

01;03;05.1

© 1991

ФРАКТАЛЬНАЯ КИНЕТИКА САМООРГАНИЗАЦИИ  
ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР В ПРОЦЕССЕ  
МЕХАНИЧЕСКОГО ЛЕГИРОВАНИЯ В АТТРИТОРАХА.С. Балакиц, В.С. Иванова,  
А.А. Колесников, Е.Е. Савицкая

Еще в классических работах Бриджмена [1] было установлено, что в условиях одновременного действия гидростатических и сдвиговых напряжений чрезвычайно интенсифицируются диффузионные процессы. Именно этот эффект и лежит в основе новой перспективной технологии механического легирования (МЛ) [2].

С термодинамической точки зрения шихта, обрабатываемая в аттриторе [2], является открытой системой, в которой происходит диссипация механической энергии, подводимой рабочими органами. Поведение таких систем вдали от равновесия кардинально отличается от поведения слаборавновесных систем и определяется процессами самоорганизации диссипативных структур (ДС), контролирующими каналы диссипации избыточной энергии [3]. Кроме того, очевидно, что МЛ относится к процессам, в которых за макроскопическими эффектами стоит сложное поведение на микроскопическом (атомном) уровне [4], т.к. после нескольких часов обработки смеси порошков можно получить однородный твердый раствор, даже в случае, когда в равновесных условиях взаимная растворимость металлов практически отсутствует [2]. Поэтому разработка теории МЛ, адекватно отражающей процессы самоорганизации ДС и позволяющей целенаправленно совершенствовать технологию, возможно только в рамках синергетики деформируемых сред [5].

Настоящая работа была посвящена изучению процессов, происходящих при синтезе алюминидов переходных металлов методом МЛ в аттриторе с принудительным охлаждением объемом  $0.01 \text{ м}^3$ , оснащенный двигателем мощностью 4.5 кВт. Исследования выполнялись на сплавах стехиометрического состава в системах  $Ni-Al$  и  $Ti-Al$ , обрабатываемых в атмосфере аргона.

Анализ технологических циклов МЛ позволил выделить три группы ДС, обеспечивающих диссипацию энергии на макро-, мезо- и микроскопическом уровнях:

1. Турбулентные динамические макро ДС, обеспечивающие эффективное перераспределение подводимой кинетической энергии между компонентами шихты и дробящими шарами (ДШ), благодаря самоорганизации резко неоднородной пространственной структуры поля диссипации энергии, обусловленной эффектами перемежаемости. Согласно [6], области диссипации образуют фрактальную структуру

с хаусдорфовой размерностью  $d_f^{(1)} < d$ , где  $d$  – размерность объемлющего пространства. Это указывает на возможность эффективного управления процессом путем изменения  $d_f^{(1)}$ , которое может осуществляться как увеличением скорости вращения мешалки, так и изменением соотношения размеров частиц обрабатываемой шихты и ДШ, служащими одновременно своеобразными наковальнями Бриджмена.

2. Квазистатические ДС мезоскопического масштаба, обеспечивающие эффективную диссипацию энергии в результате дробления и трансформации формы частиц, деформируемых между ДШ. В процессе обработки последовательно происходит: а) фрагментация и схватывание частиц шихты, б) образование многослойных композиционных частиц в результате сварки и прокатки отдельных частиц между ДШ, в) коагуляция, приводящая к образованию конгломерата композиционных частиц, сварившихся друг с другом без какой-либо предпочтительной ориентации. При этом интенсивность диссипации энергии определяется частотой вращения мешалки, размерами и формой частиц шихты и коэффициентом трения между ними, а также соотношением размеров частиц и ДШ. Последовательная смена стадий (а–в) сопровождается изменением размерности мезо ДС  $d_f^{(2)}$ , контролирующей процессы адаптации и диссипации энергии на мезоуровне.

3. Динамические микро ДС, обеспечивающие эффективное перемешивание компонентов шихты на атомном уровне, приводящее к образованию однородных аморфных или квазикристаллических сплавов в результате адаптации избыточной энергии в неравновесных областях, размерность которых  $D_f > 3$ . Рост таких областей ограничен, поскольку они „не помещаются” в трехмерном пространстве и их плотность увеличивается с увеличением размеров  $\sim r^{-\alpha}$ ,  $\alpha = 3 - D_f < 0$  (эффект подобен свертыванию крови [7]).

Эффективность адаптации энергии на атомном уровне определяется величиной  $D_f$ , зависящей от скорости деформации композиционных частиц, контролируемой интенсивностью диссипации на мезоуровне (т.е. величиной  $d_f^{(2)}$ , зависящей от  $d_f^{(1)}$ ). В свою очередь, микро ДС определяют реологическое состояние частиц и тем самым контролируют соотношение интенсивностей диссипации на мезо- и макроуровнях (т.е. отношение  $d_f^{(1)}/d_f^{(2)}$ ).

Таким образом, кинетика МЛ в атриторе контролируется иерархией самоподобных „несоразмерных” ДС, размерность которых уменьшается с увеличением характерного масштаба ДС ( $L_f^i$ ) с переходом от  $3 < D_f < 4$  к  $2 < d_f^{(2)} < 3$  [8] и, затем, к  $1 < d_f^{(1)} < 2$  [5].

Учитывая, что величины  $d_f^i$ ,  $D_f$  дают нижнюю оценку числа степеней свободы (а следовательно, и управляющих параметров), определяющих кинетику процессов). Очевидно, что процессы самоорганизации макро-, мезо- и микро ДС разнесены в „физическом” времени – самоорганизация квазистатических ДС начинается после достижения критической плотности „избыточной” энергии в объеме  $\sim (L_f^{(1)})^{\alpha_f^{(1)}}$  и, в силу S-теоремы [9, 10], сопровождается умень-

шением производства энтропии (в реальном времени для разных частиц это условие достигается в разные моменты времени). При достижении в объеме  $(L_f^{(2)})^{\alpha_f^{(2)}}$  критического отношения плотности энергии дилатации к плотности энергии дилатации критического значения [8] вещество в объеме ДС переходит в метастабильную квазиаморфную фазу, обеспечивающую аномальную взаимную диффузию компонентов шихты.

Экспериментально установлено, что при реализуемой средней скорости деформации частиц шихты  $\sim 10 \text{ с}^{-1}$  в результате пластического течения и микроротаций происходит диспергирование частиц шихты до размеров  $\sim 10^{-9}$  м. С ростом деформации и с увеличением затраченной работы увеличивается общее количество поглощенной энергии и энтальпия материала увеличивается на величину  $\sim 10^2 - 10^3$  кДж/кг. Процессы диспергирования структуры и накопления энергии протекают неравномерно по объему гранул. Максимальное отклонение от равновесного состояния наблюдается в периферийных зонах частиц и на межфазных границах. После смешения компонентов на атомном уровне в результате диссипации энергии в композиционном материале образуются зародыши новых неравновесных фаз.

В результате МЛ в сплаве  $Ni + 25 \text{ ат.}\% Al$  в микрокристаллической матрице  $Ni - Al$  получены включения  $Ni_3Al$  и  $NiAl$ , сплав  $Ni + 50 \text{ ат.}\% Al$  после обработки представляет собой смесь аморфной фазы и квазикристаллического интерметаллида  $NiAl$ , а в сплаве  $Ti + 48 \text{ ат.}\% Al$  в матрице  $Ti - Al$  формируется фаза  $TiAl$ .

Оценка скорости аномальной взаимной диффузии, контролируемой квантовыми каналами диссипации [11], дает величину  $D \sim \alpha c_t \sim \sim 10^{-6}$  м/с, согласующуюся со значением  $D \sim 10^{-6}$  м/с, где  $\alpha$  - межатомное расстояние, а  $c_t$  - скорость поперечного звука [11]. Это обеспечивает образование кластеров сплава размером  $L_f^{(2)} \sim \sim 100$  мкм за время  $\tau_{(3)} \sim (L_f^{(2)})^3 / Da \sim 30$  мин. Подчеркнем, что общее время технологического цикла определяется временем самоорганизации квазистатических ДС, причем  $\tau_{(1)} \ll \tau_{(3)} \ll \tau_{(2)}$ .

Кинетика коагуляции самоподобных кластеров метастабильного сплава, размерность которых  $3 < D_f < 4$ , может быть описана системой уравнений

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{(L_f^{(2)})^3}{\tau_{(3)}} - Da x_1 \left( x_1 + \sum_{n=1}^{\infty} x_n n^{-\beta} \right), \quad (1)$$

$$\frac{dx_n}{dt} = Da x_1 \left[ x_{n-1} (n-1)^{-\beta} - x_n n^{-\beta} \right],$$

где  $x_n$  - концентрация кластеров, содержащих  $n$  атомов. Размер кластера из  $n$  атомов  $L_K^{(n)} \sim n^{\beta}$ ,  $\beta = 1/D_f$ , а полная концентрация кластеров равна  $N = \sum_1^{\infty} x_n$ .

Решение системы (1) имеет скейлинговый характер

$$x_n \sim n^{-\beta} t^{-\alpha}, \quad L_K^{(n)} \sim t^\gamma, \quad n_{max} \sim t^m, \quad N \sim t^k, \quad (2)$$

где скейлинговые показатели равны:

$$\frac{4}{5} < m = 2\alpha = \frac{2D_f}{3D_f - 2} < \frac{6}{7}, \quad \frac{1}{5} < \gamma = \frac{2}{3D_f - 2} < \frac{2}{7}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{7} < k = \frac{D_f - 2}{3D_f - 2} < \frac{1}{5}.$$

Полученные соотношения (2), (3) могут быть использованы для выбора вида и оптимизации параметров инерционного [12] или квазирезонансного [13] воздействий, которые целесообразно использовать для управления технологическим процессом МЛ в аттриторе.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бриджмен П. Исследования больших кинетических деформаций и разрывов. М.: ИЛ, 1955. 241 с.
- [2] Аруначалам А.С. // Актуальные проблемы порошковой металлургии. М.: Металлургия, 1990. С. 175-201.
- [3] Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. М.: Мир, 1990. 344 с.
- [4] Баланкин А.С. Синергетика деформируемого тела. М.: МО СССР, 1991. 358 с.
- [5] Баланкин А.С., Банных О.А., Иванова В.С. // Тез. док. П Всесоюз. симп. по перспективным металлическим материалам. М.: ИМЕТ АН СССР, 1991. С. 4.
- [6] Frisch V., Sulem P.L., Nelkin M. // Fluid Mech. 1978. V. 87. N 6. P. 719-727.
- [7] Гросбрег А.Ю., Хохлов А.Р. Физика в мире полимеров. М.: Наука, 1989. 208 с.
- [8] Баланкин А.С., Иванова В.С. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 1. С. 32-35.
- [9] Климонтович Ю.Л. Турбулентное движение и структура хаоса. М.: Наука, 1990. 320 с.
- [10] Баланкин А.С., Любомудров А.А., Северюков И.Т. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 12. С. 102-105.
- [11] Баланкин А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 22. С. 15-20.
- [12] Афанасьев В.В., Польский Ю.Е. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 11. С. 30-33, С. 52-55.
- [13] Афанасьев В.В., Польский Ю.Е. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 18. С. 86-89.