным и проводить расчет двумерного ЭМП в плоскости координат  $r, z$ . Существуют также ИДС, индуктор которых набирается из соединенных последовательно колец. Поскольку в данной работе задача рассматривается в прибли-