

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 620.179.14

О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ПИКОВ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ МАЛОУГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЯХ

© 2019 г. В. Г. Кулеев^{a, *}, М. В. Дегтярев^a, А. Н. Шашков^a, А. П. Ничипурук^a

^aИнститут физики металлов УрО РАН, 620990 Россия, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

*e-mail: kulejev@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 23.05.2018 г.

После доработки 07.08.2018 г.

Теоретически исследуются физические причины появления пиков дифференциальной магнитной проницаемости, обусловленных необратимыми смещениями 90° доменных границ в малоуглеродистых сталях после их пластического растяжения, в зависимости от напряженности магнитного поля. Найдена разность углов между осями типа [100] в паре соседних зерен с большеугловыми границами, соответствующая пикам дифференциальной проницаемости. Она определяет также величину соответствующего остаточного сжимающего напряжения. Полученные результаты полностью совпадают с соответствующими экспериментальными данными.

Ключевые слова: дифференциальная магнитная проницаемость, намагниченность, спинка петли гистерезиса, энергия анизотропии, магнитоупругая энергия, энергия в магнитном поле, разность углов граничащих зерен, большеугловые границы, малоугловые границы

DOI: 10.1134/S0015323019020104

ВВЕДЕНИЕ

Как было показано в работах [1–3], пластическая деформация растяжением сталей и их последующая разгрузка приводят к появлению в части зерен больших сжимающих напряжений (до $(0.7–0.8) \sigma_T(\epsilon_{пл})$), где $\sigma_T(\epsilon_{пл})$ – предел текучести в области упрочнения при данной деформации $\epsilon_{пл}$. Эти напряжения линейно поляризованы вдоль направления действия растягивающей нагрузки (именно вдоль этого направления прикладывали магнитное поле H_0).

В результате пластической деформации в таких зернах возникает магнитная текстура типа легкой плоскости (ЛП), что резко изменяет величины всех магнитных параметров, например, коэрцитивной силы [4], остаточной намагниченности [5], а также характера зависимости дифференциальной магнитной проницаемости от магнитного поля $\mu_d(H_0)$ [6].

Во многих предыдущих работах (см., напр., [2, 3, 5, 7]) экспериментально показано, что зависимость дифференциальной проницаемости $\mu_d(H_0)$ стали Ст3 после ее пластического растяжения при уменьшении напряженности поля H_0 по спинке петли гистерезиса от значения намагниченности насыщения M_s имеет два пика: при $H_0 = H_1 > 0$ и

$H_0 = H_2 < 0$. Их местоположение и амплитуда могут являться параметрами контроля внутренних напряжений. Поэтому встает задача выяснения физической природы появления этих пиков. Ее решение позволит ответить на ряд сопутствующих вопросов, например, в какой части зерен имеют место остаточные сжимающие напряжения? Как связаны эти напряжения с полями пиков $\mu_d(H_0)$? Сколько на самом деле этих пиков? Последний вопрос вызван тем, что с уменьшением поля по спинке петли гистерезиса должны возникать три необратимых перехода: 90° при $H_0 > 0$; 180° при малых отрицательных полях; и 90° в гораздо больших по величине отрицательных полях [5–7].

Ответам на поставленные вопросы и посвящена настоящая работа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В [6] получены кривые $\mu_d(H_0)$ для деформированных растяжением образцов стали Ст3 (с деформациями $\epsilon_{пл}$ 8.4 и 2.1%) при $\sigma_0 = 0$ (σ_0 – внешнее упругое растягивающее напряжение), а также при $\sigma_0 = |\sigma_i^m|$ (σ_i^m – максимальное значение σ_i). На основе анализа этих кривых найден способ выделения вкладов в дифференциальную проницае-

мость только необратимых смещений 90° доменных границ (ДГ) $\mu_d^{90}(H_0)$.

Ниже мы будем использовать эти кривые, не приводя их в данной работе, и делать основной упор на объяснении физической природы появления пиков дифференциальной проницаемости.

О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ

ПИКОВ $\mu_d^{90}(H_0)$

Рассмотрим вначале механизм образования пиков $\mu_d^{90}(H_0)$. Очевидно, что он имеет место в зернах со сжимающими остаточными напряжениями, ориентированными вдоль направления действия растягивающей нагрузки. Такие напряжения первого рода [8] могут образовываться при разгрузке после пластического растяжения только в зернах с большеугловыми границами (БУГ) [9].

Отметим, что граница двух зерен считается БУГ, если наименьшая разница углов $\Delta\theta$ между их осями типа [100] превышает характерное значение $\Delta\theta_{\text{БУГ}}$, т.е.: $\Delta\theta_{\text{БУГ}} \leq \Delta\theta \leq 55^\circ$ ($\Delta\theta = 55^\circ$ это максимально возможный угол для кристаллов кубической симметрии с ОЦК-решеткой). При $\Delta\theta \leq \Delta\theta_{\text{БУГ}}$ граница считается малоугловой (МУГ) [8]. Роль БУГ зерен в создании больших внутренних напряжений в поликристаллических сталях отмечена во многих работах (см., напр., [10–12]).

Для нас важно, что в случае МУГ-зерен при действии напряжений первого рода [10] дислокации переходят в соседнее зерно, что эквивалентно проскальзыванию границы между ними [9]. В случае БУГ-зерен такое проскальзывание исключено [9], и это является необходимым условием появления остаточных сжимающих напряжений $\sigma_i < 0$ при разгрузке после пластического растяжения стали в том из двух зерен, в котором модуль Юнга в направлении действовавшей нагрузки (и поля) больше [8]. В этом случае образуются остаточные сжимающие напряжения, определяемые разностью модулей Юнга и деформацией разгрузки:

$$\sigma_i(\epsilon_{\text{пл}}) = -\epsilon_p [E(\theta_2) - E(\theta_1)];$$

$$\epsilon_p = \sigma_T(\epsilon_{\text{пл}})/\bar{E}, \quad (1)$$

где ϵ_p – деформация разгрузки [9], $\bar{E}$ – средний модуль Юнга изотропной стали. Из (1) очевидно, что достаточной причиной появления напряжений является анизотропия модуля Юнга в каждом зерне стали. Для железа она достаточно велика: согласно [13] $E_{111} = 2.1E_{100}$.

Еще одним важным фактором является изотропия распределения легких осей типа [100] зерен стали после отжига, что дает максимально

возможное число зерен с БУГ. Любая текстура способствует уменьшению этого числа.

Как и в [3, 5], используем линейную аппроксимацию зависимости $E(\theta)$:

$$E(\theta) = E_{100} + \gamma\theta, \quad (2)$$

которая справедлива с точностью до 4%; γ – константа, не зависящая от θ .

Из соотношений (1), (2) следует:

$$\sigma_i(\epsilon_{\text{пл}}) = \epsilon_p \gamma (\theta_1 - \theta_2) = \epsilon_p \gamma |\Delta\theta|. \quad (3)$$

Коэффициент ($\epsilon_p \gamma$) может быть определен, исходя из следующих соображений: при $\Delta\theta = 55^\circ$ согласно (1), (3) должно иметь место максимальное значение остаточных напряжений $\sigma_i = \sigma_i^m$. Величина σ_i^m определена на опыте из зависимости коэрцитивной силы от упругих растягивающих напряжений [3]: было найдено, что при $\epsilon_{\text{пл}} = 8.4\%$ $|\sigma_i^m| = 295$ МПа; при $\epsilon_{\text{пл}} = 2.1\%$ $|\sigma_i^m| = 240$ МПа.

Деформация разгрузки ϵ_p также берется из эксперимента [3, 13], где $\sigma_T(2.1\%) = 360$ МПа, $\sigma_T(\epsilon = 8.4\%) = 460$ МПа, $\bar{E} = 2.17 \times 10^5$ МПа. Учитывая линейность зависимости напряжений σ_i от $\Delta\theta$ (3) и зная максимальное значение σ_i при $\Delta\theta = 55^\circ$, можно найти значения коэффициента ($\epsilon_p \gamma$) для деформаций 2.1 и 8.4%. В результате получим конкретные выражения, связывающие внутренние напряжения с $\Delta\theta$ при данных значениях пластических деформаций:

$$\sigma_i(8.4\%) = -5.36|\Delta\theta|, \text{ МПа};$$

$$\sigma_i(2.1\%) = -4.76|\Delta\theta|, \text{ МПа}. \quad (4)$$

Также линейно зависит от $\Delta\theta$ и магнитоупругое поле H_σ [3, 5]:

$$H_\sigma = (1.5\lambda_{100}\sigma_i/M_s) = (1.5\lambda_{100}\epsilon_p\gamma|\Delta\theta|)/M_s, \quad (5)$$

где λ_{100} – магнитострикционная постоянная железа, $M_s = 1600$ А/см – намагниченность насыщения стали Ст3. Из (4) и (5) имеем:

$$H_\sigma^{\text{теор}}(8.4\%) = -0.8|\Delta\theta|, \text{ А/см};$$

$$H_\sigma^{\text{теор}}(2.1\%) = -0.71|\Delta\theta|, \text{ А/см}. \quad (6)$$

Из (4) следует, что величины остаточных сжимающих напряжений с уменьшением $\Delta\theta$ линейно уменьшаются.

Проанализируем, как меняется при этом число сжатых зерен. Для этого рассмотрим два граничащих зерна с углами θ_1 и θ_2 между их осями типа [100], ближайшими друг к другу. На диаграмме, представленной на рис. 1, по осям отложены углы θ_1 и θ_2 (каждый из которых изменяется в интервале $0^\circ - 55^\circ$). Любая точка этой диаграммы соответствует двум граничащим зернам стали, а любая площадь на диаграмме пропорциональна

их числу. В результате зерна с МУГ находятся в области между прямыми АС и А'С' (см. рис. 1). Зерна с БУГ находятся в треугольниках АВС и А'В'С', а их относительное число пропорционально площади этих треугольников. Его легко вычислить, если известна величина $\Delta\theta_{\text{БУГ}}$.

Максимально возможное число таких зерен пропорционально площади каждого из треугольников АВС и А'В'С' (см. рис. 1):

$$N(\Delta\theta_{\text{БУГ}}) = 0.5(55^\circ - \Delta\theta_{\text{БУГ}})^2. \quad (7)$$

При промежуточном значении $\Delta\theta$ ($\Delta\theta_{\text{БУГ}} \leq \Delta\theta \leq 55^\circ$) число сжатых зерен, в которых происходят необратимые скачки на 90° , определяется по-прежнему выражением (7), где следует заменить $\Delta\theta_{\text{БУГ}}$ на $\Delta\theta$.

Оба эти процесса (линейное уменьшение H_σ и квадратичный рост числа сжатых зерен с уменьшением $\Delta\theta$) будут одновременно определять величину необратимых изменений намагниченности за счет скачков 90° ДГ и вследствие этого и дифференциальную проницаемость $\mu_d(H_0)$. В результате величина $\mu_d(H_0)$ в первом приближении, в котором не учитывается влияние потенциальных барьеров 90° доменных границ [6], должна быть пропорциональна функции

$$F(\Delta\theta) = a\Delta\theta N(\Delta\theta) = a\Delta\theta(55^\circ - \Delta\theta)^2, \quad (8)$$

где a — коэффициент, не зависящий от $\Delta\theta$. Функция (8) имеет максимум при

$$\Delta\theta_{\text{теор}} = 18.33^\circ. \quad (9)$$

Логично считать эту величину равной $\Delta\theta_{\text{БУГ}}$, так как при $\Delta\theta \leq \Delta\theta_{\text{БУГ}}$ сжимающие напряжения при разгрузке после пластического растяжения стали не образуются (см. выше), и, следовательно, дифференциальная проницаемость в этой области $\Delta\theta$ должна уменьшаться. Другими словами, пик $\mu_d(H_0)$ должен возникать всегда при $\Delta\theta = \Delta\theta_{\text{БУГ}}$.

Учтем теперь поправку к (9), обусловленную барьерами для необратимых скачков 90° ДГ: ($H_B^{90} M_s$). Для этого изменение намагниченности при 90° -градусном скачке $\Delta M_{90}(\theta_0)$ (θ_0 — угол между полем и осью типа [100], ближайшей к его направлению)

$$\Delta M_{90}(\theta_0) = M_s(\cos\theta_0 - \sin\theta_0) \quad (10)$$

определим с помощью уравнения для 90° скачков [3, 6]

$$-H_0(\cos\theta_0 - \sin\theta_0) + |H_\sigma| \cos 2\theta_0 = H_B^{90}. \quad (11)$$

В результате для 90° скачка в сжатом зерне с данным значением θ_0 получим:

$$\Delta M_{90}(\theta_0) = (|H_\sigma| \cos 2\theta_0 - H_B^{90}) M_s / H_0. \quad (12)$$

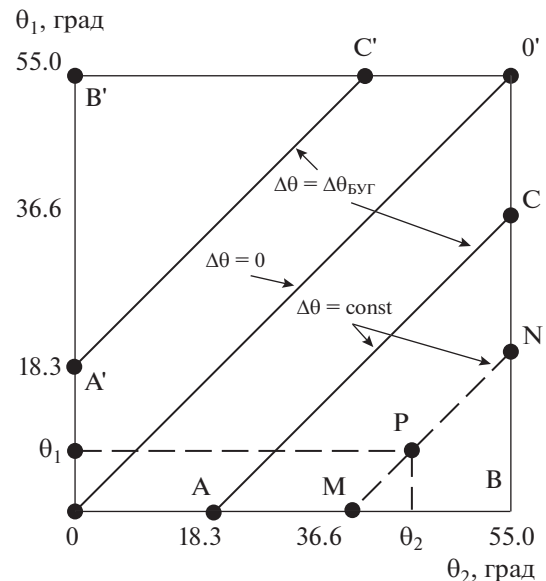


Рис. 1. Диаграмма соседств двух зерен стали с разницей углов между их осями [100], равной $|\theta_2 - \theta_1|$.

Подставив вместо H_σ выражение (6), получим, что $\Delta M_{90}(\theta_0)$ линейно зависит от $\Delta\theta$. Если теперь перейти к рассмотрению всего ансамбля сжатых зерен с БУГ с разными значениями $\Delta\theta$, то для получения общего изменения намагниченности за счет 90° -градусных скачков выражение (12) нужно умножить на функцию $N(\Delta\theta)$, приведенную в (7). Тогда

$$\Delta M_{90}(\theta_0, \Delta\theta) = (0.8\Delta\theta \cos 2\theta_0 - H_B^{90}) \times (55^\circ - \Delta\theta)^2 M_s / (2H_0). \quad (13)$$

Здесь H_σ выражена через $\Delta\theta$ согласно (6) для случая $\epsilon_{\text{пл}} = 8.4\%$; кроме того, используем экспериментальное значение для $H_B^{90} = 0.64$ А/см [6].

Тогда, минимизируя (13) по $\Delta\theta$, найдем более точную величину $\Delta\theta_{\text{теор}}$, которая соответствует максимуму ΔM_{90} и, следовательно, максимуму той части дифференциальной проницаемости $\mu_d^{90}(H_0)$, которая определяется 90° скачками. В результате получим

$$\Delta\theta_{\text{теор}} = 19^\circ. \quad (14)$$

Это значение отличается от приближенного (9) всего на 3.6%, что не выходит за рамки принятого выше приближения при получении $E(\theta)$.

В результате согласно (4), (6) пикам $\mu_d^{90}(H_0)$ соот-

ветствуют вычисленные с данной погрешностью напряжения $\sigma_i^{\text{теор}}$ и магнитоупругие поля $H_\sigma^{\text{теор}}$:

$$\begin{aligned}\sigma_i^{\text{теор}}(2.1\%) &= -87.2 \text{ МПа}; \\ H_\sigma^{\text{теор}}(2.1\%) &= -13.0 \text{ А/см}; \\ \sigma_i^{\text{теор}}(8.4\%) &= -98.3 \text{ МПа}; \\ H_\sigma^{\text{теор}}(8.4\%) &= -14.7 \text{ А/см}.\end{aligned}\quad (15)$$

Так как значения угла $\Delta\theta_{\text{теор}} = 18.33^\circ$ (9) (или $\Delta\theta_{\text{теор}} = 19^\circ$ (14)) в современных металловедческих методиках, таких, как EBSD-анализ, определяется с точностью до 2%, то логичнее вместо 18.33° (или 19°) указывать значение $\Delta\theta_{\text{теор}} = \Delta\theta_{\text{Буг}} = (18^\circ \pm 1^\circ)$ [8, 13, 14].

Таким образом, при движении по спинке петли гистерезиса с уменьшением H_0 90° скачки начинаются в наиболее сжатых зернах, у которых $\Delta\theta = 55^\circ$, в полях H_0 порядка $H_\sigma^m = H_\sigma^{\text{теор}}(\Delta\theta = 55^\circ)$. В случае $\epsilon_{\text{пл}} = 8.4\%$ из (6), например, имеем: $H_\sigma^m(8.4\%) = 44 \text{ А/см}$. При дальнейшем уменьшении $H_0 < 44 \text{ А/см}$ необратимые скачки 90° ДГ будут происходить при меньших полях, но при этом будет линейно возрастать число остаточных сжатых зерен, пока мы не достигнем величины $\Delta\theta_{\text{Буг}}$, где максимально возможное число сжатых зерен определяет величину пика дифференциальной проницаемости.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ВЫВОДОВ ТЕОРИИ

В [3, 5, 6,] на основе анализа суммы энергий магнитной анизотропии, магнитоупругой энергии и энергии в поле H_0 получены уравнения для полей обоих пиков $\mu_d^{90}(H_0)$, справедливые для любого угла θ_0 (между полем и ближайшей к нему осью типа [100] любого зерна стали):

$$\begin{aligned}H_{\text{кр}}^{90}(H_0 > 0) &= |H_\sigma|(\cos\theta_0 + \sin\theta_0) - \\ &\quad - H_B^{90}/(\cos\theta_0 - \sin\theta_0); \\ H_{\text{кр}}^{90}(H_0 < 0) &= -|H_\sigma|(\cos\theta_0 + \sin\theta_0) - \\ &\quad - H_B^{90}/(\cos\theta_0 + \sin\theta_0).\end{aligned}\quad (16)$$

Приравняв поля $H_{\text{кр}}^{90}(H_0 > 0)$ и $H_{\text{кр}}^{90}(H_0 < 0)$ к их экспериментальным значениям $H_1^* > 0$ и $H_2^* < 0$ [6], можно получить из (16) соответствующие значения углов θ_0 , которые равны $|\Delta\theta|$ при $\theta_1 = 0$.

В [6] был разработан метод экспериментального получения полей H_1^* и H_2^* , представляющих собой поля пиков $\mu_d^{90}(H_0)$, обусловленных необратимыми смещениями только 90° ДГ. Общая дифференциальная магнитная проницаемость

$\mu_d^{90}(H_0)$, являющаяся суммой $\mu_d^{90}(H_0)$ и $\mu_d^{180}(H_0)$, имеет два пика в полях $H_1 > 0$ и $H_2 < 0$, которые отличаются от полей H_1^* и H_2^* и не могут служить для определения величин внутренних напряжений.

В предложенном в [6] методе на пластически деформированный растяжением образец стали накладывали внешние упругие растягивающие напряжения такой величины, чтобы полностью компенсировать внутренние сжимающие (вплоть до их максимального значения $\sigma_0 = |\sigma_i^m|$); затем получен-

ную кривую $\mu_d^{180}(H_0, \sigma_0)$, имеющую один пик при $H_0 < 0$, вычитали из исходной кривой $\mu_d(H_0, \sigma_0 = 0)$, в результате чего получали кривую с тремя экстремумами, два из которых соответствовали 90° переходам в полях $H_1^* > 0$ и $H_2^* < 0$, и один 180° в поле $H_{\text{кр}}^{180}$.

Таким образом, поля H_1^* и H_2^* определяли из эксперимента. Если из первого уравнения (16) вычесть второе, то в результате поле барьера H_B^{90} не будет фигурировать

$$H_1^* - H_2^* = 2|H_\sigma|(\cos\theta_0 + \sin\theta_0). \quad (17)$$

В результате при известных значениях полей H_1^* и H_2^* , можно найти соответствующую величину магнитоупругого поля $H_\sigma^{\text{эксп}}$:

$$H_\sigma^{\text{эксп}} = (H_1^* - H_2^*) / [2(\cos\theta_0 + \sin\theta_0)]. \quad (18)$$

Далее для наглядности расчет будем вести для образца стали с $\epsilon_{\text{пл}} = 8.4\%$, где согласно [6] $H_1^* = 17.5 \text{ А/см}$; $H_2^* = -19.4 \text{ А/см}$. Приравняв величину $H_\sigma^{\text{эксп}}$ к величине $H_\sigma^{\text{теор}}$ из (6) и (18), получим уравнение

$$0.8\Delta\theta = 18.45/(\cos\Delta\theta + \sin\Delta\theta), \quad (19)$$

откуда при $\theta_0 = |\Delta\theta|$ (см. выше) окончательно получим

$$\Delta\theta_{\text{эксп}} = 18.3^\circ = \Delta\theta_{\text{теор}} = \Delta\theta_{\text{Буг}}. \quad (20)$$

Это значение согласно (6) дает значение поля $H_\sigma^{\text{эксп}}(8.4\%) = -14.7 \text{ А/см}$. То же самое можно сделать и для случая $\epsilon_{\text{пл}} = 2.1\%$. Результат будет аналогичным: $\Delta\theta_{\text{эксп}} = 18.3^\circ$.

Тот факт, что пик $\mu_d^{90}(H_0)$ должен иметь место на границе между большеугловыми и малоугловыми границами зерен стали, дает нам основания утверждать, что полученное выше $\Delta\theta_{\text{эксп}} = \Delta\theta_{\text{Буг}}$. В итоге эта величина здесь получена из магнитных измерений.

О МЕТАЛЛОВЕДЧЕСКОМ ПОДТВЕРЖДЕНИИ
ЗНАЧЕНИЯ $\Delta\theta_{\text{БУГ}} = 19^\circ$

Как хорошо известно в настоящее время (см., напр., [17, 18]), минимум зернограницной энергии соответствует углу разворота кристаллических решеток соседних зерен вокруг оси [100] [17, 18] на 36.9° . В этом случае решетка совмещенных узлов (РСУ) соответствует плотноупакованной плоскости граничащих зерен ((110) для ОЦК-металлов, каким является сталь Ст3). Таким образом, в случае симметричной границы угол между нормалью к плоскости РСУ и направлением [100] в каждом из двух рассматриваемых зерен составляет 18.4° .

В итоге можно утверждать, что установленное в настоящей работе и [6] магнитными измерениями значение $\Delta\theta = (18^\circ \pm 1^\circ)$, при котором возникают остаточные напряжения, соответствуют специальным границам с плотностью узлов совпадения $\Sigma = 5$ [17, 18].

Этот вывод подтверждается также и диаграммой соседств двух зерен (см. рис. 1), где угол между направлениями $\theta_2 = 18.33^\circ$ и $\theta_1 = 18.33^\circ$ равен 36.66° , что близко к углу 36.9° .

Заметим, что на полученную в работе величину $\Delta\theta_{\text{БУГ}} = (18^\circ \pm 1^\circ)$ повлиял тот факт, что у нас в каждом зерне с БУГ легкое направление для намагниченности, как и направление, в котором значение модуля Юнга минимально, совпадало с осью [100]. Это обстоятельство объясняет, почему полученное в работе значение $\Delta\theta_{\text{БУГ}}$ в два раза меньше угла между нормалью к плоскостям с наибольшей плотностью узлов, равному 36.9° .

ВЫВОДЫ

1. В работе теоретически получено значение разности углов граничащих зерен с большеугловыми границами, соответствующее пикам зависимостей дифференциальной проницаемости от поля, обусловленных необратимыми скачками 90° доменных границ. Эта разность углов $\Delta\theta_{\text{экс}} = 18.33^\circ$.

2. Найдена разность углов граничащих зерен, определяющая связанные с ней величины магнитного поля и остаточного сжимающего напряжения в поле, соответствующем пику дифференциальной проницаемости, при перемагничивании низкоуглеродистой ферромагнитной стали Ст3 по спинке петли гистерезиса. Эти величины практически совпали с соответствующим экспериментом [6]. Также показано, что максимальные значения остаточных сжимающих напряжений в три раза больше напряжений, соответствующих пику дифференциальной проницаемости.

3. Механизм появления пиков дифференциальной проницаемости заключается в том, что с уменьшением разницы углов граничащих зерен

от его максимального значения 55° величина остаточных сжимающих напряжений линейно уменьшается. В то же время число сжатых зерен стали, в которых происходят необратимые 90° скачки, растет квадратично. В итоге величина изменения намагниченности за счет 90° скачков достигает максимума при $\Delta\theta_{\text{теор}} = 18^\circ \pm 1^\circ$.

4. Впервые определена граница между зернами пластически деформированной растяжением стали с большеугловыми и малоугловыми границами зерен с помощью магнитных измерений.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема “Диагностика”, № г.р. АААА-А18-118020690196-3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Костин В.Н., Василенко О.Н., Филатенков Д.Ю., Чекасова Ю.А., Сербин Е.Д. Магнитные и магнитоакустические параметры контроля напряженно-деформированного состояния углеродистых сталей, подвергнутых холодной пластической деформации и отжигу // Дефектоскопия. 2015. № 10. С. 33–41.
2. Ничипурук А.П., Сташков А.Н., Костин В.Н., Корх М.К. Возможности магнитного контроля предшествующих разрыву пластических деформаций в конструкциях из низкоуглеродистых сталей // Дефектоскопия. 2009. № 9. С. 31–38.
3. Кулеев В.Г., Царькова Т.П., Сажина Е.Ю., Дорошек А.С. О влиянии пластической деформации малоуглеродистых ферромагнитных сталей на изменение формы их петель гистерезиса и зависимости дифференциальной проницаемости от поля // Дефектоскопия. 2015. № 12. С. 32–45.
4. Кулеев В.Г., Царькова Т.П., Ничипурук А.П. Особенности поведения коэрцитивной силы пластически деформированных малоуглеродистых сталей // Дефектоскопия. 2005. № 5. С. 24–38.
5. Кулеев В.Г., Царькова Т.П., Сажина Е.Ю. Влияние необратимых переходов доменных границ в пластически деформированных сталях на их остаточную намагниченность // Дефектоскопия. 2016. № 12. С. 78–86.
6. Кулеев В.Г., Сташков А.Н., Царькова Т.П., Ничипурук А.П. Особенности поведения дифференциальной проницаемости в пластически деформированных малоуглеродистых сталях // Дефектоскопия. В печати.
7. Кулеев В.Г. Оценка относительного количества остаточно-сжатых зерен в сталях после их пластического растяжения по изменению остаточной намагниченности // Дефектоскопия, 2011. № 7. С. 12–21.
8. Вольфарт Х. Влияние остаточных напряжений / В кн. Поведение сталей при циклических нагрузках. Под ред. Даля В.М. М.: Металлургия, 1983. С. 243–279.
9. Глейтер Г., Чалмерс Б. Большеугловые границы зерен. М.: МИР, 1975. 375 с.

10. Рыбин В.В., Перевезенцев В.Н., Свирин Ю.В. Физическая модель начальных стадий фрагментации поликристаллов в ходе развитой пластической деформации // ФММ. 2017. Т. 118. № 12. С. 1243–1247.
11. Горкунов Э.С., Задворкин С.М., Горулева Л.С., Макаров А.В., Печеркина Н.Л. Структура и механические свойства высокоуглеродистой стали, подвергнутой интенсивному деформационному воздействию // ФММ. 2017. Т. 118. № 10. С. 1055–1065.
12. Seiichiro Ii., Kyosuke Hirayama., Kyohei Matsunaga., Hiromichi Fujii., Sadahiro Tsurekawa. Direct measurement of local magnetic moments at grain boundaries in iron // Scripta Materialia. 2013. V. 68. P. 253–256.
13. Бернштейн М.Л., Займовский В.А. Структура и механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1970. 420 с.
14. Гриднев В.Н., Гаврилюк В.Г., Мешков Ю.Я. Прочность и пластичность холоднодеформированной стали. Киев: Наукова думка, 1974. 231 с.
15. Гейтс Р. Роль зернограницных дислокаций в зернограницном проскальзывании / В сб. “Атомная структура межзеренных границ”. М.: МИР, 1978. С. 220–243.
16. Ничипурук А.П., Сташков А.Н., Кулеев В.Г., Шапова Е.А. Метод определения величины остаточных сжимающих напряжений в низкоуглеродистых сталях с использованием приставных намагничивающих устройств // Дефектоскопия. 2017. № 11. С. 31–38.
17. Новиков И.И., Розин К.М. Кристаллография и дефекты кристаллической решетки. М.: Металлургия, 1990. 336 с.
18. Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. М.: Мир, 1974. 496 с.