

ПЛАСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В НИКЕЛИДЕ ТИТАНА ПРИ СКОЛЬЖЕНИИ СФЕРИЧЕСКОГО ИНДЕНТОРА

А.И. Потекаев*, В.А. Хохлов, С.В. Галсанов, А.Н. Табаченко*, И.А. Шулепов**

Томский государственный университет

*Сибирский физико-технический институт им. акад. В.Д. Кузнецова, г. Томск

**Томский политехнический университет

E-mail: potekaev@spti.tsu.ru

Проведен анализ условий формирования фронтальных пластических волн и образования дорожек трения при скольжении сферического индентора по пластическому полупространству из никелида титана. Установлен пульсирующий скачкообразный характер движения индентора и изменения вида дорожек трения при различных температурно-скоростных режимах.

Ключевые слова:

Никелид титана, пластическое течение и волны, структура, твердость, скольжение, трение, сферическое контртело.

Key words:

Titanium nickelide, plastic current and waves, structure, hardness, sliding, friction, spherical counterbody.

Введение

Особенностями никелида титана $TiNi$ является его способность изменять фазовый состав и, соответственно, свойства при термических воздействиях и в силовых полях [1–6]. Так, при понижении температуры T исходная аустенитная (А) фаза переходит в более пластичную мартенситную (М) фазу. Возврат температуры к исходной сопровождается обратным превращением мартенсита в аустенит. Подобное превращение может произойти также под действием напряжений σ и деформаций ε , при котором фаза А переходит в мартенсит деформации (M_d) с теми же его свойствами, что и в термическом мартенсите. Снятие внешней нагрузки приводит к обратному $M_d \rightarrow A$ превращению. Реакция $A \rightarrow M_d$ происходит при температурах до 60...80 °С. Выше этих температур мартенсит деформации не образуется.

Таким образом, $TiNi$, как и другие материалы с памятью формы (ПФ), относятся к классу сложных материалов, свойства которых, а также количественные соотношения фаз переменны и зависят от температуры и напряженно-деформированного состояния. Возникновение твердофазных реакций типа $A \leftrightarrow M$ и $A \leftrightarrow M_d$ превращений является первопричиной ряда аномалий в свойствах этих материалов, в частности механических, таких как снижение сопротивления деформациям, увеличение внутреннего трения, пластичности, особое поведение материалов с ПФ в условиях трения и износа. Так, в [7, 8] была установлена аномально высокая износостойкость $TiNi$, выявлены механизмы износа и установлена их природа. Однако для установления полной физической картины необходимо изучение предистории их проявления, вопросов протекания пластических деформаций в поверхностных слоях при трении, структурно-фазового состояния последних, формирования дорожек трения и возможных способов удаления материала.

Разрешение данных вопросов, призванных углубить и расширить понимание механизмов износа, составило цель данной работы.

Формирование пластической волны

Вначале рассмотрим задачу скольжения с трением сферического штампа (индентора) по пластическому материалу в феноменологическом приближении. Подобная пара трения общепринята в механике контактного взаимодействия, в которой как дискретные, так и единичные микронеровности моделируются набором сферических сегментов радиусами R_1 и R_2 . По аналогии примем одну из контактирующих поверхностей как жесткое тело с $R_1 = R$, а другую — как пластичное с $R_2 = \infty$, что приводит к задаче о скольжении сферического штампа по упруго-пластическому полупространству.

На первой стадии контактного взаимодействия приложение только нормальной нагрузки P_y вызывает внедрение сферического индентора (СИ) на глубину h (рис. 1, а). Материал при этом сжимается и частично удаляется в навалы, образуя основу будущей волны. На рисунке показано поле напряжений в области контакта, возникающих при вдавливании СИ [9]. Первичный проход индентора по упруго-пластическому полупространству под действием сил $P_y = \text{const}$ и монотонно возрастающей сдвигающей P_z (рис. 1, б) сопровождается образованием дорожки трения (трека). Приложение силы P_z разгружает СИ (на рисунке левую сторону), причем дальнейшая деформация материала реализуется за счет смещения сферического индентора (на рисунке вправо). Так как силы трения, действующие на границе контакта, удерживают СИ от проскальзывания, то индентор движет перед собой нарастающую пластическую волну.

Дорожка формируется за счет выдавливания материала на боковые поверхности трека, образования перед индентором пластической волны и — в меньшей степени — за счет адгезионного вырывания. Из-за образования больших отрицательных «передних» углов и $h \ll R$ микрорезание отсутствует.

Силы, ответственные за фронтальный и боковой сдвиги, различны в разных точках контакта (показаны на рис. 2). Величины P_z , P_b — сжимаю-

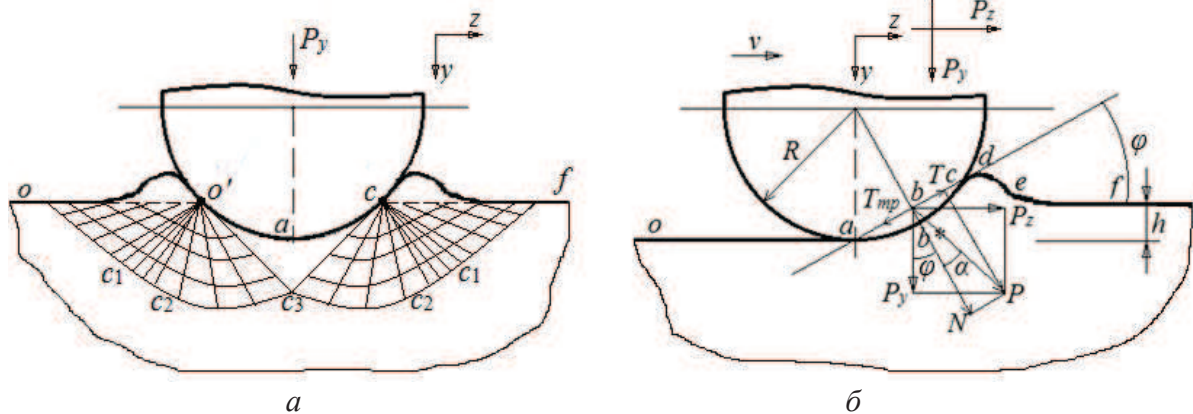


Рис. 1. Перемещение индентора и силовые схемы: а) вертикальное перемещение и поле линий скольжений; б) тангенциальное смещение

шая и боковая силы; B – произвольная лежащая на одном из горизонтальных уровней точка (линия 2) площадки контакта; линии 1 и 3 – контуры дна трека и его верхней границы. Как видно из схемы, P_z и P_b изменяются в зависимости от β : от $P_z = P_{z\max}$ и $P_b = 0$ при $\beta = 0^\circ$ до $P_z = 0$ и $P_b = P_{b\max}$ при $\beta = 90^\circ$. При этом только часть выдавленного из трека материала движется перед индентором.

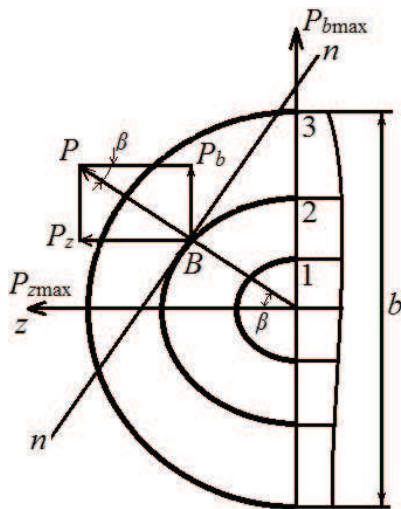


Рис. 2. Вид трека в плане

Рассмотрим процесс формирования дорожки трения и движения материала вдоль оси z . На рис. 1, б приведена схема его перемещения индентором. На рисунке ab^*c – граница контакта СИ с полупространством, cde – пластическая волна. Для удобства и упрощения анализа процесса перехода от состояния покоя индентора к скольжению заменим криволинейную границу ab^*c на прямую abc . Такая замена допускает незначительную ошибку в расчетах, т. к. $h \ll R$. Так, например, в наших экспериментах при $R = 1,5$ мм и $P_y = 2$ Н глубина трека $h = 0,007 \dots 0,008$ мм, т. е. h и R отличаются друг от друга более чем на два порядка.

Проанализируем силовую часть схемы. Ввиду малости abc положим в первом приближении, что

центр действующих на линии касания сил расположен в точке b . Тогда в этой точке действуют: сжимающая (нормальная к oa) сила P_y , сдвигающая P_z , сила сопротивления скольжению – сила трения $T_{тр}$, преодолевающая ее касательная T и нормальная к abc сила N , равнодействующая к P_z , P_y и T , N сила P . Силы трения и нормальная связаны между собой известным соотношением $T_{тр} = Nf$, f – адгезионно-деформационный коэффициент трения.

Если $T < T_{тр}$, то на площадке abc существует только микропроскальзывание, а общее скольжение отсутствует. Движение индентора вызывает образование пластической волны, увеличение ее объема, силы сопротивления $T_{тр}$ и, соответственно, коэффициента трения. Для преодоления $T_{тр}$ необходимо увеличение P_z . При этом будут возрастать T , N и α . Скольжение СИ по волне начнется при $N = P$ и $\tan \alpha = \tan \varphi$ [10], где φ – угол трения (угол между линиями abc и oa), $\tan \varphi = f$. В результате этого индентор перескакивает через вершину d волны, занимая новое устойчивое, энергетически более выгодное положение с образованием под действием P_y исходной лунки, как и в первом случае. На профилограмме (рис. 3, б) показаны этапы движения СИ от исходного состояния (точка 1), образования трека (1–2) с перемещением пластической волны (2–3), перескоком через вершину 3 в новое положение (3–4). Далее процесс повторяется – образуется новая увеличивающаяся в размерах волна (5–6) перескок через вершину (7) и т. д. Причем этот процесс формирования волн повторяется многократно при однократном циклическом движении СИ под нагрузками.

Факт подобного образования и развития пластической волны экспериментально подтвержден нами на TiNi [11], а также в работе Челлена и Оксли [12] в опытах с индентором в виде клина и пластичными металлами. Они назвали схему деформирования, аналогичную описанной выше, модой растирания (размазывания), поскольку материал растекается вдоль поверхности основы без отделения от нее. Вариант, когда вытесненный материал скользит вдоль основания с отделением частиц

в результате многократных проходов индентора и усталости металла (как было показано в [8]), они назвали модой износа. В нашем случае прослеживается аналогия образования валика клином [11] и сферой при $h \ll R$ (рис. 1).

Экспериментальные исследования

Рассмотренные выше условия формирования пластической волны, скачкообразное движение индентора и пульсирующий вид дорожек трения подтвердились экспериментально на никелиде титана. Были испытаны сплавы двух составов, отличающиеся между собой пределами прочности σ_b и характеристическими температурами начала образования температурного мартенсита M_H : сплав № 1 $Ti_{49,2}Ni_{50,8}$ с $\sigma_{b\min}=650$ МПа, $\sigma_{b\max}=1200$ МПа, $M_H=-20$ °С и сплав № 2 $Ti_{50}Ni_{47,5}Fe_{2,5}$ с $\sigma_{b\min}=1000$ МПа, $\sigma_{b\max}=1500$ МПа, $M_H=-80$ °С. Следует отметить, что в полях напряжений и деформаций температуры M_H повышаются.

Работа выполнялась на шариковом трибометре «CSEM instruments» с корундовым сферическим

индентором диаметром 3 мм и 3D-профилографе «Still». Задавались нагрузка $P_z=2$ Н и скорости $v=0,09...0,15$ м/с. Опыты проводились при температурах 20 и 400 °С.

На рис. 3, а, б видно периодическое, пульсирующее изменение размеров и формы треков: наблюдается фронтальное пластическое оттеснение материала с нарастанием его объема, сопровождающееся ростом силы сопротивления скольжению СИ, перескоком в новое положение и последующим повторением процесса. Это согласуется с изложенными представлениями. Коэффициент трения равен 0,45. Понижение скорости движения индентора приводит к снижению температуры на контакте, увеличению сопротивления материала движению индентора, коэффициента трения и, следовательно, к увеличению частоты и уменьшению шага пульсаций (рис. 4). Коэффициент трения при этом составлял 0,55.

Процесс формирования треков у сплава № 1 несколько иной. Хотя на профилограмме проглядываются следы скачкообразных переходов инден-

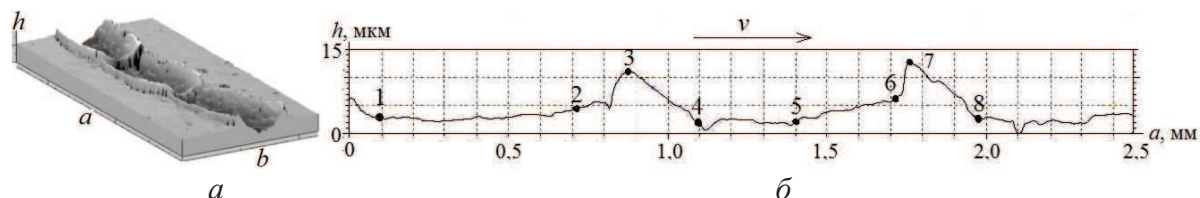


Рис. 3. Вид поверхности трения (а) и ее продольная профилограмма (б). $Ti_{49,2}Ni_{50,8}$, $h=19$ мкм, $a=2,47$ мм, $b=1,17$ мм. $P=2$ Н, $v=0,157$ м/с

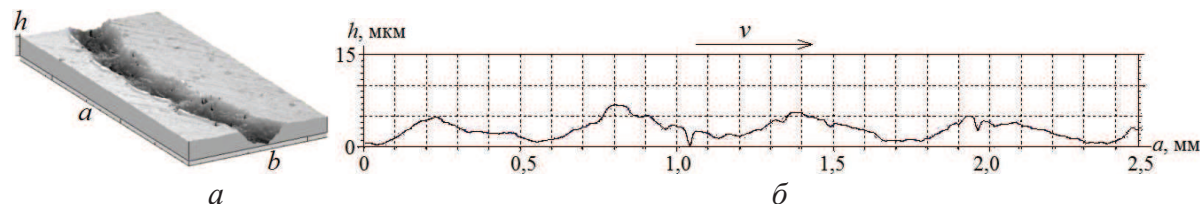


Рис. 4. Вид поверхности трения (а) и ее продольная профилограмма (б). $Ti_{49,2}Ni_{50,8}$, $h=11,8$ мкм, $a=2,47$ мм, $b=1,17$ мм. $P=2$ Н, $v=0,09$ м/с

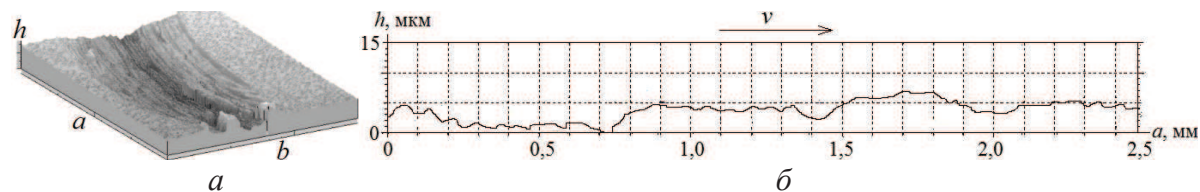


Рис. 5. Вид поверхности трения (а) и ее продольная профилограмма (б). $TiH-1K$, $h=17,9$ мкм, $a=2,49$ мм, $b=1,5$ мм. $P=2$ Н, $v=0,157$ м/с

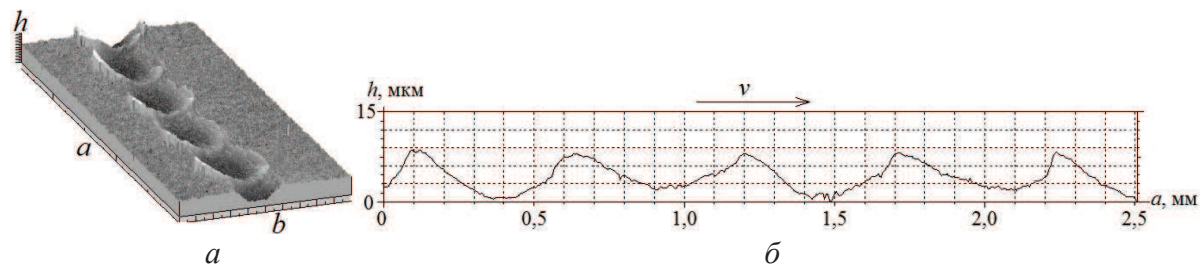


Рис. 6. Вид поверхности трения (а) и ее продольная профилограмма (б). $TiH-1K$, $h=9,92$ мкм, $a=2,5$ мм, $b=1$ мм. $P=2$ Н, $v=0,157$ м/с. $T=400$ °С

тора (рис. 5, б), но обнаружить их на изображении поверхности трения (рис. 5, а) сложно.

Иначе выглядит картина формирования треков на сплаве № 1, нагретом до 400 °С вблизи температур гомогенизирующего отжига. Процесс идет в полном соответствии с теоретическими представлениями (рис. 6). Наблюдаются пульсационные скачкообразные следы движения индентора, пластические волны и боковые навалы. Коэффициенты трения в опытах при комнатных температурах равны 0,38, а при повышенных $f=0,45$.

Таким образом, экспериментально получено следующее:

- Вид поверхности трения аналогичен описанной выше схеме. Наблюдается образование валика, волны, перескок (СИ) в новое положение и последующее повторение цикла.
- С увеличением температуры опыта податливость TiNi уменьшается, шаг перескока увеличивается, что является следствием реализации неравенства $T \geq T_{пр}$ на большей длине прохода и уменьшения f .
- Повышение скорости движения СИ равносильно повышению общей температуры пары трения. Как было показано ранее [8], при относительно высоких скоростях скольжения контртела по никелиду титана локальные вспышки температур существенно изменяют процесс трения и триботехнические характеристики материала. В нашем случае увеличение v приводит

к уменьшению f , шага перескоков и увеличению его частоты.

- Форма волны — дугообразная, приблизительно одинакового поперечного сечения.
- В отдельных местах поверхности скольжения отслеживаются следы адгезионного вырывания металла (рис. 3, а, б), и, судя по их масштабам, оно является вторичным механизмом износа.
- Интенсивность адгезионного вырывания с повышением скорости и температуры остается практически неизменной.

Таким образом, результаты опытов, проведенных на TiNi, показали полное соответствие с рассмотренной выше теорией формирования фронтальных пластических волн. Положения ее могут быть применимы к любым пластическим материалам. Например, опыты со скольжением СИ по меди показали качественно аналогичные результаты. На рис. 7 и 8 приведены виды дорожек трения и их продольные профилограммы для $T=20$ °С (рис. 7) и $T=300$ °С (рис. 8) температур, полученных на меди МО с $\sigma_b=190...215$ МПа и $\sigma_t=60...75$ МПа. Из рисунков следует, что размеры треков по глубине и высота гребней волн выше, чем у никелида титана. Частота тем ниже и шаг пульсаций тем выше, чем выше температура. Уровень адгезионного взаимодействия такой же, как у TiNi, коэффициент трения $f=0,43$. Но с повышением температуры на меди усиливаются процессы схватывания, что приводит к росту коэффициента трения до 0,62.

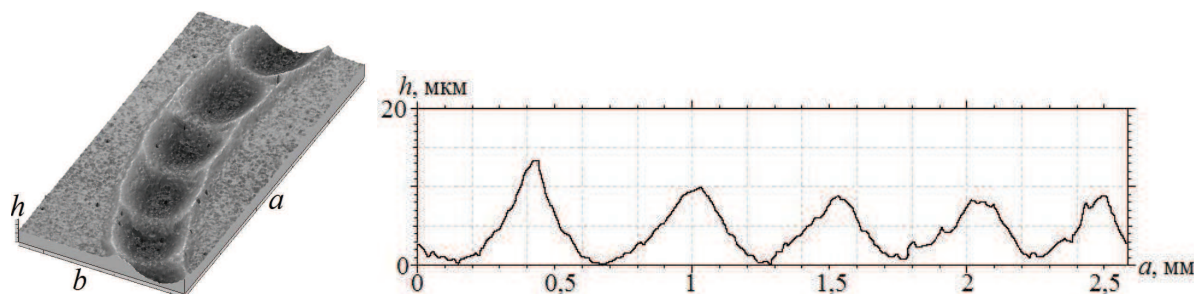


Рис. 7. Вид поверхности трения (а) и ее продольная профилограмма (б). Cu, $h=26$ мкм, $a=2,49$ мм, $b=1,18$ мм. $P=2$ Н, $v=0,157$ м/с, $T=20$ °С

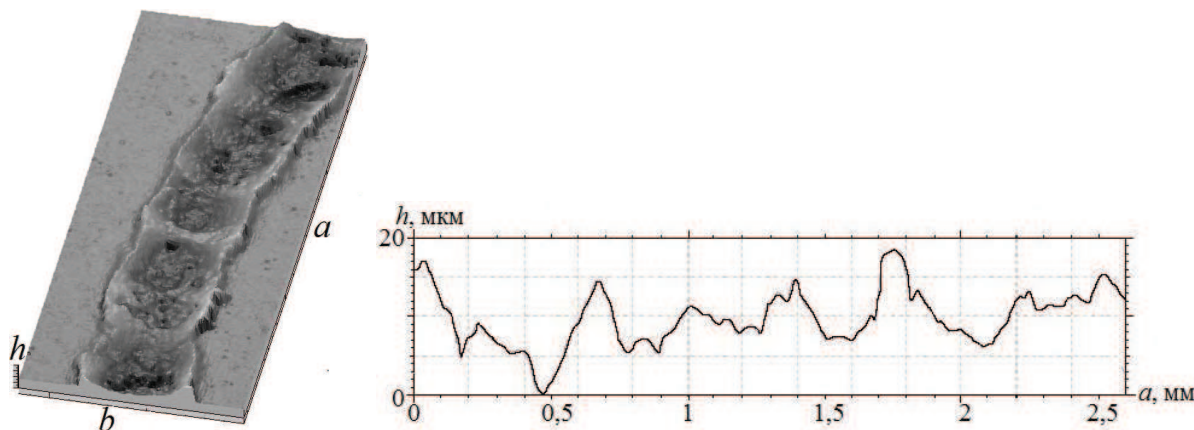


Рис. 8. Вид поверхности трения (а) и ее продольная профилограмма (б). Cu, $h=41,1$ мкм, $a=2,96$ мм, $b=1,16$ мм. $P=2$ Н, $v=0,09$ м/с, $T=300$ °С

Обсуждение результатов

Выше произведено сравнение по внешним признакам: виду, форме, размерам треков и коэффициентам трения. Существенные же отличия формирования волн в никелиде титана от подобного процесса традиционных материалов кроются во внутренних факторах — структурно-фазовом состоянии (СФС) в приповерхностных слоях и в самой пластической волне. На рис. 1, а показано поле линий напряжений под индентором при его внедрении без скольжения. Здесь возникает равномерное напряженное состояние со сжимающими напряжениями и прямолинейным полем линий скольжения. В области под границей контакта (cc_1c_2 и oc_1c_2) — центрированное поле линий с центрами в точках o и c и остальное поле с линиями скольжения, имеющими переменную кривизну. Как показано в [9], действие сдвигающей силы не изменяет характер полей линий скольжения с той лишь разницей, что сторона материала слева от индентора становится свободной от напряжений.

В материалах с пластичностью, определяемой дислокационными механизмами, скольжение сопровождается пластическими деформациями с деформационным упрочнением в волне и в поверхностном слое, следы которого сохраняются и обнаруживаются на поверхности треков по твердости. Поскольку температуры в контакте при трении ниже точек фазовых превращений, фазовый состав и свойства остаются неизменными. Изменяется только структура за счет текстурирования и измельчения зерен.

В TiNi при действии сил P_z и P_y на умеренных скоростных режимах и в широком диапазоне давлений ($P_y = 5 \dots 30$ Н) в подповерхностных слоях и в теле «волны» возникает сложный структурный и фазовый состав, состоящий из мартенсита M_d вблизи границы контакта, совокупности M_d и A на глубине материала и в самой «волне», а также тонкого белого слоя толщиной $10 \dots 25$ мкм на границе $ab*cde$, где возникает большое гидростатическое

давление. Причем эти состояния качественно сохраняются после прохождения индентора и упругого восстановления после разгрузки материала с левой от СИ стороны (аналогично СФС в полях остаточных деформаций, отмеченных в [13]). Локальное повышение температур при трении мало и не влияет на СФС [8].

Несколько иное СФС должно возникать при внешнем термическом воздействии при повышении температуры выше температур начала мартенситного превращения T_{M_d} . Условие $T > T_{M_d}$ исключает возникновение мартенситной фазы, и процесс скольжения идет по TiNi в аустенитном состоянии. Однако это состояние можно назвать квазиаустенитным, поскольку так же как и при исходных ($T = 20^\circ\text{C}$) температурах, происходит образование белого слоя, состоящего из целого набора фаз и представляющего сложную гетерогенную высокодисперсную (наноразмерную) систему. Она обладает, как показывают опыты, свойствами белого слоя, возникающего при исходных температурах трения, и, соответственно, повышенной циклической прочностью и долговечностью.

Заключение

На основе анализа силовой схемы скольжения с трением сферического индентора установлено, что образованная им фронтальная пластическая волна, монотонно увеличиваясь в объеме, повышает силу сопротивления скольжению и, следовательно, коэффициент трения. При значениях сдвигающих сил, превышающих силы трения, происходит перескок индентора через вершину волны в новое устойчивое положение. Этот процесс циклически повторяется, а на дорожках трения наблюдаются периодически повторяющиеся пульсации глубины треков и самих волн, размеры которых определяются давлением, скоростью и температурой. Показано хорошее совпадение экспериментальных результатов и представлений о формировании пластических волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Кулагина В.В., Гюнтер В.Э. Влияние дефектов структуры на структурно-фазовые превращения в слабоустойчивых состояниях функциональных материалов // Известия вузов. Черная металлургия. — 2010. — № 10. — С. 61–67.
2. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Гюнтер В.Э. и др. Влияние фазового наклепа на предмартенситные состояния и на мартенситные превращения в многокомпонентных сплавах Ti (Ni, Co, Mo) с эффектами памяти формы // Материаловедение. — 2010. — № 12. — С. 37–44.
3. Макаров С.В., Плотников В.А., Потекаев А.И. Слабоустойчивые состояния кристаллической решетки алюминия при высокотемпературной деформации и акустическая эмиссия // Известия вузов. Физика. — 2011. — Т. 54. — № 3. — С. 47–55.
4. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Гюнтер В.Э. и др. Асимметрия температурных зависимостей электросопротивления при мартенситных превращениях B2-B19' и B12-R-B19' в сплавах на основе TiNi // Известия вузов. Физика. — 2011. — № 5. — С. 50–56.
5. Клопотов А.А., Потекаев А.И., Кулагина В.В. и др. Влияние деформации на температурные области мартенситных превращений в сплавах на основе TiNi // Деформация и разрушение материалов. — 2011. — № 11. — С. 40–43.
6. Гюнтер В.Э., Дамбаев Г.Ц., Сысолятин П.Г. Медицинские материалы и имплантаты с памятью формы. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. — 486 с.
7. Потекаев А.И., Хохлов В.А., Галсанов С.В. Природа и механизмы абразивного изнашивания материалов с памятью формы на примере никелида титана // Известия Томского политехнического университета. — 2012. — Т. 321. — № 2. — С. 108–112.
8. Хохлов В.А., Потекаев А.И., Галсанов С.В. Исследование трибохимических свойств никелида титана // Известия Томского политехнического университета. — 2012. — Т. 321. — № 2. — С. 112–116.

9. Михин Н.М. Внешнее трение твердых тел. — М.: Наука, 1977. — 224 с.
10. Маслов Е.Н. Теория шлифования материалов. — М.: Машиностроение, 1974. — 320 с.
11. Хохлов В.А., Потекаев А.И., Галсанов С.В. Исследование поверхностей трения материалов с памятью формы на основе никелида титана // Технические науки: Труды I Междунар. научно-техн. конф. — Йошкар-Ола, 2012. — С. 83–85.
12. Chalen Y.H., Oxley P.L.B. Different regimes of friction and wear using asperity deformation models // Wear. — 1979. — V. 53. — P. 229–235.
13. Потекаев А.И., Хохлов В.А., Галсанов С.В. Структурно-фазовые состояния и свойства никелида титана при глубоком неоднородном пластическом деформировании // Известия вузов. Черная металлургия. — 2012. — № 3. — С. 61–63.

Поступила 28.09.2012 г.

УДК 669.295:539.62

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НИКЕЛИДА ТИТАНА, ИНИЦИИРОВАННЫХ ВЫСОКИМ ГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ

В.А. Хохлов, А.И. Потекаев*, С.В. Галсанов

Томский государственный университет

*Сибирский физико-технический институт им. акад. В.Д. Кузнецова, г. Томск

E-mail: potekaev@spti.tsu.ru

Показаны условия возникновения гидростатического ядра давления при внедрении сферического индентора в пластические среды. Выявлено влияние гидростатики на структурно-фазовые состояния и прочностные свойства никелида титана.

Ключевые слова:

Память формы, никелид титана, пластическое течение, гидростатическое ядро.

Key words:

Shape memory, titanium nickeline, plastic current, hydrostatic kernel.

Введение

Никелид титана (TiNi) относится к классу материалов с памятью формы (ПФ), в которых в полях напряжений и деформаций инициируются фазовые превращения: исходная прочная пластичная аустенитная фаза А переходит частично или полностью в новую менее прочную пластичную мартенситную фазу М_д. Реализуется прямое А→М_д мартенситное превращение. При снятии нагрузки происходит обратное мартенситное превращение. Происходит полное или частичное обратное мартенситное превращение. Количество «недовозвращенного» мартенсита зависит от уровня внешней нагрузки, степени деформации, вида напряженно-деформированного состояния (НДС), состава сплава, внешней среды, условий нагружения и т. п.

В последнее время получены достаточно обширные результаты по структурно-фазовому состоянию (СФС) в условиях линейного и простейших плоских НДС [1, 2]. Показано, что А↔М_д переходы вызываются сдвиговой компонентой тензора напряжений и сдвиговыми деформациями. Но остается открытым вопрос о влиянии всестороннего равномерного сжатия (гидростатического давления) на СФС и свойства сформированной структуры, что, по-видимому, является следствием сложности технической реализации, контроля и исследования этого состояния.

Вместе с тем несомненна важность таких исследований как с фундаментальной точки зрения, так и в прикладном плане — например, в целях создания наноструктурированного состояния поверхностных слоев с особыми свойствами в задачах контактной механики, трения и поверхностного разрушения тел из материалов с ПФ.

В настоящей работе исследуется структурно-фазовое состояние и свойства никелида титана в условиях больших гидростатических давлений, создаваемых в поверхностном контактном слое при внедрении сферического штампа (индентора) в упруго-пластическое полупространство из никелида титана. Рассмотрим условия его образования с позиций контактной механики.

НДС при вдавливании сферического штампа в упруго-пластические среды

При вдавливании шарового индентора в упруго-пластическое полупространство образуется круговая площадка радиусом a , возрастающая с увеличением нагрузки P . В пределах упругости задача о размерах площадок контакта, распределения давлений и напряжений решена Герцем, Губером и др. [2]. Основные зависимости задачи Герца приведены ниже:

$$p = \frac{P_m}{a^2} (a^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$