

УДК 534.8 536.424

В.А. Плотников

# Акустическая эмиссия и динамическая релаксация энергии при мартенситных превращениях

В сплавах, не склонных к фазовому наклепу, акустическая эмиссия при охлаждении (прямом превращении) уже не может быть обусловлена пластической релаксацией микронапряжений, генерируемых мартенситными кристаллами в ходе мартенситных превращений (МП). Тем более при нагреве (обратном превращении) акустическая эмиссия, очевидно, имеет иную природу. Эта природа, по нашим данным, определяет асимметричный и симметричный характер диссипации нехимической энергии при обратимых МП, а развиваемый подход позволяет систематизировать разрозненные данные других исследований, накопленные к настоящему времени [1, с. 142–149].

## Экспериментальные результаты

На рисунке 1 даны фрагменты акустических кривых (зависимость среднеквадратичного напряжения пьезопреобразователя, приведенного ко входу измерительной системы, от времени нагрева или охлаждения), наблюдаемых при проведении циклов обратимых МП в тройных сплавах с медью. В тройных сплавах с концентрацией меди до 8,0 at% в цикле мартенситных превращений высокотемпературная фаза B2 претерпевает переход B2→B19' при охлаждении и B19'→B2 при нагреве, в сплавах с концентрацией меди выше 8,0 at% на первой стадии при охлаждении высокотемпературная фаза B2 претерпевает переход B2→B19 и B19→B2 при нагреве. Характерной особенностью, устойчиво наблюдаемой в экспериментах, является асимметрия акустической эмиссии в сплавах с концентрацией меди до 8,0 at% и близкое к симметричному соотношение энергии излучения при прямом и обратном МП в сплавах с концентрацией меди 9,0–11,0 at%.

Многократное воспроизведение циклов МП по-разному сказывается на эволюции акустической эмиссии (рис. 2). В сплавах с концентрацией меди до 8,0 at% энергия излучения при прямом МП снижается, а при обратном – растет. В сплавах с концентрацией меди 9,0 at% и выше циклирование МП слабо влияет на энергию излучения, но, самое главное, сохраняется симметричный характер излучения.

## Обсуждение

1. Сопоставим закономерности акустической эмиссии с кинетическими характеристиками мар-

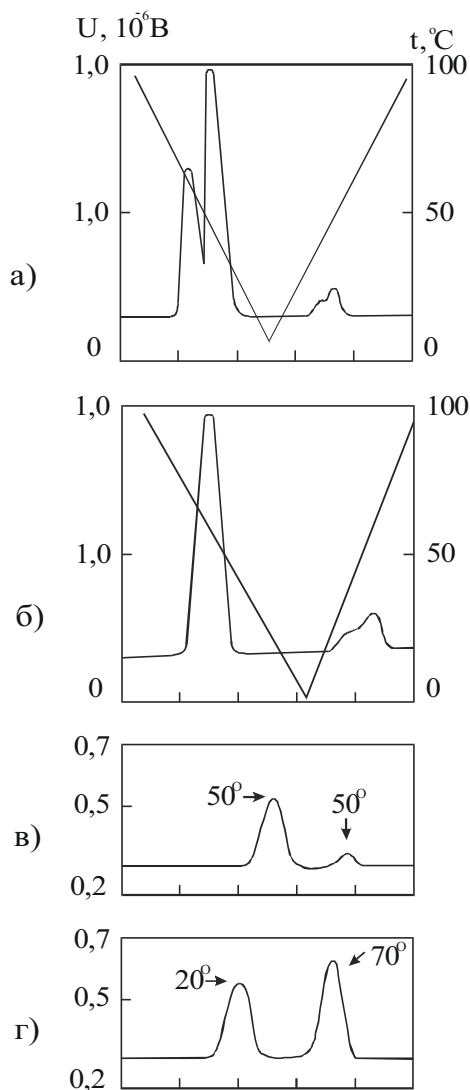


Рис. 1. Фрагменты акустических кривых (1) в сплавах  $Ti_{0.5}Ni_{0.5-x}Cu_x$  (2, 0J x J11, 0 at %):

а, б – асимметрия излучения первого типа в сплавах с 2,0, 4,0 at % Cu при B2 → B19' и B19' → B2 превращениях; в – асимметрия излучения первого типа в сплаве с 8,0 at % Cu при B2 → B19 и B19 → B2 превращениях; г, д, е – близкое к симметричному типу акустическое излучение в сплавах с 9,0, 10,0, 11,0 at % Cu при B2 → B19 и B19 → B2 превращениях;  
(2) – температурная кривая

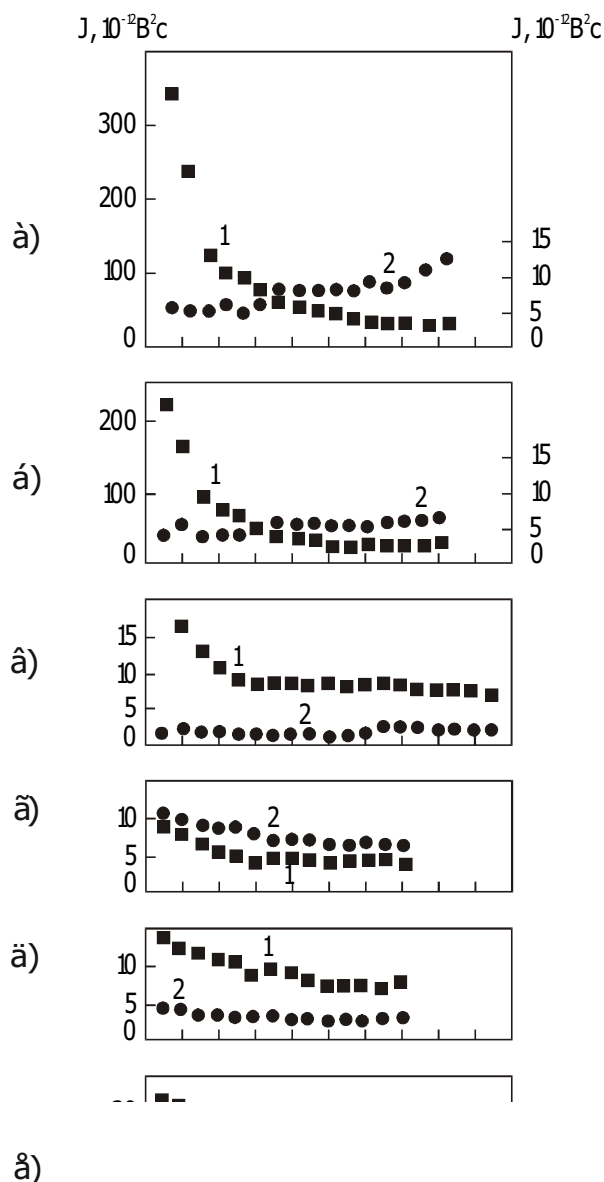
тенситных превращений и механическими свойствами сплавов [2, с. 757–763]. Из таблиц 1 и 2 следует, что сплавы с низким (до 6,0 at%) содержанием меди характеризуются высоким напряжением мартенситного сдвига, склонностью к фазовому наклепу (рост предела текучести при циклировании МП), мартенситные превращения – широкой петлей гистерезиса, низким значением тангенса угла наклона мартенситной кривой ( $dY/dT$ ), микрокинетикой медленного роста-сокращения мартенситных пластин.

Напротив, сплавы с высоким (более 8,0 at%) содержанием меди характеризуются низким напряжением мартенситного сдвига, низкой склонностью к фазовому наклепу (отсутствует рост предела текучести при циклировании МП), а мартенситные превращения – узкой петлей гистерезиса, высоким значением тангенса угла наклона мартенситной кривой, микровзрывной кинетикой появления-исчезновения мартенситных кристаллов.

Для сплавов с близкими значениями напряжения мартенситного сдвига и предела текучести (сплавы с содержанием менее 8,0 at% меди) характерен первый тип асимметрии акустической эмиссии в ходе цикла МП, деградирующий при циклировании до насыщения и претерпевающий трансформацию во второй.

В сплавах с аномально низким значением напряжения мартенситного сдвига наблюдаем близкий к симметричному тип акустической активности в ходе прямого и обратного МП, слабо зависящий от циклирования.

Разумно сплавы по механическим характеристикам, микрокинетике МП и проявлению акустической активности разделить на две группы. Сплавы первой группы (с концентрацией меди до 6,0 at%) характеризуются высоким напряжением мартенситного сдвига и низким напряжением пластического течения, а мартенситные превращения развиваются в соответствии с микрокинетикой медленного роста-сокращения мартенситных кристаллов. В сплавах второй группы (с концентрацией меди выше 8,0 at%) напряжение мартенситного сдвига существенно (на порядок величины) ниже, а мартенситные превращения развиваются



Оёёёё

Рис. 2. Влияние циклирования мартенситных превращений в сплавах на акустическую эмиссию: а, б – инверсия асимметрии акустической эмиссии первого типа во второй в сплавах с 2,0 и 40,0 at% Cu; в – сохранение асимметрии излучения в сплаве с 8,0 at% Cu; сохранение симметрии излучения в сплавах с 9,0, 10,0 11,0 at% Cu; (1) – для прямого превращения; (2) – для обратного превращения

в соответствии с микровзрывной кинетикой появления-исчезновения мартенситных кристаллов.

2. Как уже было показано [3, с. 110–114; 4, с. 1219–1221], акустическая эмиссия при прямом МП в сплавах первой группы обусловлена пластической релаксацией микронапряжений, на-

Таблица 1

Кинетические характеристики МП тройных сплавов Ti (NiCu) и акустическая эмиссия

Сплавы, содержание меди в at%	Мартенситные превращения			Акустическая эмиссия	
	Микрокинетика превращений	Гистерезис, °C	$dY/dT$ , 1 / °C	Исходная асимметрия	Эволюция асимметрии
2,0	Медленный рост-сокращение при B2B19' и B19' → B2	30	0,17	Тип 1	Инверсия асимметрии: тип 1 → тип 2
4,0		25	0,17	Тип 1	
8,0	Микровзрывная при B2 → B19 → B19'	8	1,0	Асимметрия типа 1	Сохранение асимметрии
9,0	Микровзрывная на стадии B2 → B19 и B19 → B2	8	0,5	Близкая к симметрии	Сохранение симметрии
10,0		10	0,5		
11,0		10	0,25		

Таблица 2

Механические характеристики МП тройных сплавов Ti (NiCu)

Сплав	Предел текучести, МПа	Напряжение мартен- ситного сдвига, МПа	Разность напряжений	
			$\Delta\sigma_s$ , МПа	$(\sigma_s - \sigma_m)$ , МПа
5. 2at%Cu	450	210	100	240
6. 4at%Cu	430	120	90	300
7. 8at%Cu	380	50	40	330
8. 9at%Cu	250	35	0	215
9. 10at%Cu	250	35	0	215
10. 11at%Cu	250	35	0	215

В таблице  $\sigma_s$  – предел текучести;  $\sigma_m$  – напряжение мартенситного сдвига;  $\Delta\sigma_s$  – прирост предела текучести при циклировании МП.

капливающих в ходе превращения. Близкое к пределу текучести значение напряжения мартенситного сдвига свидетельствует о высокой вероятности локального достижения микронапряжениями напряжения пластического (дислокационного) сдвига. Накопление полных дислокаций приводит к упрочнению кристаллической структуры как мартенситной, так и высокотемпературной фазы (росту предела текучести). Рост разности между пределом текучести и напряжением мартенситного сдвига в ходе проведения циклов МП сопровождается деградацией пластической релаксации, а с некоторого цикла при насыщении фазового наклепа – к насыщению и пластической релаксации.

3. Остаточная акустическая эмиссия при прямом и, тем более, акустическая эмиссия при обратном МП уже не связаны с пластической релаксацией, а имеют иную природу. Так, например, в сплавах Au–Cd акустическое излучение при обратном МП связывают с рассеянием так называемой конфигурационной энергии, накапливаемой при прямом [5, с. 1013–1016]. При прямом же МП акустическая эмиссия обусловлена зарождением мартенситной границы, ее взаимодействием с локальными препятствиями, выходом на поверхность кристалла.

Будем называть механизм продуцирования аку-

стического излучения после деградации пластической релаксации микронапряжений **динамической релаксацией** нехимической энергии, понимая под динамической релаксацией специфический механизм рассеяния нехимической энергии мартенситного превращения.

4. Ясно, что в сплавах второй группы, в которых фазовый наклеп не обнаружен (отсутствует пластическая релаксация микронапряжений), фактически с первого цикла МП наблюдаем в «чистом» виде акустическое излучение, обусловленное динамической релаксацией нехимической энергии. В явном виде динамический механизм акустической эмиссии проявляется при моделировании макроскопически взрывной кинетики МП [6, с. 31–38].

Специфика динамической релаксации нехимической энергии в этих сплавах (табл. 1) обусловлена микровзрывной кинетикой появления и исчезновения мартенситных кристаллов конечных размеров в отличие от микрокинетики медленного роста-сокращения мартенситных кристаллов в сплавах первой группы, коррелированностью (автокатализичностью) процесса формирования-исчезновения групп мартенситных кристаллов [7, с. 882–897], о чем свидетельствует большое значение параметра  $dY/dT$ , превышающее в три раза значение этой величины в сплавах первой группы.

Кроме того, следует учесть, что в условиях спонтанного появления мартенситных кристаллов конечных размеров не происходит накопления нехимической энергии и обратное превращение протекает при минимальной значении упругой энергии [7], этот же эффект наблюдается и при приближении макрокинетики МП к макроскопически взрывной [8, с. 36–40]. Следует также учесть, что движение межфазной границы осуществляется при аномальном снижении упругих модулей [9, с. 88–103].

Отсюда следует, что особенности динамической релаксации энергии в ходе МП обусловлены спецификой надбарьерного (спонтанного, микровзрывного) движения мартенситной границы [10, с. 317–390]. В первую очередь специфика надбарьерного движения состоит в равенстве скорости движения границы скорости поперечных волн в данной кристаллической среде [10]. Следует учесть и то, что масштаб спонтанных перемещений мартенситной границы в разных сплавах различен. Кроме того, специфика надбарьерного движения состоит в формировании самоаккомодационных групп мартенситных кристаллов вплоть до макроскопического объема.

5. Проанализируем обобщенное выражение для звукового поля (поле давления) движущегося точечного источника массы в однородной и изотропной среде, которое можно записать в виде [11]

$$p(R,t) = \rho_0 4\pi \left[ \left( \frac{1}{R^2} \right) f_1(\theta) f(t) + \left( \frac{1}{R} \right) f_2(\theta) f(t) + \left( \frac{1}{R} \right) f_3(\theta) f'(t) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\rho_0$  – плотность среды;  $R$  – расстояние от источника; первое слагаемое – ближнее поле (оно быстро падает как  $1/R^2$ ), второе (тормозное поле) и третье (собственное поле) – дальнее поле, зависящее от  $R$  как  $1/R$ . Сомножители  $f_1(\theta)$ ,  $f_2(\theta)$ ,  $f_3(\theta)$  определяют угловую зависимость амплитуды поля,  $f(t)$  – временная зависимость, которая может быть представлена в виде экспоненциальной функции.

Ближнее поле излучателя определено амплитудным (угловым) сомножителем, который согласно [11] имеет вид

$$\left( \frac{1}{R^2} \right) f_1(\theta) = \{ cM(\cos\theta - M) / R^2 (1 - M\cos\theta)^3 \}. \quad (2)$$

Здесь  $c$  – скорость звука в среде;  $M = V/c$ ;  $\theta$  – угол между направлением скорости  $V$  и направлением  $R$ .

Амплитудный (угловой) сомножитель тормозного поля определен как

$$\left( \frac{1}{R} \right) f_2(\theta) = M' \cos\theta' / R (1 - M\cos\theta)^3, \quad (3)$$

где  $M' = dM/dt$ , не равное нулю лишь при изменении (например, торможении) скорости. Ясно, что при  $V = \text{const}$  тормозное поле равно нулю.

Собственное поле излучателя определяется амплитудным (угловым) сомножителем, пропорциональным  $1/R(1 - M\cos\theta)^2$  и производной от вре-

менной функции. Поэтому для монохроматического излучателя амплитудный сомножитель содержит частоту собственного излучения  $i\omega/R(1 - M\cos\theta)^2$ , и при  $\omega = 0$  собственное поле отсутствует.

Из анализа поля движущегося излучателя сделаем ряд замечаний:

1) поле, описываемое выражением (1), имеет диаграмму направленности, которая определяет возрастание амплитуды давления в направлении движения источника, т.е. при  $\theta < \pi/2$ ;

2) если знаменатель  $(1 - M\cos\theta) = 0$ , то амплитуда давления должна неограниченно возрастать, что свидетельствует о неприменимости линейного подхода для описания звукового поля движущейся мартенситной границы;

3) при  $M = 1$  (при  $V/c = 1$ ) знаменатель  $(1 - M\cos\theta) = 0$  только при  $\cos\theta = 1$  (этот экстремальный случай соответствует вырождению диаграммы направленности и характеризует безизлучательный режим);

4) при  $R = 1$  компоненты ближнего и дальнего поля совпадают, а при  $V = \text{const}$  и  $w = 0$  структура поля содержит лишь компоненту ближнего поля.

6. Из проделанного анализа следует, что особенности излучения акустических сигналов движущимся излучателем, имеющего нулевую собственную частоту, соответствуют условию продуцирования переходного излучения. Действительно, фундаментальное условие переходного излучения состоит в требовании: скорость излучателя  $V$  должна превосходить фазовую скорость излучения  $c(\omega)$  на границе раздела со второй средой [12]

$$V \geq c(\omega). \quad (4)$$

Излучение резко направлено, и условие излучения имеет вид

$$\cos\theta = c(\omega)/V. \quad (5)$$

Такой подход позволяет выделить ряд ситуаций, характеризующих динамический акустический эффект в ходе МП.

## Заключение

Надбарьерный характер мартенситных превращений предполагает перемещение межфазной границы со скоростью не ниже скорости распространения упругих волн в данной кристаллической среде [10]. Это означает только одно – выполнение безизлучательного условия  $(1 - M\cos\theta) = 0$  при надбарьерном (спонтанном) движении межфазной границы.

Ситуация существенно меняется при взаи-

модействии мартенситной границы с границей раздела кристаллитов или локальными препятствиями. Акустическое излучение возникает при нарушении безызлучательного условия  $(1 - M \cos \theta) = 0$ , что возможно при  $V/c > 1$ . Тогда совокупность мартенситных кристаллов, формирующаяся автокаталитическим путем, может представлять систему когерентных излучателей, степень когерентности которых тем выше, чем выше совершенство мартенситной структуры. При этом спонтанный акустический сигнал продуцируется как переходное акустическое излучение, являющееся аналогом переходному излучению в оптике [12, с. 553–608].

Безызлучательный режим движения мартенситной границы нарушается и при нарушении само-

аккомодационного (консервативного [13, с. 49–61]) характера МП (в широком смысле – нарушение когерентности [14, с. 3–20]). В этом случае акустический сигнал представляет спонтанное тормозное излучение. Эти два варианта продуцирования акустического излучения существенно отличны, что, однако, не исключает формирования акустического сигнала как совокупности переходного и тормозного излучения.

Таким образом, при справедливости основных положений о надбарьерном характере движения мартенситной границы соотношение  $V/c \geq 1$  может быть использовано в качестве порогового условия продуцирования акустических сигналов в ходе мартенситных превращений.

## Литература

1. Плотников В.А., Паскаль Ю.И. Природа акустической эмиссии при мартенситных превращениях // ФММ. 1997. Т. 84. №3.
2. Плотников В.А., Монасевич Л.А., Паскаль Ю.И. Акустическая эмиссия при мартенситных превращениях в сплавах  $Ti_{0,5}Ni_{0,5-x}Cu_x$  // ФММ. 1987. Т. 63. №4.
3. Плотников В.А., Монасевич Л.А., Гюнтер В.Э., Паскаль Ю.И. Механизмы акустической эмиссии и диссипация упругой энергии в сплавах на основе никелида титана // ДАН СССР. 1988. Т. 290. №1.
4. Плотников В.А., Монасевич Л.А., Паскаль Ю.И. Акустическая эмиссия, обусловленная фазовым наклепом при термоупругом мартенситном превращении // ФММ. 1988. Т. 65. №6.
5. Baram J., Avissar J. and Gefen Y. Release of elastic strain energy as acoustic emission during the reverse thermoelastic phase transformation in Au-47,5at% Cd alloy // Scr. Met. 1980. V. 14. №9.
6. Плотников В.А. Моделирование взрывной акустической эмиссии при мартенситных превращениях в сплавах // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. №1.
7. Ерофеев В.Я., Паскаль Ю.И. Кинетические и морфологические закономерности мартенситных превращений в сплавах Ti (NiCu) // ДАН СССР. 1986. Т. 286. №4.
8. Паскаль Ю.И., Ерофеев В.Я., Монасевич Л.А. Кинетика мартенситного превращения в сплавах на основе TiNi под постоянной внешней нагрузкой // Металлофизика. 1984. Т. 6. №6.
9. Хачин В.Н. Мартенситная неупругость сплавов // Изв. вузов. Физика. 1985. №5.
10. Roitburd A.L. Martensitic transformation as a typical phase transformation in solids // Solid state physics: advances in research and application. New York, 1978.
11. Осташев В.Е. Распространение звука в движущихся средах. М., 1992.
12. Гинзбург В.Л., Цитович В.Н. Некоторые вопросы теории переходного излучения и переходного рассеяния // УФН. 1978. Т. 126. №4.
13. Плотников В.А., Паскаль Ю.И. Аккомодационные и релаксационные процессы при мартенситных превращениях // Изв. вузов. Физика. 1987. №5.
14. Шелепин Л.А. Когерентная физика и ее приложение. // Когерентные кооперативные явления. М., 1976.