

05,01

„Магнитная память“ в пластичности алюминиевого сплава с включениями железа

© А.А. Скворцов¹, Р.Б. Моргунов^{2,3,¶}, Д.Е. Пшонкин¹, В.П. Пискорский³, Р.А. Валеев³,
Н.С. Ованесян², В.В. Кучеряев³, Д.В. Королев³

¹ Московский политехнический университет,
Москва, Россия

² Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Россия

³ Всероссийский институт авиационных материалов,
Москва, Россия

¶ E-mail: morgunov2005@yandex.ru

Поступила в Редакцию 29 ноября 2018 г.

В окончательной редакции 22 января 2019 г.

Принята к публикации 15 января 2019 г.

Сообщается о влиянии магнитного поля 0.7 Т на состояние алюминиевого сплава, ползучесть которого увеличивается после выдержки в магнитном поле, демонстрируя „магнитную память“. Обнаружено, что сплав содержит микровключения FeAl, идентифицированные электронной микроскопией, магнитометрией и спектроскопией Мёссбауэра. Обсуждаются возможные механизмы изменения состояний ферромагнитных микровключений и алюминиевой матрицы вокруг них под действием магнитного поля.

Работа поддержана Президиумом Российской академии наук: грант 18-0306, программа II, тема 1 „Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий“ и проектом № 9.8392.2017 Минобрнауки России.

DOI: 10.21883/FTT.2019.06.47685.330

1. Введение

О влиянии магнитного поля на структуру и физические свойства алюминиевых сплавов известно давно. Эта тема активно развивается в связи со значительным практическим интересом к уменьшению энергоёмкости проката алюминия, возможностью модификации его свойств и неожиданными успешными применениями сильных магнитных полей в материаловедческих задачах. Значительный массив работ в прошлые годы был посвящён влиянию сильных магнитных полей $\mu_0 H = 10\text{--}20$ Т на динамику межзеренных границ в алюминиевых сплавах (см. например, [1–3]). Главной движущей силой, приводящей к смещению межзеренных границ, изменению текстуры и размеров зерен и другим подобным явлениям в однородном магнитном поле является разность энергий зерен, обладающих анизотропией магнитной восприимчивости $\Delta\chi$. Разориентация кристаллографических осей соседних зерен, ориентированных под углами Θ_1 Θ_2 приводит к возникновению силы $f = \mu_0 H^2 \Delta\chi (\cos^2 \Theta_1 - \cos^2 \Theta_2) / 2$, действующей на межзеренную границу. Поскольку процесс смещения межзеренных границ термоактивированный, величина эффекта, вызываемого магнитным полем, растёт с повышением температуры [4]. Эта группа явлений в алюминиевых сплавах проявляется исключительно в сильных магнитных полях сверхпроводящих магнитов, поскольку разность магнитных восприимчивостей разориентированных зерен $\Delta\chi$ и сама разориентация их кристаллогра-

фических осей ($\cos^2 \Theta_1 - \cos^2 \Theta_2$) обычно невелики, требуется высокое значение напряженности магнитного поля H для наблюдения статистически значимых эффектов. Уменьшение поля ведет к необходимости сильного увеличения времени выдержки сплава в магнитном поле t . В ранее исследованных сплавах, например, в поле 19 Т изменение зеренной текстуры можно наблюдать при $t \sim 1$ мин при 385°С [4]. Упомянутые явления приводят к соответствующему отклику механических свойств [5], являются причиной изменения кинетики кристаллизации расплава [6], влияют на фазовый состав сплава [7] и потому могут рассматриваться, как механизм магнито-пластического эффекта в алюминии.

В литературе можно встретить описание магнито-пластичности алюминия и в меньших полях ~ 1 Т при наблюдении смещений индивидуальных дислокаций [8], деформации с постоянной скоростью [9] и ползучести [10]. Эта группа явлений находит более экзотическую интерпретацию на основе представлений о влиянии магнитного поля на спин-зависимые реакции между дефектами структуры [8,11]. Подтвердить или опровергнуть эту точку зрения трудно потому, что в отличие от ионных кристаллов, где впервые были созданы условия электронного парамагнитного резонанса, влияющие на подвижность дислокаций [12,13], металлический образец не допускает проникновения микроволнового поля в объём. Однако оценить теоретическую возможность влияния спин-зависимых реакций

на пластические свойства алюминия можно. Для этого нужно учесть, что при комнатной температуре время спин-решеточной релаксации электронов проводимости в алюминии составляет $\sim 10^{-10}$ s [14]. Взаимодействие этих электронов с локализованными центрами приводит к тому, что последние имеют весьма высокую скорость спин-решеточной релаксации, сопоставимую с 10^{-10} s [14]. Вместе с тем, время спиновой конверсии пары дефектов в магнитном поле B легко оценить из соотношения $\tau \sim h/\mu\Delta gB$ [15], где h — постоянная Планка, μ — магнетон Бора, $\delta g \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ — разность g -факторов двух парамагнитных дефектов, которой обусловлены синглет-триплетные переходы. В магнитном поле $B = 1$ Т эта оценка дает $\tau \sim 10^{-9}$ s, что на порядок больше, чем время спин-решеточной релаксации. Таким образом, пары электронов на дефектах в магнитном поле 1 Т должны быть термализованы задолго до возможного инициированного внешним полем синглет-триплетного перехода в них, и поэтому они не могут проявлять когерентных спиновых переходов между состояниями под действием магнитного поля, в отличие от диэлектриков, где времена спин-решеточной релаксации достигают 0.1–1 μ s [12,13]. Поэтому попытки описания магнитоэластических эффектов в металлах (в алюминии в частности) с помощью представлений о спин-зависимых реакций между дефектами структуры представляются нам сомнительными. Кроме того, ряд описанных в литературе эффектов (как и в этой статье) заключается в инициировании остаточных изменений пластичности, обнаруживаемых уже после отключения магнитного поля. Даже если принять во внимание намагничивание ферромагнитных включений („магнитную память“), то затруднительно объяснить, каким образом намагничивание само по себе оказывает влияние на пластичность материалов.

Хорошо известно, что приготовление образца даже сверхчистого алюминия требует использования режущих инструментов, как правило, состоящих из железосодержащих материалов. В процессе такой обработки в приповерхностный слой металла могут вноситься ферромагнитные частицы, которые впоследствии, при помещении образца в магнитное поле, способны создавать силу или момент сил, действующий на эти частицы. В частности, образцы бериллиевой бронзы, в которых было обнаружено влияние магнитного поля < 1 Т [16,17], были переданы нам авторами, и в наших опытах обнаруживали магнитный гистерезис, который пропадал после того, как поверхностный слой образца толщиной ~ 0.1 мм был растворен в плавиковой кислоте. Другой причиной возникновения ферромагнитных частиц в алюминиевых сплавах может быть появление включений фаз, сформированных с участием примеси [18]. Вероятно, магнотриплекция ферромагнитных включений и изменение их состояния может приводить к изменению механических свойств металлов и сплавов, например, кинетики ползучести, микротвердости и т. д.

Химический состав матрицы и включения по данным электронной микроскопии

Матрица			Включение		
Элемент	0% вес	% атом	Элемент	% вес	% атом
O	13.83	29.74	O	5.69	10.09
Al	84.83	69.73	Al	32.21	43.45
Fe	1.34	0.53	Si	2.46	2.48
			Mn	5.00	2.65
			Fe	54.64	41.33

Поэтому цель настоящей работы заключалась в создании экспериментальных условий для наблюдения влияния постоянного магнитного поля с индукцией до 1 Т на динамику ползучести сплава алюминия с ферромагнитными включениями, а также установление структурного и химического состояния включений и аттестация их магнитных свойств.

2. Методика и образцы

Для проведения экспериментов использовались плоские алюминиевые образцы шириной в рабочей части 3.0 мм, длиной $l_0 = 80$ мм и толщиной 2 мм. В качестве источников постоянного магнитного поля (МП) использовались неодимовые магниты. Величина индукции магнитного поля в зазоре могла изменяться в диапазоне $B = 0.3 - 0.7$ Т. Время экспонирования варьровалось от 5 до 120 мин.

Наличие Fe-содержащих включений (сформировались в процессе получения материала) и их химический состав (таблица) определялся с помощью просвечивающей электронной микроскопии (рис. 1). На фотографии отчетливо наблюдаются Fe-содержащие включения в матрице алюминия. Средний размер включений в материале составляет 2.5 μ m.

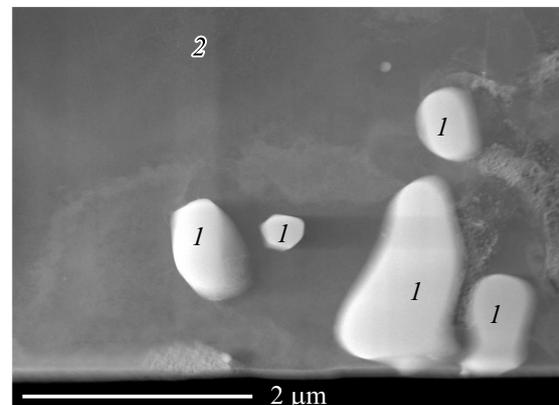


Рис. 1. Изображение поверхности образца в электронном микроскопе (ТЕМ): 1 — железосодержащие включения, 2 — алюминиевая матрица.

Наблюдаемые включения формировались в промышленном алюминии в процессе его проката, обработки металлическими ферромагнитными инструментами и при выборе образца.

В дальнейшем исследуемые образцы подвергались испытаниям на ползучесть и микротвердость. Все тесты на ползучесть проводились при комнатной температуре. Удлинение образца Δl регистрировалось с помощью микрометра с ценой деления $10 \mu\text{m}$. Для проведения тестов использовалась установка рычажного типа, которая обеспечивала постоянство нагрузки в процессе измерения, а также плавность нагружения и разгружения.

Петли магнитного гистерезиса и температурные зависимости магнитного момента записывали в постоянном магнитном поле в магнитометре MPMS XL Quantum Design в режиме RSO. Спектры Мёссбауэра поликристаллического образца регистрировались на стандартной электродинамической установке (WissEl GMBH) в режиме постоянного ускорения при 300 К. Спектрометр был оснащен источником ^{57}Co в родиевой матрице и откалиброван по спектру фольги толщиной $57 \mu\text{m}$. Спектры обрабатывались методом наименьших квадратов в предположении Лоренцевой формы линий поглощения.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Ползучесть образцов алюминия в магнитном поле

Известно [18], что ползучесть металлов может быть описана кривой ползучести (зависимость относительной деформации образца $\varepsilon(t)$ от времени нагружения). Как правило [19], кривые ползучести условно разделяют на три участка. Первый участок начинается с момента нагружения (возникающий в момент начала нагружения скачок $\Delta\varepsilon_0$ включает в себя пластическую и упругую составляющие [19]) и характеризуется уменьшением скорости ползучести. На втором участке деформаций $\Delta\varepsilon(t)$ скорость ползучести меняется незначительно. Здесь наблюдается практически установившееся состояние. Завершающая стадия характеризуется ростом скорости ползучести вплоть до разрушения. Вот почему в данной работе нами регистрировались кривые ползучести на первой и второй стадии.

Результаты исследования показали, что предварительная экспозиция образцов в постоянном магнитном поле способствует увеличению скорости деформации алюминиевого сплава. Многочисленные эксперименты показали, что время выдержки, при котором наблюдаются основные изменения, составляет 10 min (рис. 2), поэтому в дальнейшем в работе время экспозиции образцов в постоянном магнитном поле составляло 30 min.

Экспериментальные результаты для растягивающих нагрузок 150–180 N представлены на рис. 3. Для вычисления деформаций на неустановившемся участке ползу-

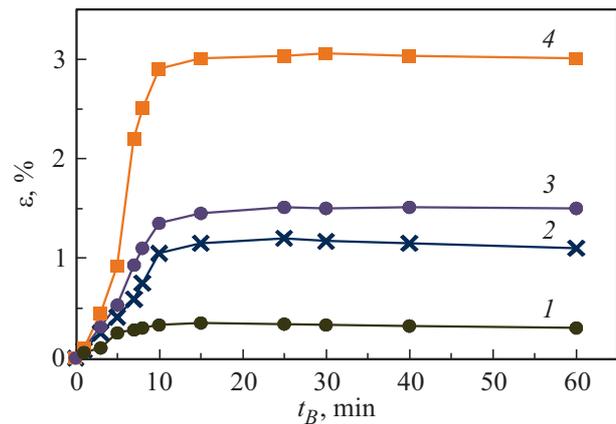


Рис. 2. Зависимость относительной деформации образцов алюминия от времени предварительной их экспозиции t_B в постоянном магнитном поле индукцией $B = 0.4 \text{ T}$. Ползучесть образцов регистрировалась при комнатной температуре после магнитной экспозиции при действии постоянной растягивающей силы: 1 — 150 N, 2 — 160 N, 3 — 170 N, 4 — 180 N.

чести использовалась теория дислокационного скольжения в зернах, при которой применим экспоненциальный закон скорости неустановившейся ползучести [19]:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(\frac{-E_a + \gamma\sigma}{kT}\right), \quad (1)$$

где $\dot{\varepsilon}_0$ — скорость деформации после нагружения, E_a — энергия активации процесса ползучести, γ — активируемый объем процесса ползучести, σ — приложенное напряжение, а слагаемое $\gamma\sigma$ — представляет собой работу внешних сил, локализованных на малом атомном ансамбле.

Используя уравнение (1) и экспериментальные данные (рис. 2) можно вычислить активационный объем процесса ползучести образцов после экспозиции в МП и образцов-свидетелей, а также значения энергии активации. Полученные результаты приведены рис. 4. Значение энергии активации практически не различается у образцов-свидетелей ($E_{a1} = 0.10 \text{ eV}$) и образцов после экспозиции в магнитном поле ($E_{a2} = 0.12 \text{ eV}$).

Как видно из полученных результатов, предварительное экспонированное образцов в постоянном магнитном поле приводит к уменьшению величины активационного объема. В данном случае, под активационным объемом понимается объем, в котором работа приложенного напряжения совместно с тепловыми флуктуациями, обеспечивают преодоление потенциального барьера структурным элементом при переходе из одного метастабильного состояния в другое.

В экспериментах *in situ* [20,21] для Al установлено, что элементарным актом, контролирующим скорость ползучести, является выход дислокаций из границ блоков и их последующее перемещение через объем ячеек. Величина активационного объема при этом [22] опреде-

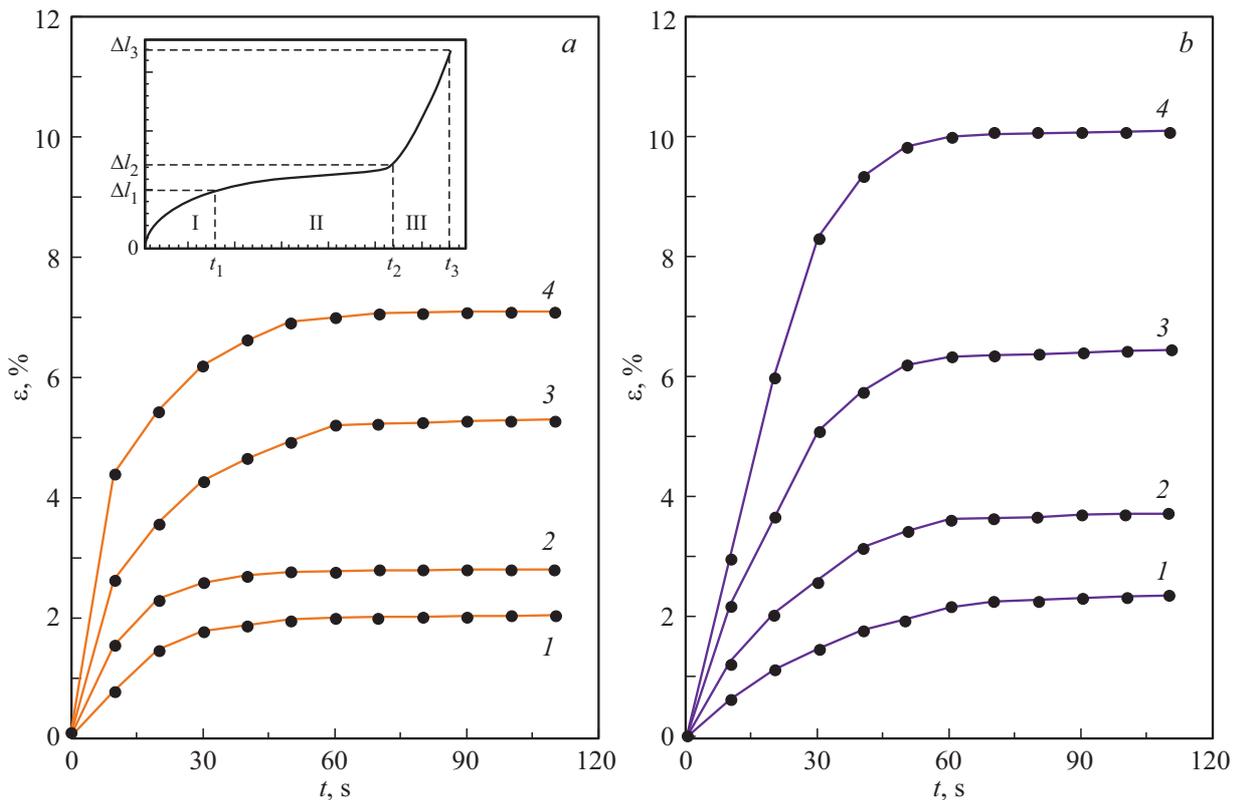


Рис. 3. Семейство кривых приведенной скорости неустановившейся ползучести для алюминия, снятые под действием постоянной силы без экспозиции в МП (а) и после выдержки в постоянном магнитном поле $B = 0.4\text{ Т}$ в течение 30 min при комнатной температуре (b): 1 — 150 N, 2 — 160 N, 3 — 170 N, 4 — 180 N. На вставке рис. 2, а — условные стадии ползучести.

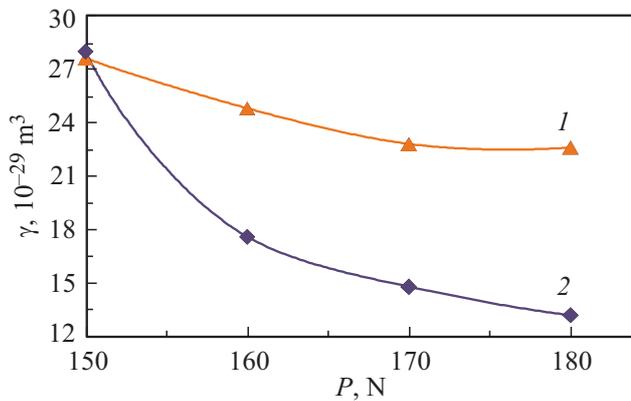


Рис. 4. Зависимость активационного объема процесса ползучести от нагрузки: 1 — образец-свидетель, 2 — предварительная экспозиция образца в постоянном магнитном поле $B = 0.7\text{ Т}$ в течение 30 min при комнатной температуре.

ляется следующим выражением

$$V = \frac{bd}{\sqrt{N_d}}, \quad (2)$$

где b — модуль вектора Бюргера, d — ширина расщепленной дислокации, N_d — средняя плотность дислокаций леса. Поэтому уменьшение величины активационно-

го объема может быть связано с увеличением плотности дислокаций вблизи железосодержащих включений после экспозиции материала в постоянном магнитном поле. Таким образом, магнитное поле приводит к ускорению ползучести алюминия, содержащего включения.

3.2. Магнитные свойства образцов

Присутствие железа до 4.5% обеспечивает наличие включений, которые состоят из хорошо известного семейства сплавов $\text{Fe}_x\text{Al}_{1-x}$ [23, 24] и, возможно, в алюминиевой матрице присутствуют разделенные ионы железа. Нами была получена зависимость магнитного момента образца M от магнитного поля в форме магнитного гистерезиса, которая идентифицировала присутствие ферромагнитных включений (рис. 5). Петля гистерезиса на рис. 5 является результатом вычитания парамагнитного вклада алюминиевой матрицы и диспергированных ионов железа. Коэрцитивная сила 4650 Oe при 2 K и 25 Oe при 300 K хорошо согласуется с данными [23,24] для частиц сплава Fe_3Al .

Для сплавов $\text{Fe}_x\text{Al}_{1-x}$ было установлено [25], что изменение содержания железа от $x = 28\%$ приводит к превращению парамагнитного сплава сначала в ферромагнетик, а затем и в антиферромагнетик при $x = 70.0\text{ at.}\%$. Тип упорядоченной структуры оказывает

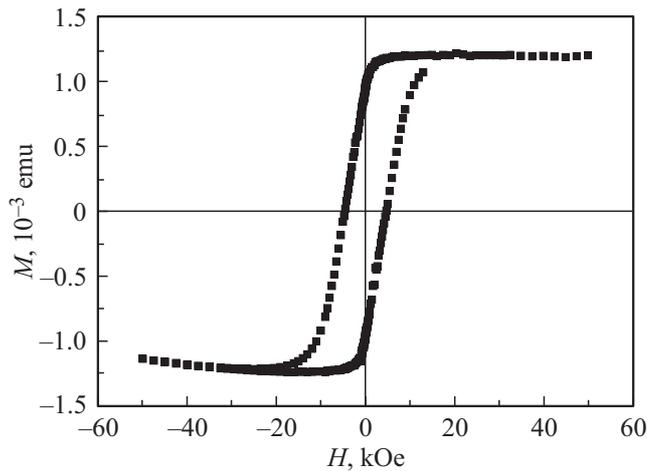


Рис. 5. Гистерезис магнитного момента образца при 2 К.

очевидное влияние и на температуру блокировки T_b . Сплавы с разным типом кристаллического порядка отличаются температурой блокировки намагниченности. Это происходит из-за усиления ферромагнитного обмена, например, при переходе от упорядоченной структуры FeAl к Fe₃Al. Теоретически для объяснения различий магнитных свойств железоалюминиевых сплавов учитывается конкуренция ферромагнитного обмена ближайших соседей Fe–Fe и антиферромагнитного сверхобменного взаимодействия следующих соседей Fe–Al–Fe [26]. Таким образом, изменение концентрации железа x во включениях приводит к возникновению пара-, ферро- и антиферромагнитных включений в зависимости от стехиометрического состава. Очевидно, мы можем ожидать присутствия включений с различными значениями x .

На рис. 6 показаны температурные зависимости магнитного момента в образце, охлажденном от 300 до 2 К в магнитном поле 1 Т (Field Cooling, FC — кривая 1) и в нулевом поле (Zero Field Cooling, ZFC — кривая 2). Эти температурные зависимости были записаны в процессе последующего нагрева от 2 К в более слабом магнитном поле 1 кОе. Поле 1 Т было использовано лишь при охлаждении образцов для создания намагниченного состояния включений. Расхождение температурных зависимостей FC и ZFC при ~ 250 К (рис. 6) указывает на переход ферромагнитных включений из суперпарамагнитного состояния (при высоких температурах) в заблокированное состояние (при низких температурах) [27]. Из-за магнитной анизотропии ферромагнитного включения магнитный момент обычно имеет только две устойчивые ориентации, антипараллельные друг другу и разделенные энергетическим барьером. Устойчивые ориентации намагниченности определяются осью легкого намагничивания включения. При конечной температуре существует конечная вероятность перенамагничивания микрочастицы. Среднее время между перескоками называется временем релаксации Нееля τ_N и задается

уравнением Нееля–Аррениуса [28]

$$\tau = \tau_0 \exp(KV(1 - H/H_b)/k_B T_b), \quad (3)$$

где KV — высота барьера, разделяющего состояния намагниченности ферромагнитной частицы объемом V с константой анизотропии K ; k_B — константа Больцмана; $\tau_0 \sim 0.1 - 1$ ns — среднее время ожидания попыток переметгничивания, H_b — поле анизотропии.

Поскольку намагниченность одиночного ферромагнитного включения измеряется в течение конечного времени τ_m , результат измерений зависит от времени магнитной релаксации τ_N . Если время измерения τ_m превышает время релаксации τ_N , намагниченность включения успевает измениться несколько раз за время измерения. Поэтому в нулевом магнитном поле в этих условиях измеренная намагниченность ферромагнитной частицы будет равна нулю. Если $\tau_m \ll \tau_N$, измеренная намагниченность будет равна исходной намагниченности частицы. Таким образом, температура блокировки намагниченности T_b (рис. 6) разделяет высокотемпературное

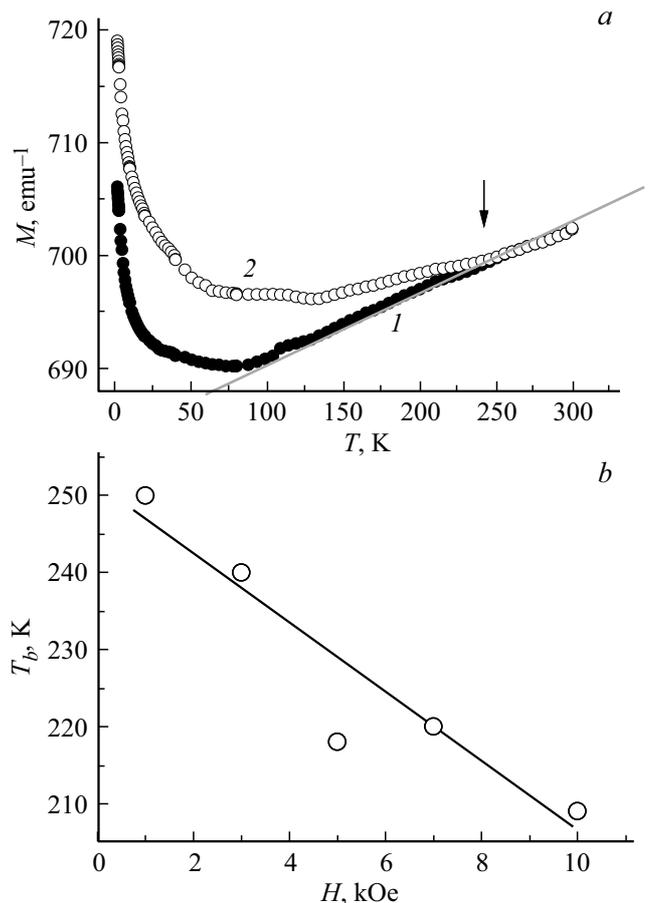


Рис. 6. а) Зависимости обратного магнитного момента M^{-1} от температуры T для образца 1 — охлажденного в магнитном поле 1 Т, 2 — в нулевом магнитном поле, б) зависимость температуры блокировки T_b от магнитного поля. Сплошной линией показан участок, отвечающий зависимости Кюри–Вейсса. Вертикальная стрелка указывает температуру блокирования намагниченности.

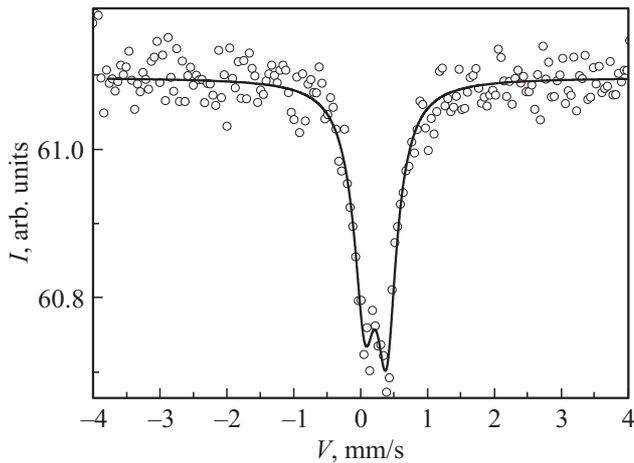


Рис. 7. Мёссбауэровский спектр образца Al, записанный в нулевом магнитном поле при 300 К. Сплошная линия является аппроксимацией двумя гауссианами.

суперпарамагнитное состояние и низкотемпературное состояние „замороженной“ намагниченности включений и соответствует условию $\tau_m = \tau_N$

$$T_b(H) = KV(1 - H/H_b)^2/k_B \ln(\tau_m/\tau_0), \quad (4)$$

При типичных измерениях с помощью SQUID магнетометра значение логарифма в (4) равно $\sim 20-25$ [27]. Учитывая средний объем включений $V = 2.1 \cdot 10^{-17} \text{ m}^3$ и значение $T_b = 250 \text{ K}$, была аппроксимирована зависимость $T_b(H)$ (рис. 6). Из аппроксимации были получены значения $K = 3.4 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-3}$ и $H_b = 5.6 \text{ T}$. Значение магнитной анизотропии близко к данным, полученным в [23,24] для разупорядоченного состояния сплава Fe_3Al . Маленькое значение константы анизотропии характерно для спин-стеклового состояния этого сплава.

При исследовании спектров Мёссбауэра ^{57}Fe был выявлен ассиметричный дублет, хотя для ионов железа можно было ожидать секстета (рис. 7). Это объясняется тем, что частота вращения вектора намагниченности включений при комнатной температуре $\sim 10^{13} \text{ Hz}$ значительно превышает время записи одного события $\sim 10-7 \text{ s}$. Сходная ситуация была проанализирована в [29], где понижение температуры вызывало замораживание вращения намагниченности и возникновение секстета вместо дублета. Главная информация, полученная из спектра Мёссбауэра — химический сдвиг $IS \sim 0.2463 \text{ mm/s}$, который оказался весьма близок к химическим сдвигам в FeAl , Fe_3Al и Fe_3O_4 [22,30-31]. Следует отметить, что значение химического сдвига во включениях может отклоняться от данных для объемных материалов из-за влияния поверхности включений, межчастичного взаимодействия, а также сжимающих механических напряжений в алюминиевой матрице. Данные спектроскопии Мёссбауэра вместе с данными электронной микроскопии говорят о том, что включения

$\text{Fe}_x\text{Al}_{1-x}$ находятся в суперпарамагнитном состоянии при комнатной температуре.

3.3. Возможные механизмы магнитоэластического эффекта

Наиболее естественным объяснением магнитоэластического эффекта, исследованного в нашей работе, представляется создание механических напряжений в окрестности включений в магнитном поле, достаточных для генерации свежих дислокаций и разупрочнения материала. Рассмотрим причину возникновения этих напряжений. Одна из гипотез может заключаться в возникновении вращательного момента включения M_m и соответствующего касательного напряжения τ на границе с алюминием в магнитном поле. Из полученных данных следует, что средний объем включения $V = 2.1 \cdot 10^{-17} \text{ m}^3$, а соответствующая его масса $m_0 = 1.6 \cdot 10^{-13} \text{ kg}$. Поскольку удельный магнитный момент единицы массы, определенный из намагниченности насыщения (рис. 5) составляет $M = 210 \text{ A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$, средний магнитный момент включения равен $M_0 = 1.9 \cdot 10^{-12} \text{ A/m}^2$. Соответствующий механический вращательный момент в магнитном поле 0.7 T составляет $M_{m0} = M_0 \cdot H = 1.3 \cdot 10^{-12} \text{ N} \cdot \text{m}$. Это приводит к величине касательных напряжений $\tau \sim M_{m0}/3V \sim 0.1 \text{ MPa}$ на границе $\text{Fe}_x\text{Al}_{1-x}/\text{Al}$. Эта величина пренебрежимо мала по сравнению с пределом текучести алюминиевого сплава $\sigma_Y = 120 \text{ MPa}$. Сомнительно, чтобы столь низкие механические напряжения могли повлиять на пластичность.

Другое возможное объяснение обнаруженной магнитоэластичности заключается в учете высокой константы магнитоэластичности сплава $\text{Fe}_x\text{Al}_{1-x}$ при $x = 86-87\%$. Этот материал хорошо известен крайне высокой магнитоэластичностью. Оценка механических напряжений σ_m нормальных к поверхности раздела включение-матрица может быть выполнена по формуле $\sigma_m = \lambda_m H$, где $\lambda_m = 8 \cdot 10^8 \text{ N}/(\text{T} \cdot \text{m}^2)$ коэффициент магнитоэластичности сплава $\text{Fe}_x\text{Al}_{1-x}$ [32,33]. Такая оценка приводит к нормальному напряжению $\sigma_m = 560 \text{ MPa}$ в магнитном поле $H = 0.7 \text{ T}$. Эти напряжения превышают предел текучести $\sigma_Y = 120 \text{ MPa}$ и могут являться причиной наблюдаемого ускорения ползучести. Остаточные напряжения на межфазной границе после приложения магнитного поля способны формировать зону модифицированного материала с высокой плотностью свежих дислокаций. Если принять во внимание обратно пропорциональную зависимость механических напряжений от расстояния до центра включения радиусом r_0 , радиус пластически деформированной зоны составит $r = r_0 \sigma_m / \sigma_Y \sim 6 \mu\text{m}$, что вполне сравнимо со средним расстоянием между включениями $12 \mu\text{m}$.

Таким образом, можно сделать вывод, что магнитное поле не влияет на алюминиевую матрицу, но приводит к намагничиванию ферромагнитных включений. Каждая частица создает механические напряжения благодаря

магнитоэлектрики и увеличивает пластически деформированную зону вокруг включения. Эти изменения сохраняются и после отключения магнитного поля. Безусловно, очень приблизительные оценки, приведенные выше, не доказывают, что именно магнитоэлектрический механизм объясняет наблюдаемую магнитоэластичность. Более того, в работах многих авторов встречаются феноменологически различные магнитоэластические эффекты в алюминии, которые могли бы объясняться другими причинами (например, встречается упрочнение, вызванное полем). В частности, ферромагнитные включения в проводящей матрице представляют собой основу для спиновой фильтрации носителей заряда [34], которая имеет место, как в полупроводниках с включениями, так и в металлах. Намагничивание включений может изменять локальную электрическую проводимость на интерфейсе ферромагнетик-проводник и влиять на энергетический электронный спектр в целом, изменяя в том числе и пластические свойства. Спин-зависимые эффекты такого типа используются в спиновых вентилях, и они могут иметь место в случайных естественных системах, таких, как ферромагнитные включения в немагнитном металле. Изменение состояния носителей заряда локально в окрестности дислокаций и включений может оказаться еще одним более тонким механизмом магнитоэластичности алюминия.

4. Выводы

1. Наблюдается последствие магнитного поля 0,7 Т на ползучесть сплава поликристаллического Al, содержащего включения Fe_xAl_{x-1} . Скорость ползучести изменяется после выдержки образца в магнитном поле до 5%.

2. Ферромагнитные включения средним размером 3 нм обнаружены независимыми измерениями электронной микроскопией и СКВИД-магнетометрией. Химический сдвиг, установленный по спектру Мёссбауэра ~ 0.2463 мм/с близок к значениям, известным из литературы для сплавов Fe_xAl_{x-1} при $x \sim 20-30\%$.

3. Оценки механических напряжений, возникающих вблизи ферромагнитных микровключений под действием их магнитоэлектрики, показывают, что этих напряжений достаточно для формирования зоны свежесведенных дислокаций вокруг включения при помещении образца в магнитное поле. Размер зоны сопоставим с расстояниями между включениями.

4. Управляемое контролируемое введение ферромагнитных микровключений с высокой магнитоэлектрикой в алюминиевые сплавы может быть использовано для уменьшения потерь при их обработке.

Авторы признательны профессору Eric Beaunon за полезные замечания и многочисленные обсуждения работы.

Список литературы

- [1] E. Beaunon. Sci. Technol. Adv. Mater. **9**, 024201 (2008).
- [2] D.A. Molodov, C. Bollmann, G. Gottstein. Mater. Sci. Eng. A **467**, 71 (2007).
- [3] S. Bhaumik, X. Molodova, D.A. Molodov, G. Gottstein. Scripta Mater., **55**, 995 (2006).
- [4] R.F. Tournier, E. Beaunon. Sci. Technol. Adv. Mater. **10**, 014501 (2009).
- [5] H. Li, S. Liu, J. Jie, L. Guo, H. Chen, T. Li. Int. J. Adv. Manufacturing Technology **93**, 3033 (2017).
- [6] C.J. Li, H. Yang, Z.M. Ren, W.L. Ren, Y.Q. Wu. Prog. Electromagn. Res. Lett. **15**, 45 (2010).
- [7] L. He, X. Li, P. Zhu, Y. Cao, Y. Guo, J. Cui. Mater. Character. **71**, 19 (2012).
- [8] В.И. Альшиц, Е.В. Даринская, И.В. Гектина, Ф.Ф. Лаврентьев. Кристаллография **35**, 1014 (1990).
- [9] Д.В. Загуляев, С.В. Коновалов, В.Е. Громов. Изв. вуз. Черная металлургия **52**, 50 (2009).
- [10] А.А. Скворцов, Д.Е. Пшонкин, М.Н. Лук'янов, М.Р. Рыбакова. Solid State Phenomena **269**, 1 (2017).
- [11] Gui-Rong Li, Jiang-Feng Cheng, Hong-Ming Wang, Pei-Si Li, Chao-Qun Li G. Li, J. Cheng, H. Wang, P. Li, C. Li. Mater. Res. Express **3**, 106507 (2016).
- [12] Yu.I. Golovin, R.B. Morgunov. Chem. Rev. Gordon and Breach Publishing Group **23** (2), 23 (1998).
- [13] Ю.И. Головин, Р.Б. Моргунов. ЖЭТФ **115**, 605 (1999).
- [14] J. Fabian, S. Das Sarma. Phys. Rev. B **83**, 1211 (1999).
- [15] A. Buchachenko, R.G. Lawler. Acc. Chem. Res. **50**, 4, 877 (2017).
- [16] Ю.В. Осинская, С.С. Петров, А.В. Покоев, А.К. Раджабов, В.В. Рунов. ФТТ **54**, 531 (2012).
- [17] Y.V. Osinskaya, N.S. Perov, A.V. Pokoev. Defect Diffus. Forum **249**, 111 (2006).
- [18] M.E. Kassner, M.-T. Perez-Prado. Fundamentals of Creep in Metals and Alloys. Elsevier, Amsterdam (2004). 289 p.
- [19] Z. Wu, S. Sandlöbes, Y. Wang, J.S.K.-L. Gibson, S. Korte-Kerzel. Mater. Sci. Eng. A **724**, 80 (2018).
- [20] Ж. Фридель. Дислокации. Мир, М. (1967). 643 с.
- [21] S. Morup, M.F. Hansen, C. Frandsen. Beilstein J. Nanotechnology **1**, 182 (2010).
- [22] E.R. Bauminger, L. Ben-Dor, I. Felner, E. Fischbein, I. Nowick, S. Ofer. Physica **86-88B**, 910 (1977).
- [23] D.P. Dutta, G. Sharma, A.K. Rajarajan, S.M. Yusuf, G.K. Dey. Chem. Mater. **19**, 1221 (2007).
- [24] L.F. Kiss, D. Kaptás, J. Balogh, L. Bujdosó, J. Gubicza, T. Kemény, I. Vincze. Phys. Status Solidi A **201**, 3333 (2004).
- [25] Q.Z. Zhi, L.K. Thomas. J. Appl. Phys. **70**, 6188 (1991).
- [26] J. Deniszczyk, J.E. Frackowiak. Acta Phys. Polonica A **91**, 455 (1997).
- [27] M. Stier, A. Neumann, A. Philippi-Kobsc, H.P. Oepen, M. Thorwart. J. Magn. Mater. **447**, 96 (2018).
- [28] R.W. Chantrell, E.P. Wohlath. Phys. Status Solidi A **91**, 619 (1985).
- [29] S. Morup, M.F. Hansen, C. Frandsen. Beilstein J. Nanotechnology **1**, 182 (2010).
- [30] M. Eibschitz, L. Pfeiffer, J.W. Nielsen. J. Appl. Phys. **41**, 1276 (1970).
- [31] M. Robbins, G.K. Wertheim, R.C.S. Sherwood, D.N.F. Buchanan. J. Phys. Chem. Solids **32**, 717 (1971).
- [32] R.C. Hall. J. Appl. Phys. **30**, 816 (1959).
- [33] G.Y. Chin. Mater. Sci. Monograph. **26**, 415 (1985).
- [34] F.S. Bergeret, M. Silaev, P. Virtanen, T.T. Heikkil. Rev. Mod. Phys. **90**, 041001 (2018).

Редактор Т.Н. Василевская