

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

ОЦЕНКА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВТИПП НА ПОВЕРХНОСТЬ ЖЕЛЕЗА

А.М. Жукешов, А.У. Амренова, Б.С. Конурбаева

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы

Проведена оценка температурного градиента и глубины плавления поверхности сплавов на основе железа при воздействии высокотемпературных импульсных плазменных потоков и сравнение с экспериментальными результатами. Показано, что в результате воздействия плазмы глубина модифицированного слоя составляет порядка 10 мкм, сделана оценка характерного размера микроструктуры.

Вопрос о температурно-фазовых изменениях в структуре конструкционных металлов и сплавов под действием импульсных пучков лазерного и корпускулярного излучений в последнее время привлекает внимание специалистов многих отраслей. В общих чертах воздействие сильноточных пучков сводится к интенсивному разогреву поверхности, ее плавлению на глубину порядка пробега частиц с последующим быстрым охлаждением. При этом иногда имеют место некоторые гидродинамические неустойчивости, которые приводят к образованию особого микрорельефа на поверхности [1]. Температурно-фазовые изменения здесь определяются кинетикой охлаждения расплава вблизи точки фазового перехода.

Вопрос о применении высокотемпературных импульсных плазменных потоков (ВТИПП) для модификации материалов пока еще на стадии экспериментальных исследований, но уже сегодня очевидно, что энергетические возможности мощных плазменных пучков существенно выше, чем лазерных и электронных. При воздействии плазменного потока с плотностью энергии 5-100 Дж/см, длительностью импульса 10^{-5} - 10^{-3} с поверхность металла нагревается до температур, соответствующих любому агрегатному состоянию, вплоть до кипения. Аналогичные изменения могут происходить и под воздействием сильноточных импульсных электронных пучков. Однако, в плазменном потоке роль электронов второстепенная, так как их масса мала, а кинетическая энергия ионов порядка 1 кэВ.

В металлах доминирующим механизмом поглощения энергии является возбуждение электронов проводимости. Последующая релаксация возбужденных электронов сопровождается передачей энергии другим электронам (электрон-электронное взаимодействие), а также колебательным модам решетки, которые, в свою очередь, разменивают свою энергию на порции, соответствующие энергии акустических фононов в твердом теле. Характеристическое время, в течение которого возбужденные электроны приходят в равновесие с решеткой, для большинства материалов находится в области 10^{-11} – 10^{-12} с при плотностях возбуждения и температурах, обычно используемых для импульсного отжига.

В общем случае, для нахождения температуры образцов при импульсном облучении используется макроскопическое уравнение теплопроводности, решение которого при соответствующих граничных условиях проводят численно. Основная трудность связана с конкретизацией функции источника $Q(E, x, T, t)$ и поглощения w_i применительно к условиям эксперимента. Наиболее важными параметрами ионных пучков, которые определяют функцию источника, являются: сорт ионов, интегральный ток в пучке, однородность

распределения плотности тока в поперечном сечении пучка, энергия и энергетический разброс ионов. В одномерном случае

$$Q(E, x, T, t) = f(t) \int_0^{\infty} \frac{\partial W_i}{\partial E} \Phi(E, x, T) dE, \quad (1)$$

где $\frac{\partial W_i}{\partial E}$ - спектральное распределение мощности падающего пучка; $f(t)$ - безразмерная функция, задающая форму и длительность импульса; $\Phi(E, x, T)$ - функция, описывающая закон поглощения.

Энергетический спектр ионов, генерируемых в коаксиальных плазменных ускорителях (МК-200, КПУ-30 и др.) простирается в довольно широком диапазоне. Общий вид распределения имеет максвелловский тип с максимумом около 1 кэВ. Функция поглощения описывает распределение выделенной энергии по толщине и зависит как от природы частиц в потоке излучения, так и от свойств материала. В случае электронов и ионов функция поглощения может быть задана распределением Гаусса [2]

$$\Phi(E, x, T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta R_p}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - R_p}{\Delta R_p} \right)^2 \right], \quad (2)$$

или, более точно, распределением Пирсона IV. При использовании энергий до 200 кэВ пробег ионов в полупроводниках не превышает 1 мкм. Как видно из (2), профиль распределения выделенной энергии не зависит от температуры, однако в реальном случае разогрев области торможения в результате ионных столкновений может быть существенным. Что касается формы импульса, то для плазменного ускорителя КПУ-30 он представляет собой затухающий гармонический ток амплитудой в несколько килоампер.

Коэффициент температуропроводности $D=K/(c\rho)$ характеризует длину $(2D\tau_p)^{1/2}$ диффузии тепла за время действия импульса. Для получения оценок скоростей нагрева и охлаждения по порядку величины предположим, что перечисленные параметры не зависят от температуры, и будем пренебрегать скрытой теплотой при фазовых переходах. Существуют два предельных случая решения одномерной задачи распространения тепла в полубесконечное тело при условии, что размер плазменного потока много больше толщины нагреваемого слоя. В первом случае, длина поглощения энергии Δx мала по сравнению с длиной диффузии тепла: $(2D\tau_p)^{1/2} \gg \Delta x$. В этом случае поглощенная энергия импульсного потока затрачивается на нагрев слоя толщиной $(2D\tau_p)^{1/2}$. Среднее повышение температуры в слое составляет

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{c\rho(2D\tau_p)^{1/2}}, \quad (3)$$

где ΔE - плотность энергии падающего плазменного потока. По окончании импульсного воздействия тепло распространяется в глубь подложки. Время охлаждения по порядку величины также составляет τ_p . Таким образом, скорости нагрева и охлаждения можно оценить из соотношения (3) как $\Delta T/\tau_p$. Во втором случае, длина поглощения энергии Δx велика по сравнению с длиной диффузии тепла: $(2D\tau_p)^{1/2} \ll \Delta x$. В результате формируется спадающий температурный профиль с характерной длиной Δx .

$$\Delta T(x) = \frac{\Delta Q(x, T)}{c\rho} \quad (4)$$

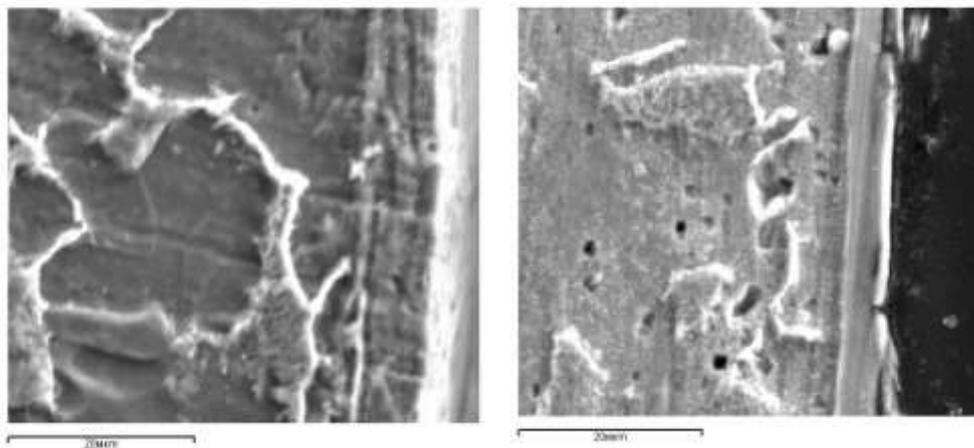
Скорость нагрева есть $\Delta T(x)/\tau_p$. Более важной величиной является скорость охлаждения, так как ею определяются структура и состав поверхностного слоя после импульсного воздействия. Для охлаждения слоя длина диффузии тепла в подложку должна превысить Δx . Время охлаждения приближенно можно оценить из соотношения $\Delta x = (2D\tau_p)^{1/2}$. Исходя из этого, скорость охлаждения по порядку величины составляет

$$\frac{\Delta T}{dt} \approx (\Delta x)^2 \frac{2D\Delta E}{c\rho}.$$

Для оценки величин тепловых полей в сплавах на основе железа используем следующие теплофизические характеристики железа: плотность $\rho \approx 7870 \frac{\text{кг}}{\text{см}^3}$, удельная теплоемкость $c = 456 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, теплопроводность $K = 78,2 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$, температура плавления $T_n = 1799 \text{ К}$, температура кипения $T_k = 3149 \text{ К}$, удельная теплота плавления и затвердевания $0,27 \cdot 10^2 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$, удельная теплота испарения $6,25 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Для установки КПУ-30 средняя плотность энергии потока составляет 50 Дж/см^2 при длительности первого импульса 7 мкс . С учетом теплофизических параметров железа, длина диффузии тепла при такой длительности импульса составит около 20 мкм . С учетом того, что пробег ионов низких энергий в мишени менее $0,5 \text{ мкм}$, в данном случае реализуется первый вариант облучения (см. выше), когда плавится слой толщиной порядка проективного пробега ионов. Максимальная температура (3) в этом слое при средней плотности энергии составит порядка 10^4 К . Скорость нагрева и охлаждения поверхностного слоя при длительности импульса порядка 10^{-5} с составит 10^9 К/с . Результаты расчетов свидетельствуют о том, что при воздействии импульсного плазменного потока поверхность железа плавится при плотности энергии $15\text{-}20 \text{ Дж/см}^2$ и выше, далее тепловой фронт успевает распространиться на глубину до 20 мкм .

Сравним расчеты с экспериментальными результатами. На рисунке 1 приведены фотографии поперечного среза образцов железного сплава (низкоуглеродистая сталь), обработанных 1 и 5 раз импульсом плазмы на установке КПУ-30. Снимки получены с помощью метода растровой электронной микроскопии. Как видно из рисунков, обработка поверхности стали сопровождается образованием на поверхности модифицированного слоя толщиной $10\text{-}20 \text{ мкм}$. При однократном воздействии формируется переходный слой толщиной около 10 мкм (а), в котором заметна столбчатая дендритная структура. Увеличение кратности обработки позволяет уплотнить структуру формируемого слоя (б), при этом структура исчезает. Результаты РФА на этих образцах показали наличие двухфазной структуры с различной величиной кристаллитов аустенита и феррита.



а – одним импульсом, б – 10 импульсами

Рис. 1. Микроструктура поперечного шлифа образцов после импульсной плазменной обработки

Основные физико-механические свойства модифицированного слоя зависят от характерного размера микроструктуры. Для расчета размера микроструктуры воспользуемся гипотезой маргинальной устойчивости [3]. Согласно этой гипотезе, размер микроструктуры d равен минимальной длине волны малого возмущения, соответствующего условию нейтральной устойчивости плоской поверхности раздела фаз. При заданных температурных градиентах GL и GS в расплаве и твердой фазе соответственно соотношение, определяющее параметр d , имеет вид

$$d = \left(\frac{\Gamma / \sigma}{\frac{1}{2}(GL + GS)} \right)^{1/2},$$

где $\sigma = 1/4\pi^2$ – параметр устойчивости, $\Gamma = 9 \cdot 10^{-8}$ мК – коэффициент Гиббса-Томсона. Взяв величину температурного градиента равной 1600 К/0,2 см, получим $G = 8 \cdot 10^5$ К/м. Тогда для размеров формируемых кристаллитов получим значение $1.7 \cdot 10^{-8}$ м. Эта величина достаточно мала, но она хорошо совпадает с данными о размерах кристаллитов, полученных методом РСА поверхности исследуемых образцов.

Таким образом, при воздействии импульсной плазмы на железные сплавы возможно образование модифицированного слоя глубиной порядка 10 мкм с мелкокристаллической наноразмерной структурой. Полученные экспериментальные данные находятся в согласии с проведенной численной оценкой, что дает основания для проведения более тщательного моделирования процессов взаимодействия ИПП с материалами.

Литература

1. Гуреев Д.М., Катулин В.А., Лалетин А.П. и др. Исследование структурных превращений в твердом сплаве ВК-8 в зоне импульсной лазерной обработки. // Физика и химия обработки материалов. 1986. №5, С. 46-50
2. Аброян И.А., Андронов А.Н., Титов А.И. Физические основы электронной и ионной технологии, М., :Выс. Шк., 1984, 320 с.
3. Галенко П.К., Харанжевский Е.В., Данилов Д.А. Высокоскоростная кристаллизация конструкционной стали при лазерной обработке. // ЖТФ , 2002. Т.72. В.5. С. 48-55.

ЖТИПА ӘСЕРІНДЕ ТЕМІРДІҢ БЕТІНДЕГІ ТЕРМОДИНАМИКАЛЫҚ ЖАҒДАЙДЫ БАҒАЛАУ

Ә.М. Жүкешов, А.У. Әмренова, Б.С. Конурбаева

Жұмыста темір негізіндегі қорпаларға жоғары температуралы импульсті плазма ағындарының әсерінен пайда болатын беткі қабатының температуралық градиенті мен балку тереңдігі бағаланып, эксперименттік нәтижелермен салыстырылған. Плазманың әсерінен модификациаланған қабатының тереңдігі шамамен 10 мкм болатыны көрсетіліп, микроқұрылымның сипаттаушы өлшемі бағаланған.

CALCULATION OF THERMODYNAMIC CONDITIONS AT INFLUENCE HPPF ON A SURFACE OF IRON

A.M. Zhukeshov, A.U. Amrenova, B.S. Konurbaeva

The calculation of a temperature gradient and melt depths of a surface of alloys is carried out on the basis of iron at influence of high-temperature pulse plasma flows and comparison with experimental results. Is shown, that as a result of influence of plasma the depth of the modified layer makes about 10 microns, the estimation of the characteristic size of microstructure is made.