

**ДЕФЕКТОСКОПИЯ**

Журнал ежемесячный  
 Основан в феврале 1965 года  
 Екатеринбург

**№ 11**  
**2022**

**СОДЕРЖАНИЕ****Акустические методы**

- А.В. Вагин.** Распространение волн Лява в плоском слоистом полупространстве при нежестком контакте на границах ..... 3

**Электромагнитные методы**

- В.В. Павлюченко, Е.С. Дорошевич.** Импульсное магнитное поле вблизи поверхности металла ..... 14
- В.Н. Костин, В.Н. Перов, Л.В. Михайлов, Е.Д. Сербин, О.Н. Василенко.** Магнитный анализ процессов рекристаллизации при отжиге холоднодеформированного никеля ..... 23
- А.М. Поволоцкая, А.Н. Мушников.** Особенности поведения магнитных характеристик при упругом деформировании корпусной стали 20ГН с различным исходным напряженно-деформированным состоянием ..... 32
- А.В. Никитин, А.В. Михайлов, Л.В. Михайлов, Ю.Л. Гобов, В.Н. Костин, Я.Г. Смородинский.** Верификация методики восстановления формы дефектов в магнитомягких ферромагнетиках с использованием MFL-данных ..... 43

**Тепловые методы**

- А.О. Чулков, В.П. Вавилов, Д.Ю. Кладов, В.А. Юркина.** Тепловой неразрушающий контроль композиционных и металлических деталей, изготовленных методом аддитивных технологий ..... 50

**Радиационные методы**

- В.И. Сырямкин, С.А. Клестов, С.Б. Сунцов.** Проектирование рентгеновского 3D-микротомографа на основе его «цифрового двойника» ..... 56
- Информация ..... 66



## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ЛЯВА В ПЛОСКОМ СЛОИСТОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ ПРИ НЕЖЕСТКОМ КОНТАКТЕ НА ГРАНИЦАХ

© 2022 г. А.В. Вагин<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»  
им. В.И. Ульянова (Ленина), Россия 197376 Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5  
E-mail: \*av.vagin@bk.ru

Поступила в редакцию 29.06.2022; после доработки 23.09.2022  
Принята к публикации 04.10.2022

Исследовано распространение волны Лява в слоистом твердом полупространстве с однородными и неоднородными граничными условиями на границах. Решена задача нахождения дисперсионного уравнения для волны Лява, распространяющейся в однородной и неоднородной среде. Найденные дисперсионные уравнения решены относительно волнового числа, а также построены графические зависимости найденной скорости от частоты ультразвука и шероховатости для неоднородной среды.

*Ключевые слова:* волна Лява, дисперсионное уравнение, слоистая среда, неоднородные граничные условия.

**DOI:** 10.31857/S013030822211001X, **EDN:** VTUANT

### ВВЕДЕНИЕ

Безальтернативное применение ультразвука в прикладных задачах (неразрушающий контроль, структуроскопия, сейсмическая акустика, геофизика, техника, микроэлектроника и др.) обусловлено, во-первых, широким спектром информативных возможностей при исследовании строения и вещественного состава материалов, во-вторых, требованием к созданию более новых видов материалов и устройств для решения задач достижения высоких качеств при изготовлении акустических элементов, в-третьих, существующей возможностью инженерных изысканий в доработке созданных новых материалов и технологий.

Решение задачи нахождения физико-механических характеристик упругой среды основано на анализе волн, распространяющихся в исследуемой среде.

Анализ распространения волн Лява в различных средах в научной литературе вызывает большой интерес. Так как волны Лява являются частным случаем поверхностных волн, которые обладают важным свойством, они часто используются для контроля поверхностных дефектов материалов [1]. Обоснованность использования данного типа волн подтверждается тем, что поверхностные волны распространяются в приповерхностном слое образца контроля толщиной порядка двух длин волн, что дает определяющую зависимость параметров волны от свойств исследуемого слоя. Волна Лява с увеличением толщины слоя все меньше проникает в полупространство и почти локализуется в слое.

Так, например, в [2] исследуются волны Лява с позиций сейсмической активности. Новшеством этой работы является моделирование сейсмических волн Релея и Лява в трехмерном случае. Исследование структуры волн Лява принципиально трехмерной, приведенное в [2], было выполнено впервые. Однако, несмотря на обширный спектр полученных результатов для конкретной математической модели, они не дают целостного представления о численных величинах, характеризующих распространение волны в среде.

Результаты анализа распространения волны Лява в твердом слое с твердым полупространством приведены в [3]. Неоднородность между слоями имитируется наличием непрерывных усилий «сцепления», но отсутствием непрерывности поля перемещений. В упомянутой статье принят формальный учет особенностей зацеплений в виде задания численных значений коэффициентов жесткости. Такой учет «зацепления» между слоями говорит лишь о степени жесткости и не дает представления о форме и величине неоднородности, описываемой величиной шероховатости.

Исследование распространения волны Лява в слоистой структуре «твердое тело—упругое полупространство» приведено в [4]. Для случая «жесткого контакта» [5,6], т.е. для однородных граничных условий, приведено дисперсионное уравнение для волны Лява.

В данной статье рассматриваются волновые процессы в виде распространения волны Лява вдоль границы твердого слоя с твердым полупространством при неоднородных граничных условиях между ними. Под твердой средой понимается изотропная, идеально упругая среда. Для решения задачи нахождения скорости распространения волны Лява в неоднородной среде, что и определяет

цель работы, целесообразно рассмотреть случай распространения волн в однородной среде. Решение такой задачи начинается с нахождения дисперсионного уравнения и последующего его решения относительно волнового числа (скорости звука).

Однородная среда описывается граничными условиями, учитывающими полную передачу составляющих упругих смещений и упругих напряжений [7]. В качестве неоднородной среды рассматриваем микрон неоднородную структуру, описываемую граничными условиями, учитывающими неполную передачу составляющих упругих смещений при сохранении передачи упругих напряжений. Разрывы в передаче упругих смещений возникают из-за наличия выступов и/или впадин микрорельефа на границе твердого слоя и полупространства, а также взаимодействия между ними. Это соответствует определению граничных условий, описываемых в приближении «линейного скольжения» [8]. Такая неоднородность возникает во многих практических случаях, например при механической обработке поверхности (в частности, при упрочнении поверхностного слоя стекла методом ионной имплантации), при освещении поверхности фоточувствительного полупроводникового пьезокристалла (CdS, CdSe, ZnO, ZnS и т.д.) поглощаемым светом и т.д. [9].

Количественная модель выступов и/или впадин микрорельефа строится на основе введения величины шероховатости в коэффициенты жесткости. Тогда величина шероховатости будет определяться средним расстоянием между соседними неоднородностями на контактирующих поверхностях. Учет шероховатости при решении задачи поиска скорости распространения волны Лява дает представление о форме и величине неоднородности, что дает основу для поиска физически корректной функциональной зависимости упругих свойств жесткости от параметров контактирующих поверхностей, которые образуются за счет большого количества микроконтактов [10].

Из [11] известно, что поверхностная волна в изотропном твердом полупространстве является комбинацией плоских неоднородных волн — продольной и поперечной, векторы смещения которых лежат в плоскости, перпендикулярной границе. Другим типом поверхностной волны является волна Лява. Существование такой волны основано на взаимно дополнительном типе поляризации — горизонтальной поляризации. Волна Лява представляет собой плоские поперечные волны со смещениями, параллельными границе раздела слоя и полупространства и перпендикулярными направлению волны [4].

Исследование с помощью волны Лява слоистых сред, имеющих широкое разнообразие физико-механических характеристик, наряду с отсутствием трудностей в технологиях изготовления, находит на данный момент большое применение и практический интерес в акустике, акустооптике, авиации, космической технике и пр.

**Описание распространения волн Лява.** Рассмотрим слоистую структуру «твердое тело—упругое полупространство» (рис. 1).

В качестве материалов сред примем те, для которых наиболее полно известен набор физико-механических характеристик, например «сталь—графит» [12].

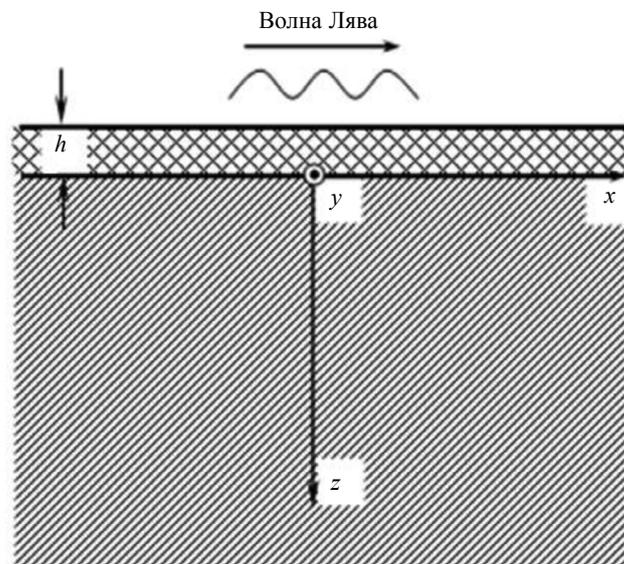


Рис. 1. Модель структуры «твердая среда—упругое полупространство».

Так как волна Лява является чисто поперечной волной, то она имеет только одну компоненту упругого смещения. Для рассмотрения волнового движения целесообразно выбрать плоскости для волнового вектора —  $xz$ , а также определить, что смещения параллельны оси  $y$  (см. рис. 1).

Волны Лява с горизонтальной поляризацией удовлетворяют уравнению движения (1) [13]:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \text{grad}(\text{div} \xi) - \mu \cdot \text{rot}(\text{rot} \xi), \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность среды;  $\xi$  — вектор упругого смещения;  $\lambda, \mu$  — параметры Лямэ;  $\mu$  — модуль сдвига.

Для уравнения движения (1) волна Лява является вторым линейно-независимым решением в виде уравнения (2) [14]:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi_y}{\partial t^2} - \mu \Delta \xi_y = 0, \quad (2)$$

где  $\xi_y$  — вектор поперечного смещения;  $\Delta \xi_y = \text{grad}(\text{div}(\xi_y))$ .

В случае плоских волн упругие смещения в направлении оси  $y$  отличны от 0, а смещения в направлении оси  $x$  и  $z$  равны между собой и равны 0, откуда получается волновое уравнение для поперечной волны. Но для полного рассмотрения распространения волны Лява необходимо принимать во внимание распространение не только в слое, но и в полупространстве.

Тогда помимо волнового уравнения для волны Лява, распространяющейся в слое, запишем общую систему, включающую волновое уравнение для полупространства (3) [15]:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \xi_{y,c} &= \frac{1}{c_{i,c}^2} \frac{\partial^2 \xi_{y,c}}{\partial t^2}, \quad -h \leq z \leq 0; \\ \nabla^2 \xi_y &= \frac{1}{c_i^2} \frac{\partial^2 \xi_y}{\partial t^2}, \quad z \geq 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\xi_{y,c}, c_{i,c}^2, \xi_y, c_i^2$  — компоненты смещения и скорости поперечной волны в слое и в полупространстве соответственно;  $h$  — толщина слоя.

Из физических соображений следует, что при распространении волны из плотной среды в менее плотную скорость распространения волны должна возрастать. Условием распространения волны Лява будет соотношение скорости в слое и полупространстве, которое выглядит следующим образом:

$$c_{i,c} < c_i.$$

Простейшим типом волны с горизонтальной поляризацией является объемная поперечная волна, распространяющаяся вдоль границы полупространства. Данная волна описывается уравнениями (4) для упругих смещений на границе твердой среды и в полупространстве:

$$\begin{aligned} \xi_{y,c} &= B_c \Phi(z) e^{j(\omega t - kz)}, \quad -h \leq z \leq 0; \\ \xi_y &= B e^{-sz} e^{j(\omega t - kz)}, \quad z \geq 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $B_c$  — неизвестная постоянная;  $\Phi(z)$  — функция распределения амплитуды волны в слое;  $B$  — неизвестная постоянная;  $s = \sqrt{k^2 - k_i^2}$ ,  $k_i = \frac{\omega}{c_i}$  — волновое число поперечной волны.

Выполняя подстановку выражений для упругих смещений поперечной волны (4) в выражения (3), получим выражение для функции распределения амплитуды в слое (5):

$$\frac{\partial^2 \Phi(z)}{\partial z^2} + s_c^2 \Phi(z) = 0, \quad (5)$$

где  $s_c^2 = k_{t,c}^2 - k^2$ ,  $k = \frac{\omega}{c}$  — волновое число;  $k_{t,c} = \frac{\omega}{c_{t,c}}$  — волновое число поперечной волны в слое;  $c$  — фазовая скорость волны Лява.

Решая уравнение (5) относительно функции распределения амплитуды, получаем для нее выражение:

$$\Phi(z) = C \sin(s_c z) + D \cos(s_c z),$$

где  $C, D$  — пока неизвестные постоянные.

Выполняя подстановку полученного уравнения для функции распределения амплитуды  $\Phi(z)$  в уравнения (4), получим итоговую систему уравнений (6) для рассмотрения распространения волны Лява в слоистой среде:

$$\begin{aligned} \xi_{y,c} &= (C_c \sin s_c z + D_c \cos s_c z) e^{j(\omega t - kx)}, \quad -h \leq z \leq 0; \\ \xi_y &= B e^{-sz} e^{j(\omega t - kx)}, \quad z \geq 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $C_c = B_c C$ ,  $D_c = B_c D$ .

Таким образом, получены уравнения для упругих смещений волны Лява в слое и полупространстве, подставляя которые в граничные условия для конкретной модели среды, можно получить дисперсионное уравнение для нахождения скорости волны и последующего определения физико-механических характеристик сред. Слоистая среда определяется пятью упругими постоянными [16, 17], которые в свою очередь определяются по найденным скоростям поперечных и продольных волн при различных направлениях распространения.

**Распространение волн Лява в однородных средах.** Для нахождения дисперсионного уравнения для волны Лява необходимо рассмотреть граничные условия для структуры «твердая среда—упругое полупространство». Граничные условия для однородной среды будут определяться непрерывностью касательных компонент смещения и напряжения при  $z = 0$  и  $z = -h$  [18].

Уравнение (7) определяет первое граничное условие, которое характеризует равенство компонент механических напряжений на границе твердой среды и полупространства при  $z = 0$ :

$$\sigma_{yz,c} \Big|_{z=0} = \sigma_{yz} \Big|_{z=0}, \quad (7)$$

где  $\sigma_{yz,c}$ ,  $\sigma_{yz}$  — компоненты механических напряжений в слое и полупространстве соответственно.

Уравнение (8) определяет второе граничное условие, которое характеризует равенство нулю компонент механического напряжения на границе твердого слоя и полупространства при  $z = -h$ :

$$\sigma_{yz,c} \Big|_{z=-h} = 0. \quad (8)$$

Уравнение (9) определяет третье граничное условие — условие «жесткого контакта» для компонент упругого смещения  $\xi_z$ :

$$\xi_{z,c} = \xi_z. \quad (9)$$

Граничные условия (7)—(9) полностью определяют волновые процессы в системе «твердая среда — упругое полупространство».

При решении задачи определения фазовой скорости волны необходимо принять во внимание изменение взаимного положения частиц твердого тела, связанное с их перемещением относительно друг друга. Это определяет результат изменения межатомных расстояний и перегруппировки блоков атомов. Это сопровождается изменением величин межатомных сил, мерой которого является упругое механическое напряжение.

Используя обобщенный закон Гука [13]:

$$\sigma_{ik} = C_{iklm} u_{lm},$$

где  $\sigma_{ik}$  — тензор напряжения;  $C_{iklm}$  — тензор модулей упругости;  $u_{lm}$  — тензор деформации, т.е. линейную зависимость между тензором деформаций и тензором напряжений, компоненту тензора упругого напряжения можно представить в виде выражения (10):

$$\sigma_{yz} = 2\mu u_{yz} = 2\mu \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \xi_y}{\partial z} + \frac{\partial \xi_z}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial \xi_y}{\partial z}. \quad (10)$$

После определения полного состава уравнений для решения задачи необходимо выполнить только подстановку известных компонент упругих смещений (6) и механических напряжений (10) в граничные условия (7)—(9).

Таким образом, выполняя такую подстановку, получаем три уравнения:

$$\begin{aligned} \mu_c C_c s_c &= -\mu s B; \\ C_c \cos s_c (-h) - D_c \sin s_c (-h) &= 0; \\ D_c &= B, \end{aligned}$$

из которых составляем систему уравнений для нахождения дисперсионного уравнения:

$$\begin{cases} C_c \cos s_c h + B \sin s_c h = 0 \\ \mu_c C_c s_c + \mu s B = 0 \end{cases}. \quad (11)$$

Найдем определитель системы (11) и приравняем его к нулю для нахождения нетривиального решения:

$$\begin{vmatrix} \cos s_c h & \sin s_c h \\ \mu_c s_c & \mu s \end{vmatrix} = 0.$$

Решая определитель, получим дисперсионное уравнение (12), необходимое для нахождения скорости волны Лява:

$$\mu_c s_c \cdot \operatorname{tg}(s_c h) = \mu s, \quad (12)$$

где  $\mu = \rho c_t^2$ ,  $\mu_c = \rho_c c_{t,c}^2$  — модули сдвига в полупространстве и слое соответственно.

Как видно из уравнения (12), в правой части этого дисперсионного уравнения стоит действительное положительное число, поэтому левая часть также является действительной.

Учитывая ранее введенные обозначения, а именно  $s_c = \sqrt{k_{t,c}^2 - k^2}$ ,  $s = \sqrt{k^2 - k_t^2}$ , то соотношение для волновых чисел будет следующим:  $k_{t,c}^2 > k^2 > k_t^2$ , тогда скорости в слое и полупространстве будут соотноситься неравенством:  $c_t > c > c_{t,c}$  (замедляющий слой) [5].

Таким образом, фазовая скорость волны Лява для случая жесткого контакта во всем частотном диапазоне изменяется от скорости поперечной волны в слое до скорости поперечной волны в полупространстве.

Так как дисперсионное уравнение для волны Лява в однородной среде (12) содержит в себе тригонометрическую функцию тангенса, то в этом случае оно является трансцендентным и имеет бесконечное множество корней. Различные корни соответствуют волнам Лява разных порядков (распространяющихся мод). Количество этих мод определяется соотношением  $k_{t,c} h$ .

Для построения зависимости фазовой скорости волны Лява от частоты ультразвука проведем анализ возможных предельных случаев существования такой волны.

Пусть фазовая скорость распространения волны Лява стремится к значению скорости сдвиговых волн в полупространстве  $c_t$ . Тогда, принимая во внимание неравенство по соотношению скоростей, можно сказать, что эффективная скорость стремится к скорости поперечной волны, а переходя к рассмотрению волновых чисел, можно сказать, что эффективное волновое число стремится к волновому числу поперечной волны, что в свою очередь влечет стремление к нулю коэффициента  $s$ , т.е.  $c \rightarrow c_t \Rightarrow k \rightarrow k_t \Rightarrow s \rightarrow 0$ . Тогда, переходя к рассмотрению дисперсионного уравнения (12), можно записать следующее:

$$\operatorname{tg}(s_c h) \rightarrow 0 \Rightarrow s_c h \rightarrow n\pi,$$

тогда

$$s_c h = h \sqrt{k_{t,c}^2 - k^2} = k_{t,c} h \sqrt{1 - \frac{k^2}{k_{t,c}^2}} = k_{t,c} h \sqrt{1 - \left(\frac{c_{t,c}}{c}\right)^2} \Big|_{c \rightarrow c_t} = k_{t,c} h \sqrt{1 - \left(\frac{c_{t,c}}{c_t}\right)^2},$$

т.е. при стремлении фазовой скорости к скорости поперечной волны в полупространстве возможно появление новой волны на критических частотах, которые определяются как

$$k_{t,c} h = \frac{n\pi}{1 - \left(\frac{c_{t,c}}{c_t}\right)^2},$$

где  $n = 1, 2, 3 \dots$  — номер моды.

Аналогично рассмотренному предельному случаю следующим вариантом может быть случай стремления фазовой скорости к скорости поперечной волны в слое, при котором получаем, что  $c \rightarrow c_{t,c} \Rightarrow k \rightarrow k_{t,c} \Rightarrow s_c \rightarrow 0$ , тогда дисперсионное уравнение принимает вид:

$$\operatorname{tg}(s_c h) \rightarrow \infty \Rightarrow s_c h \rightarrow \frac{\pi}{2}(n+1) \Rightarrow h \rightarrow \infty \Rightarrow k_{t,c} h \rightarrow \infty,$$

т.е. данный случай существования волны возможен в области высоких частот.

Решая дисперсионное уравнение (12) относительно скорости волны Лява, построим графическую зависимость полученной скорости волны Лява от частоты ультразвука  $f$  (рис. 2).

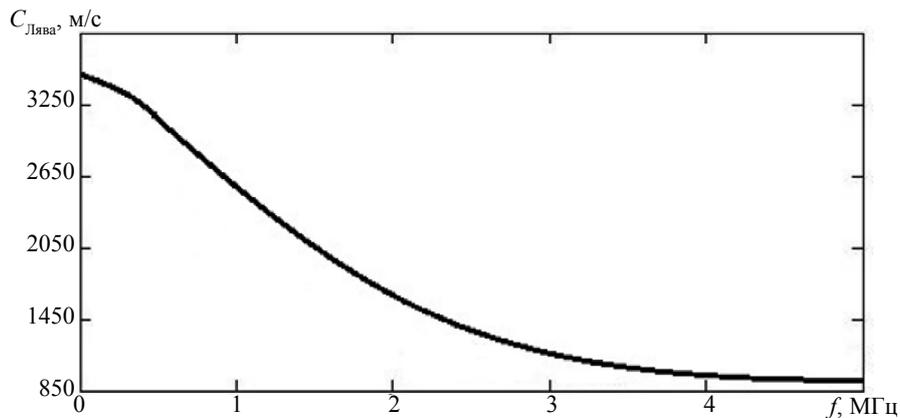


Рис. 2. Графическая зависимость скорости волны Лява от частоты ультразвука.

При малых толщинах слоя фазовые и групповые скорости волн определяются параметрами полупространства и очень близки к значению скорости в первой среде (упругая среда), при больших толщинах — параметрами слоя и соответственно близки к значению скорости во второй среде, т.е. в упругом полупространстве [10].

Фазовые скорости монотонно уменьшаются с ростом толщины слоя, а групповые имеют минимум и области очень сильной дисперсии перед этим слоем. Имея известную фазовую скорость, можно вычислить смещения и напряжения в волнах Лява согласно [19].

Интересным обобщением волн Лява являются поперечные поверхностные волны в полупространстве с небольшой поверхностной неоднородностью, рассмотренные в работе [20].

Достигнутые результаты исследования распространения волн Лява в неоднородных средах рассматриваются в следующем разделе.

**Распространение волн Лява в неоднородных средах.** Рассмотрим распространение волны Лява в неоднородной структуре «твердая среда—упругое полупространство». Неоднородность возникает во многих практических случаях, например при механической обработке поверхности, при освещении поверхности фоточувствительного полупроводникового пьезоэлемента поглощаемым светом.

Пусть плотность и модуль сдвига для рассматриваемой модели среды изменяются по следующим законам [21]:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 \left( 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_0} e^{-\frac{z}{z_0}} \right); \\ \mu &= \mu_0 \left( 1 - \frac{\Delta\mu}{\mu_0} e^{-\frac{z}{z_0}} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где  $z$  — координата, направленная вглубь полупространства;  $z_0$  — характерная глубина неоднородного слоя;  $\rho_0, \mu_0$  — соответствующие значения  $\rho, \mu$  на большой глубине.

Динамическое уравнение движения для неоднородного полупространства имеет вид:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (14)$$

где  $\sigma_{ik}$  — тензор механических напряжений с модулями упругости, являющимися функциями координат  $(x, y, z)$ . Как уже было сказано ранее,  $\xi_x = \xi_z = 0, \xi \neq 0$ , а также учитывая в (13) зависимость только от координаты  $z$ , то уравнение (14) выглядит как

$$\rho \frac{\partial^2 \xi_y}{\partial t^2} - \mu(z) \Delta \xi_y - \frac{d\mu}{dz} \frac{\partial \xi_y}{\partial z} = 0. \quad (15)$$

Решение этого уравнения будем искать в виде гармонической волны:

$$\xi_y = AF(z) \exp[i(kx - \omega t) - sz], \quad (16)$$

где  $A$  — произвольная постоянная;  $F(z)$  — неизвестная функция.

Выполняя подстановку выражения (16) в уравнение (15) без последнего члена, так как он много меньше остальных в виду слабых неоднородностей, получим выражение для неизвестной функции  $F(z)$ :

$$\xi(1 - \xi) \frac{d^2 F}{d\xi^2} + [(1 + 2sz_0) - \xi(1 + 2sz_0)] \frac{dF}{d\xi} + (k_t z_0)^2 F = 0,$$

где введена новая переменная:  $\xi = \left( \frac{\Delta\mu}{\mu_0} - \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right) \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) = d^2 \exp\left(-\frac{z}{z_0}\right)$ .

Это гипергеометрическое уравнение, и его решением является гипергеометрическая функция  $F = F(\alpha, \beta, \gamma, \xi)$ , где  $\alpha = (s - k)z_0, \beta = (s + k)z_0, \gamma = 1 + 2sz_0$ .

Приближенное решение для  $F$ :

$$F = 1 + \frac{\alpha\beta}{\gamma} \xi + O(\xi^2).$$

Выражение (16) должно удовлетворять граничному условию отсутствия сдвиговых напряжений на плоскости  $z = 0$ :

$$\mu(z) \frac{\partial \xi_y}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0.$$

Подставляя выражение (16) в граничное условие, получим дисперсионное уравнение, которое приводит к выражению для искомого волнового числа поверхностной волны:

$$k = k_t \left[ 1 + \frac{(k_t z_0)^2}{2} d^4 + O(d^6) \right]. \quad (17)$$

Таким образом, анализируя выражения (16), (17), можно сказать, что в случае поверхностной неоднородности слоя в твердом полупространстве может существовать и распространяться наряду с рэлеевской дополнительная поверхностная волна, являющаяся обобщением волны Лява.

Эта волна локализована в поверхностном слое толщиной  $z_n = 1/s$ , которая тем больше, чем слабее неоднородность:

$$z_n = \left( \frac{\Delta\mu}{\mu_0} + \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right)^{-1} \frac{1}{k_t z_0} \frac{1}{k_t}.$$

Характеристикой неоднородности слоев является коэффициент жесткости, который определяет передачу нормальных и касательных составляющих упругих смещений.

Не изменяя по существу общности постановки задачи нахождения скорости распространения волны Лява в однородной среде, за исключением постановки выражений для граничных условий, рассмотрим распространение волны Лява в неоднородной среде.

Уравнения (7), (8) для случая распространения волны Лява в неоднородной среде остаются неизменными.

Третье граничное условие — неоднородное условие, рассматриваемое в приближении «линейного скольжения» для компонент  $\xi_z$ , которые учитывают непрерывность передачи компонент из одного слоя в другой:

$$\xi_{z,c} - \xi_z = \frac{\sigma_{yz}}{K_T},$$

где  $K_T$  — тангенциальный коэффициент жесткости.

Тангенциальный коэффициент жесткости определяется выражением:

$$K_T = \frac{\mu_c \mu c_{t,c} c_t}{\mu_c c_{t,c} + \mu c_t} \frac{2\pi(1-\zeta)}{\omega d^2 \zeta},$$

где  $\mu_c$ ,  $\mu$  — коэффициенты Лямэ в слое и полупространстве соответственно;  $c_{t,c}$ ,  $c_t$  — скорости поперечных волн в граничных средах;  $\zeta = b^2/d^2$  — коэффициент перфорации;  $d$  — среднее расстояние между контактными участками;  $b$  — размер участка с отсутствием контакта.

Если выступы микрошероховатости поверхности моделировать участками сферических поверхностей радиусом  $R$ , то среднее расстояние между контактными участками будет:

$$d = 2\sqrt{2RR_z - R_z^2},$$

где  $R_z$  — шероховатости поверхности границы.

Выполняя аналогичную подстановку упругих компонент смещений в неоднородные граничные условия, получаем три уравнения, два из которых — аналогичны уравнениям, полученным для однородной среды, а третье уравнение имеет следующий вид:

$$D_c = B - \frac{\mu_c C_c s_c}{K_T} = B \left( 1 + \frac{\mu s}{K_T} \right).$$

Из полученных выражений составляем определитель и приравняем его к нулю для нахождения дисперсионного уравнения:

$$\begin{vmatrix} \cos s_c h & \left( 1 + \frac{\mu s}{K_T} \right) \sin s_c h \\ \mu_c s_c & \mu s \end{vmatrix} = 0.$$

Решая данный определитель, получим дисперсионное уравнение для волны Лява, распространяющейся в неоднородной среде (13):

$$\mu_c s_c \cdot \left( 1 + \frac{\mu s}{K_T} \right) \operatorname{tg}(s_c h) = \mu s. \quad (18)$$

Оценка возможного наличия другого типа волн на критических частотах совпадает с оценкой дисперсионного уравнения для случая распространения волны Лява в однородной среде.

Для проведения расчетов необходимо определить характеристики неоднородности, присутствующей в твердом слое и полупространстве.

Как уже было сказано, характеристикой неоднородности служит величина шероховатости. При принятом значении коэффициента перфорации, определяющего степень сплошности границы, равном  $\zeta = 0,5$ , примем значение величины шероховатости  $R_z = 1; 10$  мкм [22].

Для такой модели построим графическую зависимость фазовой скорости волны Лява от частоты ультразвука по полученным аналитическим зависимостям — дисперсионному уравнению (18).

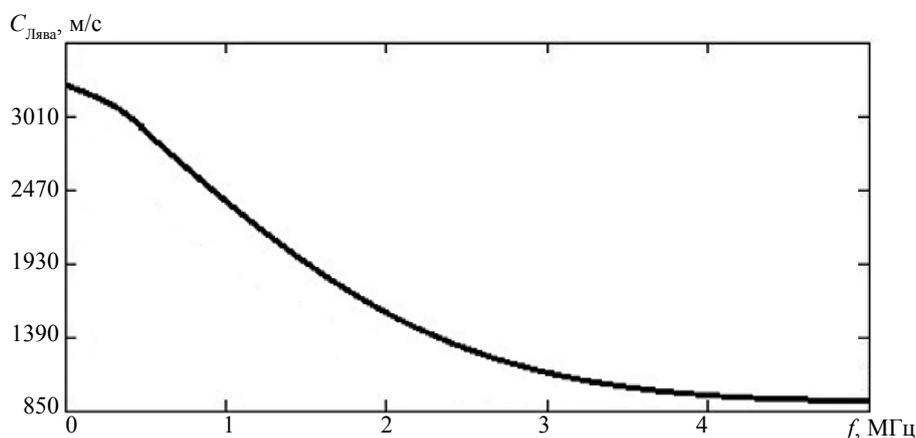


Рис. 3. Графическая зависимость скорости волны Лява от частоты ультразвука при шероховатости  $R_z = 1$  мкм.

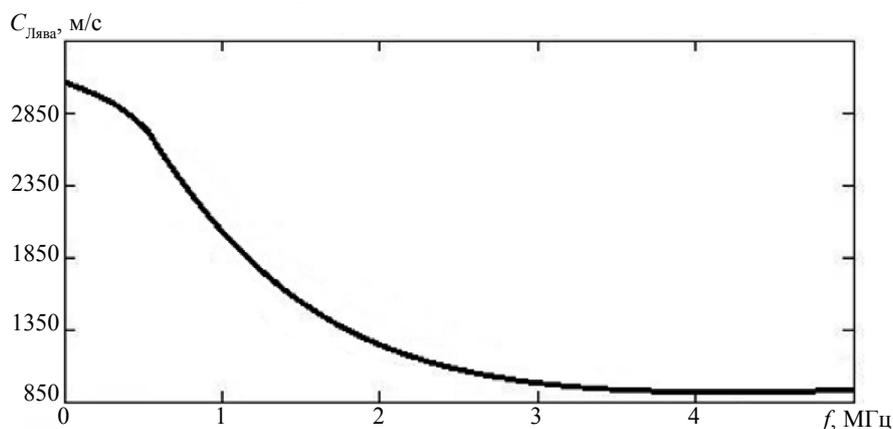


Рис. 4. Графическая зависимость скорости волны Лява от частоты ультразвука при шероховатости  $R_z = 10$  мкм.

Анализ графической зависимости, приведенной на рис. 3, 4, показывает, что нарушение сплошности акустического контакта, вызванное микрошероховатостью в виде выпуклостей и вогнутостей прилегающих поверхностей сред при всех значениях коэффициента перфорации, существенно влияет на фазовую скорость волны Лява по сравнению с условиями жесткого «сварного» контакта.

Наличие неоднородности приводит к снижению амплитудного значения скорости распространения волны Лява в среде при прочих одинаковых частотах ультразвука [23].

Анализ предельных случаев граничных условий показывает, что полученные графические зависимости фазовой скорости волны от частоты при нулевом значении коэффициента перфорации соответствуют рассмотренному случаю «жесткого контакта» — однородная среда.

Для неоднородной среды в случае нарушения акустического контакта за счет наличия на поверхности сред выпуклостей и вогнутостей, образующих шероховатость границы, фазовая скорость волны Лява уменьшается, причем скорость волны тем меньше, чем больше коэффициент перфорации — т.е. чем менее плотно соприкосновение сред.

Также стоит отметить, что высокое значение шероховатости, в свою очередь определяющее неоднородность среды, приводит к уменьшению контактной жесткости, что, как уже известно, вызывает уменьшение фазовой скорости.

## ВЫВОДЫ

1. Показано влияние на абсолютные значения фазовых скоростей волн Лява таких параметров микротрещин, как величина шероховатости, взаимодействующих в приближении «линейного скольжения» краев трещин и других неоднородностей среды.

2. Решена задача о нахождении скорости волны Лява для однородной и неоднородной структуры «твердая среда—упругое полупространство» с объемной трещиноватостью путем решения относительно волнового числа дисперсионного уравнения.

3. Полученные зависимости используются применительно к задачам нахождения основных физико-механических характеристик среды на основе акустических измерений, а также в качестве основного материала для проведения предызмерительных изысканий с целью получения максимального объема информации без применения средств ультразвукового контроля.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Капцов А.В., Кузнецов С.В. Волны Лява в трехслойном упругом полупространстве // Прикладная математика и механика. 2015. Т. 79. № 4. С. 550—557.
2. Хохлов Н.И., Петров Б.И. Моделирование сейсмических явлений сеточно-характеристическим методом // Труды МФТИ. 2011. Т. 3. № 3. С. 159—167.
3. Аббакумов К.Е., Попокова Е.С. Волновые процессы в области границы твердых сред с нарушенным акустическим контактом // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2007. № 1. С. 26—30.
4. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 287 с.
5. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 340 с.
6. Рытов С.М. Акустические свойства мелкослоистой среды // Акустический журн. 1956. Т. 2. № 1. С. 71—83.
7. Аббакумов К.Е., Кириков А.В., Львов Р.Н. Преломление упругих волн на плоской границе раздела с нарушенной адгезией твердых сред // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2003. № 1. С. 10—17.
8. Abbakumov K.E., Vagin A.V. Dispersion Equation for Longitudinal Waves in a Layered Medium with Inhomogeneous Boundary Conditions in Different Propagation Directions // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2020. V. 56. No. 1. P. 20—27. [Аббакумов К.Е., Вагин А.В. Дисперсионное уравнение для продольной волны в слоистой среде с неоднородными граничными условиями при различных направлениях распространения // Дефектоскопия. 2020. № 1. С. 22—30.]
9. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1996. 196 с.
10. Хлыбов А.А. Исследование влияния микрон неоднородности среды на распространение поверхностных волн // Дефектоскопия. 2018. № 6. С. 3—10.
11. Evel'son R.L. A fine-layered medium of finite-thickness in an electromagnetic field // Journal of communications technology and electronics. 2015. V. 60. I. 6. P. 552—559.
12. Brun M., Guenneau S., Movchan A.B., Bigoni D. Dynamics of structural interfaces: Filtering and focussing effects for elastic waves // J. Mech. Physics Solids. 2010. V. 58. P. 1212—1224.
13. Егоров Н.Н., Яковлев Л.А. Колебания и волны: учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 1997. 111 с.
14. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 412 с.
15. Luk'yashko O.A., Saraikin V.A. Transient one-dimensional wave processes in a layered medium // Journal of Mining Science. 2007. V. 43. P. 145—158.
16. Вавакин А.С., Салганик Р.Л. Эффективные упругие характеристики тел с изолированными трещинами, полостями и жесткими неоднородностями // Механика твердого тела. 1978. № 2. С. 95—107.
17. Jose M. Carcione anisotropic Q and velocity dispersion of finely layered media // Geophysical Prospecting. 1992. V. 40. P. 761—783.
18. Панасюк О.Н. Анализ влияния граничных условий на распространение волн в слоистых композитных материалах // Прикладная механика. 2014. № 4. С. 52—58.
19. Akbarov S.D., Guliev M.S, Kerpeler T. Propagation of axisymmetric waves in an initially twisted circular compound bimaterial cylinder with a soft inner and a stiff outer constituents // Mech. Comp. Mater. 2011. V. 46. P. 627—638.

20. *Петрашень Г.И.* Распространение волн в анизотропных упругих средах. Л.: Наука, 1980. 280 с.
  21. *Аббакумов К.Е., Вагин А.В.* Волновые процессы в слоистой микронеоднородной среде с неоднородными граничными условиями // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2019. № 5. С. 12—18.
  22. *Аббакумов К.Е., Голубев А.С.* Оценка акустических свойств тонких расслоений и однострочных неметаллических включений в стальных листах // Дефектоскопия. 1982. № 9. С. 22—31.
  23. *Сибиряков Б.П., Максимов Л.А., Татарников М.А.* Анизотропия и дисперсия упругих волн в слоистых периодических структурах. Новосибирск: Наука, 1980. 73 с.
-

## ИМПУЛЬСНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

© 2022 г. В.В. Павлюченко<sup>1</sup>, Е.С. Дорошевич<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Белорусский Национальный Технический Университет, Беларусь  
220013 Минск, пр-т Независимости, 65  
E-mail: \*ess.doroshevich@gmail.com

Поступила в редакцию 06.09.2022; после доработки 30.09.2022  
Принята к публикации 30.09.2022

Представлены экспериментальные зависимости максимальной напряженности вторичного импульсного магнитного поля вблизи поверхности металлических пластин от их толщины  $H(d)$ , полученные с помощью дискретного датчика магнитного поля (ДДМП) и отнесенные к напряженности поля первичного источника. Толщина пластин изменялась от 0,015 до 2 мм. На ДДМП с пластинами из алюминия и свинца воздействовали импульсами магнитного поля линейного индуктора со временем нарастания от 5 до 60 мкс. Найдены арктангенсные аналитические функции  $H(d)$ , которые использованы для расчетов гистерезисной интерференции импульсного магнитного поля в отраженной волне с целью повышения чувствительности и точности контроля толщины металлических объектов, удельной электропроводности их материала и дефектов сплошности в них.

*Ключевые слова:* импульсное магнитное поле, алюминиевая пластина, магнитный носитель.

DOI: 10.31857/S0130308222110021, EDN: BUBJHX

### ВВЕДЕНИЕ

Для осуществления контроля толщины металлических объектов, удельной электропроводности их материала и наличия в них дефектов сплошности и структурных неоднородностей необходимо иметь информацию о магнитных полях на поверхности объекта при воздействии на него импульсными магнитными полями. Экспериментальные зависимости максимальной напряженности вторичного импульсного магнитного поля вблизи поверхности металлических пластин от их толщины получены нами ранее в [1]. Там показано, что начальные участки этих зависимостей являются квазилинейными. В дальнейшем эти результаты были использованы в последующих работах авторов. Так, проведены расчеты с использованием экспериментальной зависимости величины электрического напряжения  $U$ , снимаемого с преобразователя магнитного поля, от величины напряженности приложенного магнитного поля  $H$  [2]. Там указанная зависимость аппроксимирована шестью линейными участками и применен метод гистерезисной интерференции.

Более точно можно определить толщину объекта из алюминия с помощью магнитного носителя, описанного авторами арктангенсной характеристикой [3], воздействуя на него сериями разнополярных импульсов магнитного поля линейного индуктора из одного, двух, трех, четырех, пяти и пятнадцати импульсов. При этом обеспечивали одинаковую амплитуду гистерезисных колебаний электрического напряжения и получали линейную разностную зависимость напряжения  $U(x)$ , снимаемого с магнитной головки, от координаты  $x$  для клинообразного и плоского алюминиевых объектов.

Отметим значительные успехи контроля различных свойств объектов, их толщины и дефектов сплошности вихретоковым методом [4–7]. Там, в частности, представлены результаты определения параметров трещин, внутреннего диаметра труб, параметров поверхностных дефектов конечной и бесконечной глубины и качества теплообменных труб парогенераторов АЭС. Известны многочисленные работы [8, 9] по описанию вихревых токов проводящих и намагничивающихся включений и влиянию кривизны поверхности трубопровода на результаты контроля.

Огромным преимуществом разрабатываемого метода является тот факт, что метод позволяет записывать мгновенные распределения магнитных полей на большой площади объекта и в пространстве, чего нельзя сделать вихретоковым и другими методами. Развитие метода гистерезисной интерференции может быть осуществлено, например, при использовании перекрывающихся импульсных магнитных полей [10]. При этом следует учитывать дифференциальный фон электрического сигнала преобразователя магнитного поля [11], содержащий фоны электромагнитных помех, резонансные фоны и другие сигналы, не связанные с полезным сигналом.

Методом вихревых токов достаточно полно осуществляется отстройка от электропроводности основания при измерении толщины токопроводящих покрытий [12], а магнитодинамическим методом можно выявлять ферромагнитную составляющую в нержавеющей сталях [13] и вести

контроль толстослойных никелевых покрытий на двухслойных основаниях [14]. Разрабатываемый нами метод имеет существенное преимущество и перед магнитодинамическим методом, так как является не точечным методом, а поверхностным (объемным) с высоким пространственным разрешением и быстродействующим и может быть осуществлен как в отраженной, так и в прошедшей волне [15]. При разработке метода гистерезисной интерференции авторам значительную помощь оказали работы по магнитоиндукционной томографии [16] и работа по контролю токопроводящих покрытий топливных баков летательных аппаратов [17].

Исходя из вышеизложенного, следует, что полученные нами результаты использования гистерезисной интерференции должны быть уточнены, а также проведены дополнительные исследования в широком диапазоне толщин объектов с поиском таких аналитических функций, каждая из которых описывает пространственные распределения магнитных полей во всем измеряемом диапазоне толщин.

Целью работы является повышение чувствительности и точности контроля свойств электропроводящих объектов в импульсном магнитном поле. Поставленная цель достигается путем проведения исследований импульсных магнитных полей вблизи поверхности металлических объектов, получением соответствующих экспериментальных зависимостей, нахождением аналитических функций, описывающих эти зависимости, и использованием этих функций для расчетов магнитных полей при гистерезисной интерференции для контроля свойств объектов.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуем импульсные магнитные поля вблизи поверхности металлических пластин и найдем аналитические функции, описывающие полученные экспериментальные зависимости.

Обозначим через  $t_{\max}$  время нарастания импульса. Пусть  $H_{0m}$  — максимальная величина тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля первичного источника в результате действия этого импульса в точке измерения, а  $H_{sm}$  — максимальная величина тангенциальной составляющей напряженности вторичного магнитного поля в точке измерения. Тогда отношение максимальной напряженности вторичного магнитного поля к максимальной напряженности первичного поля, т.е. величина относительной напряженности вторичного магнитного поля, будет равно:  $H_{rm} = H_{sm} / H_{0m}$ .

На основании проведенных нами исследований найдено, что зависимость величины  $H_{rm}$  от толщины  $d$  объекта из алюминия для источника поля в виде линейного индуктора может быть представлена двумя видами формул, первый из которых выглядит так:

$$H_{rm} = 0,6366 \arctg(ad + bd^2), \quad (1)$$

где  $H_{rm}$  — величина безразмерная,  $d$  измеряется в мм, а коэффициенты  $a$  и  $b$  — соответственно в  $\text{мм}^{-1}$  и  $\text{мм}^{-2}$ .

Измерения проведены на проекции оси линейного индуктора на плоскость магнитного носителя.

Указанному времени нарастания импульсов соответствуют следующие величины коэффициентов  $a$  и  $b$ : для  $t_{\max} = 5$  мкс ( $a = 19 \text{ мм}^{-1}$ ,  $b = 250 \text{ мм}^{-2}$ ); для  $t_{\max} = 10$  мкс ( $a = 8,5 \text{ мм}^{-1}$ ,  $b = 62 \text{ мм}^{-2}$ ); для  $t_{\max} = 18$  мкс ( $a = 6,6 \text{ мм}^{-1}$ ,  $b = 19 \text{ мм}^{-2}$ ); для  $t_{\max} = 60$  мкс ( $a = 1,8 \text{ мм}^{-1}$ ,  $b = 2,1 \text{ мм}^{-2}$ ).

Графики зависимостей величины  $H_{rm}$  от толщины  $d$  объекта из алюминия для разного времени нарастания импульсов показаны на рис. 1.

Здесь отмечены точки 10 — 13, в которых  $H_{rm} = 0,3H_{0m}$ , через которые проведены отрезки прямых 5—9. На рис. 1 отрезок прямой 8 сливается с зависимостью 4. Экспериментальные зависимости  $H_{sm}$  вблизи поверхности металлических пластин от их толщины получены нами ранее [1]. Начальные участки этих зависимостей являются линейными. Полученные нами в данной работе зависимости описываются функцией арктангенс. Начальные участки этих зависимостей с большой точностью можно считать линейными. Зададим точность измерений 1 %. Тогда с указанной точностью можно считать участки зависимостей 1—4 линейными вплоть до величины  $H_{sm} = 0,3H_{0m}$ . Параметры каждой экспериментальной точки на рис. 1 (и рис. 2) получены путем нахождения средних значений по 30 измерениям.

Как показано в [1], способность электропроводящего материала отражать электромагнитное поле может быть охарактеризована приведенной толщиной материала  $d_0$ . Это толщина материала, при которой величина максимальной напряженности магнитного поля на его поверхности удваивается при условии выполнения линейной зависимости максимальной напряженности магнитного поля от

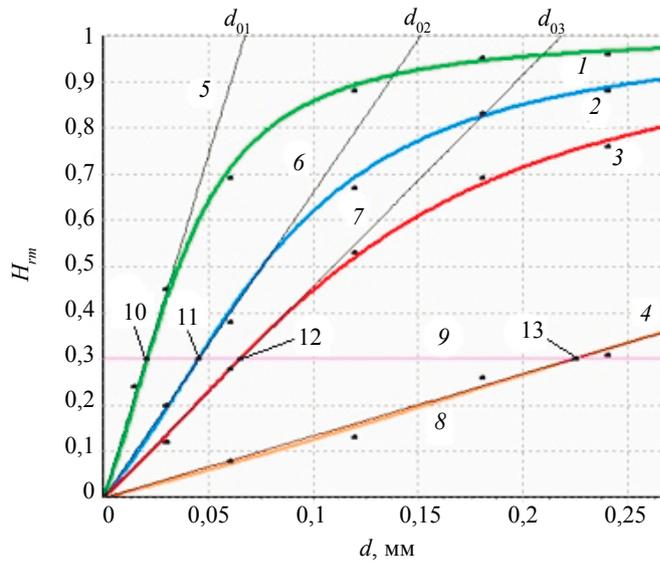


Рис. 1. Зависимости  $H_{rm}(d)$  1, 2, 3 и 4 для  $t_{\max}$  равные 5, 10, 18 и 60 мкс, построенные по (1); 5, 6, 7, 8, 9 — отрезки прямых, проходящих через точки 10—13.

толщины материала. Величину  $d_0$  находили путем экстраполяции указанных линейных участков зависимостей 1—4 отрезками 5—8 прямых до удвоенной величины  $H_{0m}$ . Времени нарастания импульсов 5, 10, 18 и 60 мкс соответствуют приведенные толщины  $d_{01} = 0,068$  мм,  $d_{02} = 0,152$  мм,  $d_{03} = 0,22$  мм и  $d_{04} = 0,75$  мм.

На основании полученных результатов нами найдена зависимость  $H_{rm}$  от толщины  $d$  объекта из алюминия и времени нарастания импульса  $t_{\max}$ :

$$H_{rm} = 0,6366 \arctg(100c \cdot d/t_{\max} + 6250 c^2 \cdot d^2/t_{\max}^2), \quad (2)$$

где  $d$  измеряется в мм,  $t_{\max}$  — в мкс, а  $c$  — единичный коэффициент размерности, равный 1 мкс/мм.

Соответствующие указанным экспериментальным точкам зависимости относительной напряженности магнитного поля от толщины пластин из алюминия могут быть достаточно точно описаны также формулой, учитывающей смещение нулевого уровня сигнала:

$$H_{rm} = 0,11564 + 0,563 \arctg(ad + bd^2 - 0,21), \quad (3)$$

где  $d$  измеряется в мм, а коэффициенты  $a$  и  $b$  — соответственно в  $\text{мм}^{-1}$  и  $\text{мм}^{-2}$ .

Графики зависимостей  $H_{rm}(d)$  объекта из алюминия, рассчитанные по (3), для разного времени нарастания импульсов показаны на рис. 2. Здесь также отмечены точки 10—13, в которых  $H_{rm} = 0,3H_{0m}$ , через которые проведены отрезки прямых 5—9. На рис. 2 отрезок прямой 8 (тонкая линия) расположен выше зависимости 4 и практически сливается с ней.

Указанному времени нарастания импульсов соответствуют следующие величины коэффициентов  $a$  и  $b$ : для  $t_{\max} = 5$  мкс ( $a = 20 \text{ мм}^{-1}$ ,  $b = 250 \text{ мм}^{-2}$ ); для  $t_{\max} = 10$  мкс ( $a = 9 \text{ мм}^{-1}$ ,  $b = 52 \text{ мм}^{-2}$ ); для  $t_{\max} = 18$  мкс ( $a = 6,6 \text{ мм}^{-1}$ ,  $b = 19 \text{ мм}^{-2}$ ); для  $t_{\max} = 60$  мкс ( $a = 2 \text{ мм}^{-1}$ ,  $b = 2 \text{ мм}^{-2}$ ).

Времени нарастания импульсов 5, 10, 18 и 60 мкс соответствуют приведенные толщины  $d_{01} = 0,071$  мм,  $d_{02} = 0,159$  мм,  $d_{03} = 0,233$  мм и  $d_{04} = 0,746$  мм. Таким образом, указанные значения  $d_0$  близки найденным из графиков на рис. 1.

В этом случае зависимость относительной напряженности вторичного магнитного поля от толщины объекта из алюминия и времени нарастания импульса может быть представлена в виде:

$$H_{rm} = 0,11564 + 0,563 \arctg(100c \cdot d/t_{\max} + 6250 c^2 \cdot d^2/t_{\max}^2 - 0,21), \quad (4)$$

где, как и ранее,  $d$  измеряется в мм,  $t_{\max}$  — в мкс, а  $c = 1$  мкс/мм.

Зависимости (1)—(4) получены для источника поля в виде линейного индуктора и могут отличаться от аналогичных зависимостей, полученных при воздействии на объект полями других

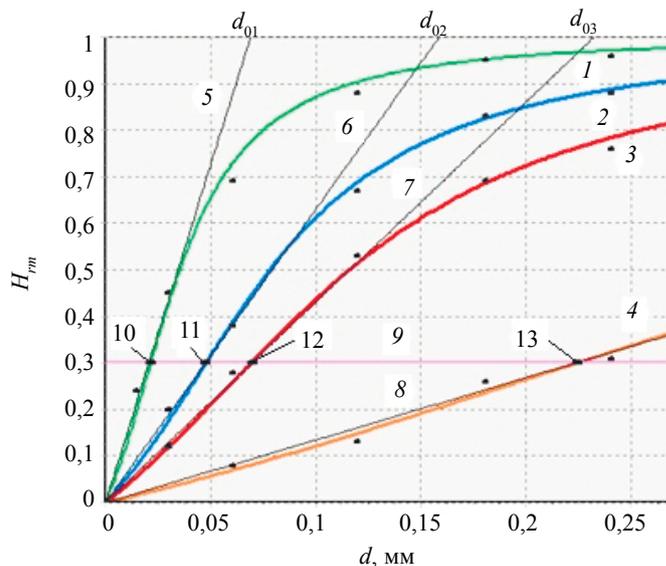


Рис. 2. Зависимости  $H_m(d)$  1, 2, 3 и 4 для  $t_{\max}$ , равные 5, 10, 18 и 60 мкс, построенные по (3); 5, 6, 7, 8, 9 — отрезки прямых, проходящих через точки 10—13.

источников, например, полем соленоида. Одной из причин такого отличия является зависимость распределения напряженности отраженного импульсного магнитного поля от соотношения толщины объекта и расстояния от него до оси индуктора.

Воздействуем на дискретный датчик [1] магнитного поля (ДДМП) серией из двух импульсов линейного индуктора. Применим разработанный нами метод нулевого максимума. Положение нулевого максимума соответствует проекции оси индуктора на ДДМП. При осуществлении указанного метода в результате воздействия вторым импульсом противоположного направления величина нулевого максимума должна быть равной нулю для получения максимальной чувствительности и оптимального диапазона измерения с этой чувствительностью. Расчет начальной кривой остаточного намагничивания применяемого ДДМП, представленной в виде зависимости величины электрического напряжения  $U_1(H)$ , снимаемого с преобразователя магнитного поля, сканирующего магнитный носитель с записанной на нем информацией, от напряженности  $H$  приложенного к нему магнитного поля, осуществляли с использованием найденной авторами функции [10]:

$$U_1 = 23,5 + 24,3 \operatorname{arctg}(0,011H - 1,45). \quad (5)$$

Расчет произведен в интервале напряженности магнитного поля  $0 \leq H \leq 1000$  А/см. Электрическое напряжение выражено в милливольтгах, а напряженность магнитного поля измерили в А/см.

При намагничивании магнитного носителя вторым импульсом поля в обратном направлении зависимость сигнала от величины напряженности магнитного поля и от результатов предшествующего воздействия находили по [10]:

$$U_{2i} = -23,5 + 0,61U_1 + (24,5 + 0,4U_1) \operatorname{arctg}((0,011 + 0,000087U_1)H + 1,45 - 0,0016U_1). \quad (6)$$

Расчет произведен в интервале напряженности магнитного поля  $-1000 \text{ А/см} \leq H \leq 0$ .

Гистерезисные ветви магнитного носителя, рассчитанные по (5) и (6), представлены на рис. 3 для разных начальных значений электрического напряжения, соответствующих разным величинам остаточного намагничивания магнитного носителя (МН). Зависимости 1, 2 (восходящие ветви гистерезиса) получены при намагничивании МН в прямом направлении, а зависимости 3, 4 (нисходящие ветви гистерезиса) — при намагничивании в обратном направлении.

Зададим максимальную напряженность магнитного поля первого импульса, равную  $H_{0m1} = 360$  А/см (ось б). Воздействуем этим импульсом на МН без объекта и переходим из начальной точки 9 (0 мВ) в точку 10 и далее в точку 11 (54 мВ) на оси 5.

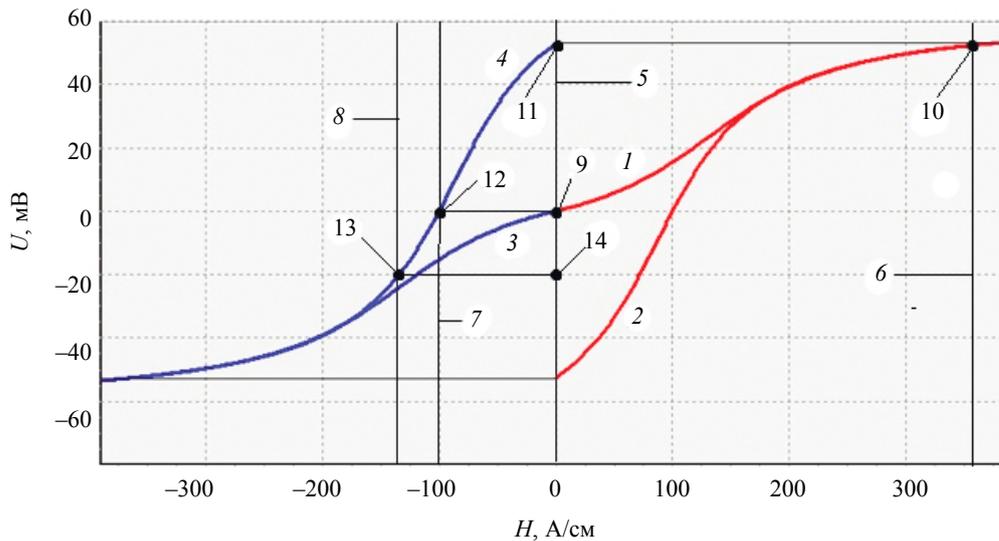


Рис. 3. Зависимость величины электрического напряжения, снимаемого с магнитного гистерезиса (МГ), от напряженности воздействующего магнитного поля  $U(H)$ .

Зададим максимальную напряженность магнитного поля второго импульса, равную  $H_{0m2} = -100$  А/см (ось 7). Воздействуем этим импульсом на намагниченный первым импульсом магнитный носитель без объекта и переходим из точки 11 в точку 12 (0 мВ) и далее в начальную точку 9.

Выведем первым импульсом магнитный носитель в состояние, соответствующее точке 11. Воздействуем на МН с алюминиевой пластиной толщиной 0,05 мм вторым импульсом магнитного поля с  $H_{0m2} = -100$  А/см и  $t_{\max} = 10$  мкс. Тогда согласно рис. 1 величина  $H_{rm2} = 0,34H_{0m2}$  и суммарная максимальная напряженность магнитного поля вблизи поверхности пластины будет равна  $-134$  А/см (ось 8). В результате по гистерезисной ветви 4 мы попадаем в точку 13 и далее в точку 14 ( $-20$  мВ).

Рассчитанные по (1) и (3) на основании экспериментальных данных зависимости и графики на рис. 1 и рис. 2 позволяют более точно определить толщину пластин по сравнению с найденными ранее зависимостями [1].

В (6) используется абсолютная величина напряженности магнитного поля  $H$ . Поскольку мы используем метод нулевого максимума, то максимальная величина  $U_{2i}$  должна быть равна нулю в отсутствие объекта. На основании зависимости 4 на рис. 3 находим величину напряженности соответствующего магнитного поля  $H_{0m} = -100$  А/см. Объект создает вторичное магнитное поле, напряженность которого определяется по (1). С учетом сказанного в (6) подставляем следующее выражение для напряженности магнитного поля:

$$H = H_{0m} (1 + 0,6366 \arctg(ad + bd^2)), \quad (7)$$

где  $H_{0m} = -100$  А/см.

Графики зависимостей  $U_{2i}(d)$ , найденных по (6) с использованием (7) и с соответствующими коэффициентами для разного времени нарастания импульсов магнитного поля, изображены на рис. 4.

Из графиков на рис. 4 следует, что начальные участки всех указанных зависимостей с точностью до 1 % можно считать линейными вплоть до напряжения 15 мВ.

Полученные формулы для построения зависимостей величины сигнала  $U_{2i}(x)$  от координаты  $x$  могут быть применены для контроля объектов разной формы. Так, на рис. 5 представлены зависимости  $U_{2i}(x)$  для клина при разном времени нарастания импульса поля.

Толщина клина изменяется с координатой по его длине по формуле  $d = 0,1x$ , которую подставили в (7), т.е. толщина клина в точке  $x = 0$  равна нулю. Естественно, что графики на рис. 5 имеют такой же вид, что и графики на рис. 4. При этом чувствительность и точность определения толщины объекта в интересующих диапазонах измерения могут быть определены из кривых 1 — 4 и устанавливаемого порогового уровня сигнала 5, обеспечивающего, как и ранее, точность контроля около 1 %.

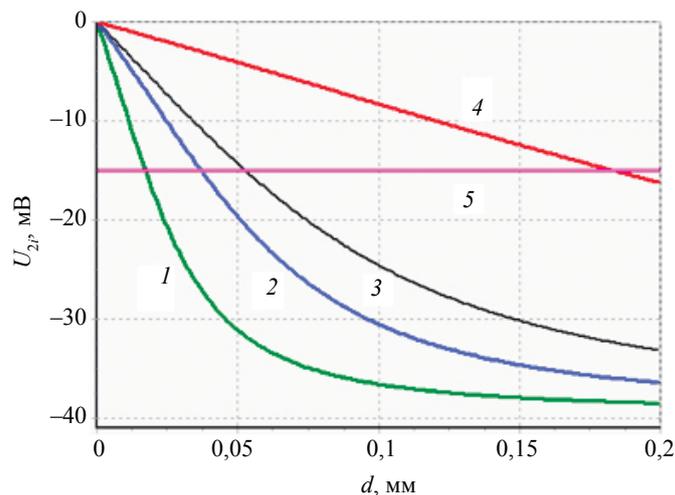


Рис. 4. Зависимости  $U_{2P}(d)$  для  $t_{\max}$ : 1 — 5 мкс; 2 — 10 мкс; 3 — 18 мкс; 4 — 60 мкс; 5 — уровень чувствительности.

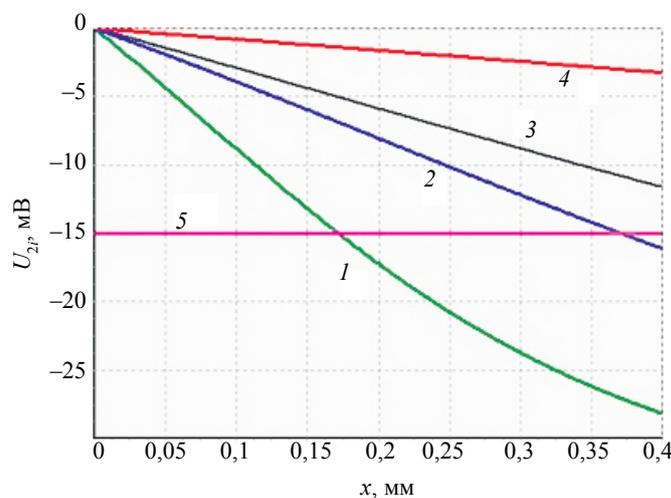


Рис. 5. Зависимости  $U_{2P}(x)$  для клина при  $t_{\max}$ : 1 — 5 мкс; 2 — 10 мкс; 3 — 18 мкс; 4 — 60 мкс; 5 — уровень чувствительности.

Для определения оптимальных параметров импульсов магнитного поля при использовании метода нулевого максимума провели исследование влияния величины напряженности магнитного поля  $H_{0m}$  в (6) на результаты измерений, которые представлены на рис. 6. Графики 1 — 6 зависимостей  $U_{21} — U_{26}$  на этом рисунке построены для времени нарастания импульса поля 5 мкс по формуле:

$$H = H_{0m} (1 + 0,6366 \arctg(19d + 250d^2)). \quad (8)$$

Из рис. 6 видно, что максимальная чувствительность (и точность) измерений достигается в интервале зависимостей от  $d = 0$  до точек пересечения указанных зависимостей с прямой 7:

$$U_{27} = U_0 + \gamma d, \quad (9)$$

где  $U_0 = -60$  мВ;  $\gamma = 2330$  мВ/мм. Из графиков на рис. 6 можно найти диапазоны чувствительности при разных величинах  $H_{0m}$ .

Как показали исследования, зависимости  $H_{rm}(d)$  для пластин из свинца совпадают с аналогичными зависимостями для пластин из алюминия при условии, что их толщина в 9 раз больше. Удельная электропроводность свинца во столько же раз меньше удельной электропроводности

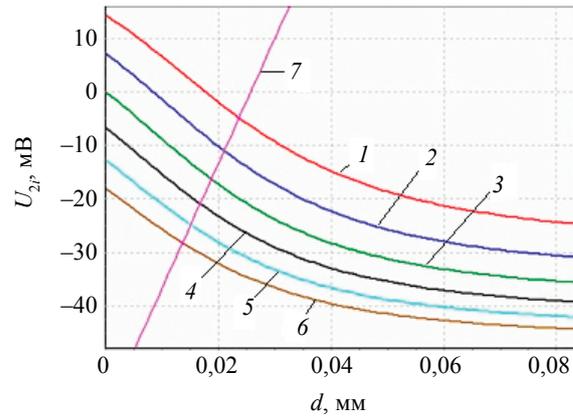


Рис. 6. Зависимости  $U_{27}(d)$  для величины  $H_{0m}$ : 1 (- 80 А/см); 2 (- 90 А/см); 3 (- 100 А/см); 4 (- 110 А/см); 5 (- 120 А/см); 6 (- 130 А/см); 7 — уровень чувствительности  $U_{27}$ .

алюминия. Тогда для объектов из свинца формулы для относительной напряженности будут выглядеть следующим образом:

$$H_{rm} = 0,6366 \arctg(11c + d/t_{\max} + 77c^2 \cdot d^2 / t_{\max}^2), \quad (10)$$

$$H_{rm} = 0,11564 + 0,563 \arctg(11c \cdot d/t_{\max} + 77c^2 \cdot d^2 / t_{\max}^2 - 0,21), \quad (11)$$

Зависимости  $H_{rm}(d)$  для алюминия и свинца, рассчитанные по формулам (10) и (11), изображены на рис. 7.

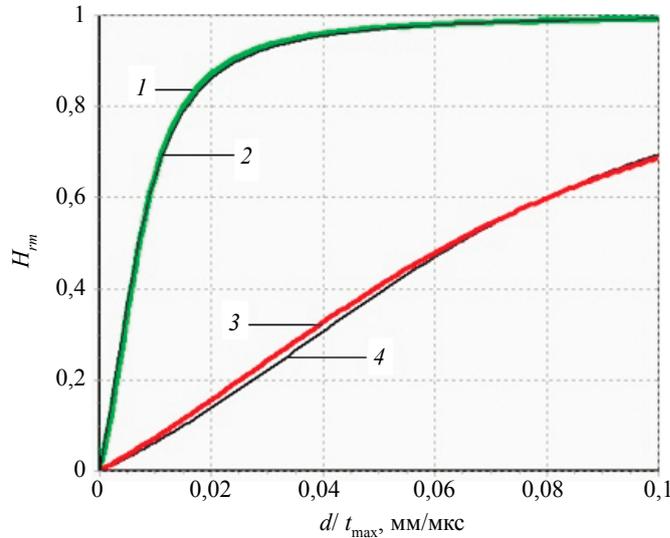


Рис. 7. Зависимости  $H_{rm}(d)$ : 1 и 2 для алюминия, построенные по (2) и (4), и зависимости 3 и 4 для свинца, построенные по (10) и (11);  $t_{\max} = 18$  мкс.

Пример использования полученных зависимостей  $H_{rm}(d)$  для пластин из алюминия разной толщины при воздействии на них полем линейного индуктора с  $t_{\max} = 10$  мкс показан на рис. 8. Здесь представлена зависимость 1 (часть зависимости 2, рис. 1) и оптические изображения магнитных полей для этих пластин, совмещенные с соответствующими точками зависимости 1. Размах сигнала составляет 1,7 мВ для толщины пластины 0,055 мм (отрезок белой вертикальной прямой). Для пластины 0,06 мм он равен 0, а для пластины 0,065 мм размах сигнала составляет -1,6 мВ. Отрицательный знак означает, что соответствующий участок МН перемагничен вторым

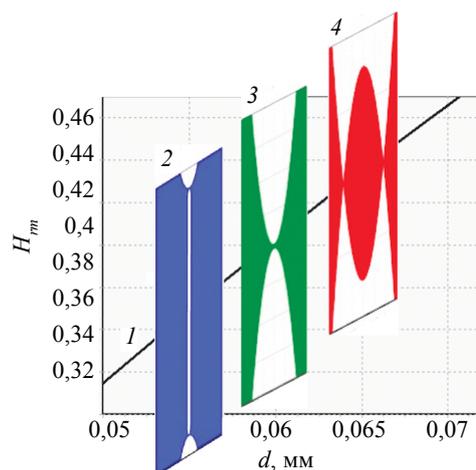


Рис. 8. Зависимость  $H_m(d)$  1 и оптические изображения магнитных полей 2, 3 и 4 для  $d$  соответственно 0,055 мм, 0,06 мм и 0,065 мм;  $t_{\max} = 10$  мкс.

импульсом поля противоположного направления. Здесь использован разработанный метод нулевого максимума, значительно повышающий чувствительность и точность контроля толщины объектов. При этом найдены такие параметры двух импульсов магнитного поля, в результате воздействия которыми сигнал, снимаемый с МГ, равен 0 для пластины из алюминия толщиной 0,06 мм. Диапазон измерения  $1,7 \text{ мВ} + 1,6 \text{ мВ} = 3,3 \text{ мВ}$  при интервале толщин  $0,065 \text{ мм} - 0,055 \text{ мм} = 0,01 \text{ мм}$ . Отсюда находим чувствительность  $330 \text{ мВ/мм}$ .

Чувствительность и точность контроля могут быть значительно повышены, если настройку на нулевой уровень считываемого сигнала производить не в отсутствие объекта, а для объекта заданной толщины, например для пластины толщиной 0,06 мм.

Из зависимостей (10) и (11) с учетом удельной электропроводности материалов могут быть найдены также обобщенные зависимости  $H(d)$  для пластин из алюминия и свинца.

Получаемые гистерезисные картины не являются просто результатом алгебраических операций с изображениями магнитных полей. Они соответствуют реальным распределениям остаточных магнитных полей МН (остаточной намагниченности МН) в результате воздействия на них последовательностями импульсов. Точность контроля в случае использования  $HI$  увеличивается, в частности, благодаря тому, что увеличивается отношение величины измеряемого сигнала к диапазону измерения. Поскольку количество вариантов составления серий из нескольких импульсов по амплитуде, знаку, времени нарастания и их последовательности практически неисчерпаемо, то можно получать разные соотношения максимумов интерференции в разных интервалах измерения и составлять алгоритмы их оптимального использования.

Так как повышение точности определения толщины объектов связано с повышением точности нахождения распределений импульсных магнитных полей на их поверхности, то полученные гистерезисные картины позволяют повысить точность контроля удельной электропроводности их материала и дефектов сплошности в них, как это показано в предшествующих работах авторов.

## ВЫВОДЫ

На основании полученных экспериментальных зависимостей максимальной напряженности вторичного импульсного магнитного поля вблизи поверхности металлических пластин от их толщины  $H(d)$  найдены арктангенсные аналитические функции  $H(d)$ , позволяющие повысить чувствительность и точность контроля толщины металлических объектов, электропроводности их материала и дефектов сплошности в них.

Зависимости  $H(d)$  представлены двумя практически равнозначными функциями арктангенс и использованы для расчетов гистерезисной интерференции импульсного магнитного поля в отраженной волне. Зависимости  $H(d)$  получены с помощью дискретного датчика магнитного поля и отнесены к напряженности поля первичного источника, в качестве которого использовали линейный индуктор. Из полученных зависимостей с учетом удельной электропроводности материалов могут быть найдены также обобщенные зависимости  $H(d)$  для пластин из алюминия и свинца.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S. Nondestructive control of objects made of electroconductive materials in pulsed magnetic fields // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2010. V. 46. No. 1. P. 810—818.
2. Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S., Pivovarov V.L. Calculation of residual magnetic-field distributions upon hysteretic interference of a pulsed magnetic field // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2015. V. 51. No. 1. P. 8—16.
3. Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S. Imaging Electric Signals of a Magnetic Field Transducer with Hysteretic Interference for Testing Metals in Pulsed Magnetic Fields // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2020. V. 56. No. 11. P. 907—914.
4. Астахов В.И., Данилина Э.М., Еришов Ю.К. К вопросу о диагностике пластины с трещиной вихретоковым методом // Дефектоскопия. 2018. № 3. С. 39—49.
5. Киселев Е.К., Гольдштейн А.Е. Вихретоковая система контроля внутреннего диаметра труб // Дефектоскопия. 2019. № 3. С. 25—30.
6. Ферстер Ф. Неразрушающий контроль методом магнитных полей рассеяния. Теоретические и экспериментальные основы выявления поверхностных дефектов конечной и бесконечной глубины // Дефектоскопия. 1984. № 12. С. 13—18.
7. Жданов А.Г., Щукис Е.Г., Лунин В.П., Столяров А.А. Алгоритмы предварительной обработки вихретоковых сигналов при контроле теплообменных труб парогенераторов АЭС // Дефектоскопия. 2018. № 4. С. 54—64.
8. Печенков А.Н., Щербинин В.Е. Вихревые токи и поля проводящих и намагничивающихся шаров включений в немагнитную среду // Дефектоскопия. 2016. № 4. С. 48—55.
9. Санников М.А. Влияние кривизны поверхности трубопровода при диагностике вихретоковыми приборами // Контроль. Диагностика. № 9. 2006. С. 24—27.
10. Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S. Hysteretic Interference of Time-Overlapping Magnetic Field Pulses // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2019. V. 55. No. 12. P. 949—956.
11. Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S. Differential Background of Electric Signal Read from an Induction Magnetic Head // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2021. V. 57. No. 8. P. 706—716.
12. Атавин В.Г., Узких А.А., Исхужин Р.Р. Отстройка от электропроводности основания при измерении толщины токопроводящих покрытий методом вихревых токов // Дефектоскопия. 2018. № 1. С. 58—64.
13. Лухвич А.А., Шарандо В.И., Шукевич А.К., Янушкевич К.И. Выявление ферромагнитной составляющей в нержавеющей сталях магнитодинамическим методом // Дефектоскопия. 2015. № 3. С. 3—10.
14. Лухвич А.А., Булатов О.В., Лукьянов А.Л. Контроль толстослойных никелевых покрытий на двухслойных (неферромагнетик—ферромагнетик) основаниях магнитодинамическим методом толщинометрии // Дефектоскопия. 2014. № 4. С. 3—12.
15. Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S. Testing for Defects in Pulsed Magnetic Field Transmitted Through Metal // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2021. V. 57. No. 10. P. 856—864. [Павлюченко В.В., Дорошевич Е.С. Контроль дефектов в прошедшем через металл импульсном магнитном поле // Дефектоскопия. 2021. № 10. С. 25—33.]
16. Суханов Д.Я., Совпель Е.С. Магнитоиндукционная томография электрических схем и приборов // Известия высших учебных заведений. 2015. Т. 58. № 10/3. С. 73—75.
17. Скворцов Б.Г., Самсонов А.С., Борминский С.А., Живоносная Д.М. Теоретические основы контроля токопроводящих покрытий топливных баков летательных аппаратов // Дефектоскопия. 2017. № 5. С. 46—54.

## МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПРИ ОТЖИГЕ ХОЛОДНОДЕФОРМИРОВАННОГО НИКЕЛЯ

© 2022 г. В.Н. Костин<sup>1\*</sup>, В.Н. Перов<sup>1</sup>, Л.В. Михайлов<sup>1</sup>, Е.Д. Сербин<sup>1</sup>, О.Н. Василенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Россия 620108 Екатеринбург,  
ул. Софьи Ковалевской, 18  
E-mail: \*kostin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 15.09.2022; после доработки 27.09.2022  
Принята к публикации 30.09.2022

Исследовано изменение комплекса магнитных свойств при увеличении температуры отжига холоднодеформированного технически чистого никеля. Показано, что возврат приводит к монотонному изменению магнитных свойств, связанному со снятием внутренних напряжений и уменьшением плотности дислокаций в деформированных зернах. Установлено, что появления в структуре металла рекристаллизованных зерен вызывает изменение формы предельной петли гистерезиса материала и появление двух пиков полевой зависимости дифференциальной магнитной проницаемости на нисходящей и восходящей ветвях петли. Изменение соотношения объемов деформированных и рекристаллизованных зерен отражается на соотношении пиков. Завершение рекристаллизации снова приводит к единственному пику на полевой зависимости дифференциальной проницаемости. Установленные закономерности могут быть использованы для анализа процессов рекристаллизации никеля.

*Ключевые слова:* возврат, рекристаллизация, коэрцитивная сила, остаточная магнитная индукция, полевая зависимость дифференциальной проницаемости.

**DOI:** 10.31857/S0130308222110033, **EDN:** BUDFVE

Никель широко используется в различных отраслях промышленности, начиная с производства легированной стали [1, 2] и заканчивая сплавами, применяемыми в высокотехнологичной медицине [3] и машиностроении [4]. Добавка никеля в сплавы увеличивает их прочность, пластичность, износостойкость, коррозионную стойкость, улучшает другие эксплуатационные свойства. Несмотря на давнюю историю применения, интерес к исследованию свойств никеля и сплавов на его основе не ослабевает [5—7].

Никель является типичным ферромагнетиком [8, 9]. В отличие от железа и сталей он имеет значительно большее число 90-градусных доменных границ, большую по модулю отрицательную магнитострикцию во всем диапазоне полей и, соответственно, высокую чувствительность магнитных свойств к структурно-фазовому и напряженно-деформированному состояниям материала [9]. Исследования магнитных свойств холоднодеформированного никеля при вариации режимов отжига может дать новые сведения о взаимосвязях магнитных и структурных характеристик никеля, а также определить новые магнитные параметры оценки его напряженно-деформированного состояния. Такие сведения могут быть полезны для структуроскопии широкого класса железо-никелевых сплавов. Кроме того, сопоставление свойств никеля со свойствами сталей может показать новые возможности магнитострикционных и магнитоупругих методик контроля напряженно-деформированного состояния ферромагнетиков [10, 11].

### ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследуемые образцы были изготовлены путем холодной прокатки в валках пластины из технического чистого никеля. Определенная по изменению площади поперечного сечения деформация составила 60 %. Затем из пластины были вырезаны образцы и шлифовкой доведены до размера 5,4×5,4×65 мм. Отжиг образцов проводился в муфельной печи при различных температурах в течение 1 часа с последующим охлаждением на воздухе.

Кривые намагничивания и предельные петли гистерезиса образцов были измерены в замкнутой цепи (т.е. исследованы магнитные свойства вещества) с помощью измерительного комплекса REMAGRAPH C-500 производства фирмы Magnet-Physik Dr. Steingroever GmbH, Германия (<http://www.magnet-physik.de/1.html>). Максимальная величина намагничивающего поля равнялась 50 кА/м. Погрешность измерения намагниченности не превышала 2 %, погрешность измерения поля — 1 %.

Полевые зависимости дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_a(H)$  определяли путем аппроксимации и последующего дифференцирования зависимости  $B(H)$  на нисходящей ветви предельной петли гистерезиса с использованием оригинальной программы [11]. Погрешность

определения проницаемости не превышала 10 %.

Образцы для металлографических исследований шлифовали, полировали, затем травили смесью азотной и ледяной уксусной кислот в соотношении 1:1 (ГОСТ 21073.0—75, с. 7). Размер зерна определяли методом подсчета пересечений зерен (ГОСТ 21073.3—75) с использованием микроскопа Neophot 32.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

На рис. 1—9 представлены фрагменты петель гистерезиса (*a*) и полевые зависимости дифференциальной магнитной проницаемости на нисходящей ветви петли гистерезиса (*б*), а на рис. 10 приведены зависимости ряда других магнитных свойств образцов, отожженных при различных температурах в диапазоне (100—900) °С.

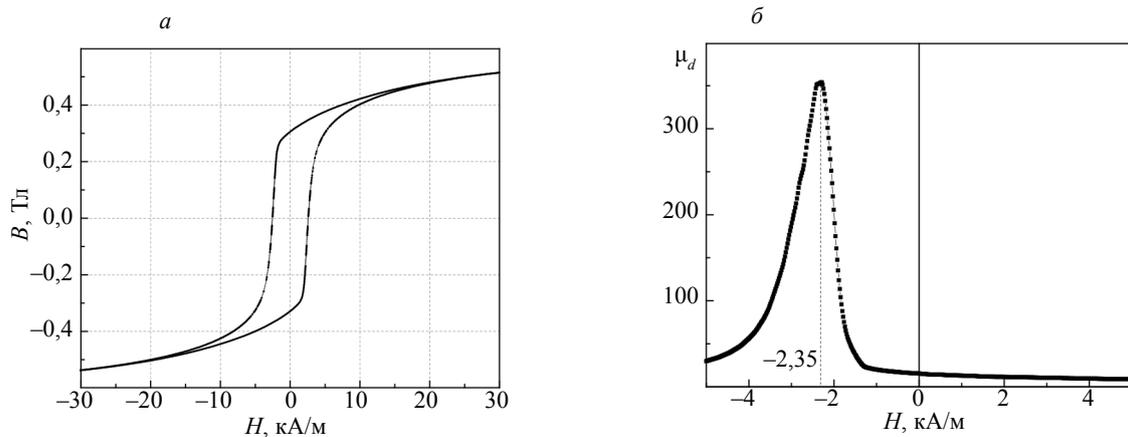


Рис. 1. Фрагмент предельной петли магнитного гистерезиса (*a*) и полевая зависимость дифференциальной магнитной проницаемости на нисходящей ветви петли (*б*) холоднотекстурированного и отожженного при  $T_{\text{отж}} = 100$  °С никеля.

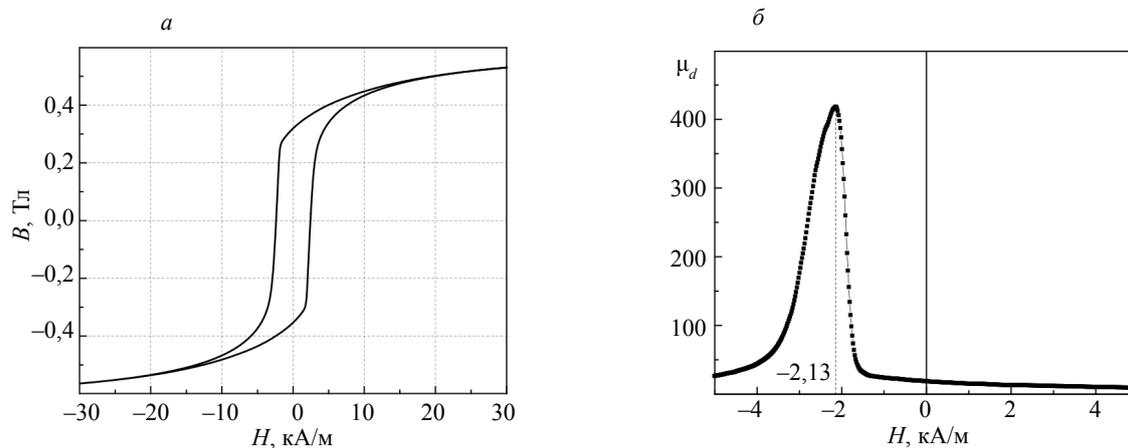


Рис. 2. То же, что на рис. 1,  $T_{\text{отж}} = 200$  °С.

Как видно из рис. 1—4, при увеличении  $T_{\text{отж}}$  до 400 °С форма петель гистерезиса и зависимости  $\mu_d(H)$  не имеют каких-то существенных особенностей. Имеется единственный пик дифференциальной магнитной проницаемости, причем по модулю поле максимума величины  $\mu_d$  (см. числа в поле рис. 1—4) несколько меньше, но достаточно близко к величине коэрцитивной силы  $H_c$  (см. далее рис. 10). Как видно из рис. 10, увеличение  $T_{\text{отж}}$  до 400 °С приводит к значительному (примерно в 4 раза) уменьшению величины  $H_c$  и двукратному росту максимальной магнитной проницаемости

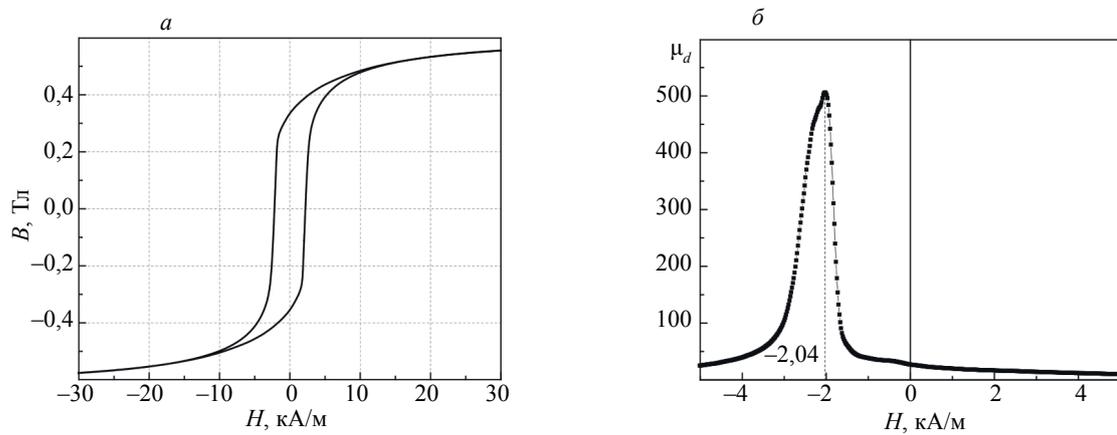
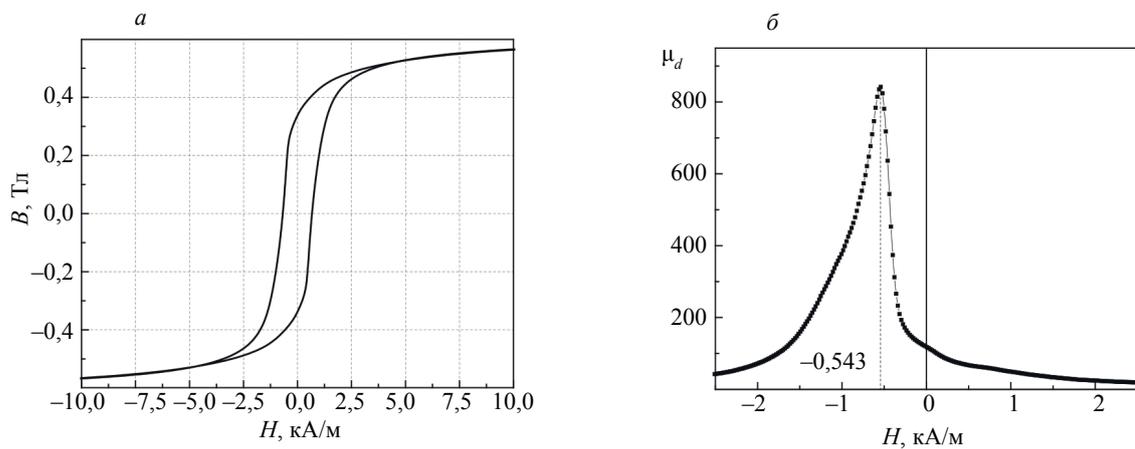


Рис. 3. То же, что на рис. 1,  $T_{отж} = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ .



в

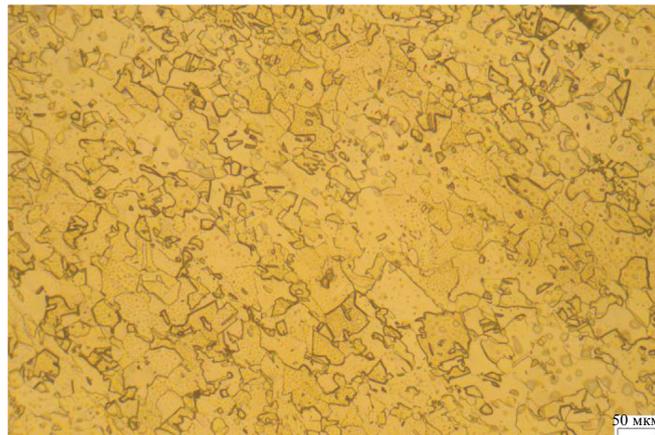


Рис. 4. Фрагмент предельной петли магнитного гистерезиса (а), полевая зависимость дифференциальной магнитной проницаемости на нисходящей ветви петли (б) и микроструктура (в) холоддеформированного и отожженного при  $T_{отж} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$  никеля.

$\mu_{max}$  на кривой намагничивания. При этом коэффициент Рэлея  $b$ , характеризующий интенсивность процессов необратимого перемагничивания, возрастает более чем в 10 раз — от  $b = 1,9 \text{ м/А}$  до  $b = 21,6 \text{ м/А}$ . Величина остаточной магнитной индукции меняется незначительно. Такое изменение

магнитных свойств может быть связано с процессами возврата [1, 2, 9], т.е. со снятием внутренних напряжений и уменьшением плотности дислокаций. Изменения размеров и формы зерен при этом не происходит.

Известно [1, 2, 8, 9], что температура начала рекристаллизации деформированного технически чистого никеля примерно равна 400 °С. Значит при  $T_{\text{отж}} = 500$  °С следует ожидать появления в структуре металла рекристаллизованных зерен [1, 2, 9] и, как видно из рис. 5в, это действительно происходит. Для отожженного при этой температуре образца характерны перегибы на нисходящей и восходящей ветвях петли гистерезиса (рис. 5а). На зависимости  $\mu_d(H)$  имеются два максимума в области отрицательных полей (рис. 5б). Поле максимума I равно  $H_{\mu_d^{\text{max}}}^{\text{I}} = -0,419$  кА/м, что близко к коэрцитивной силе данного образца ( $H_c = -0,44$  кА/м). Поле максимума II равно  $H_{\mu_d^{\text{max}}}^{\text{II}} = -0,073$  кА/м, т.е. по модулю в шесть раз меньше. Такие результаты свидетельствуют о появлении двух магнитных фаз с различными значениями коэрцитивной силы. Очевидно, это можно связать с появлением в структуре никеля значительного количества новых неискаженных кристаллитов, которые растут, поглощая искаженные деформацией зерна (первичная рекристаллизация [1, 2, 9]). Плотность дислокаций и уровень напряжений в этих новых кристаллитах на порядки меньше, чем в деформированных зернах, и, соответственно, коэрцитивная сила этой фазы также должна быть значительно меньше [8, 9, 12].

Приведенные объяснения подтверждаются данными рис. 6. Видно, что увеличение  $T_{\text{отж}}$  до 600 °С привело к резкому росту «низкокоэрцитивного» максимума II и соответствующему увеличению максимальной величины дифференциальной проницаемости  $\mu_d$ . Поля максимумов I ( $H_{\mu_d^{\text{max}}}^{\text{I}} = -0,306$  кА/м) и II ( $H_{\mu_d^{\text{max}}}^{\text{II}} = -0,046$  кА/м) уменьшились в сравнении с образцом, отожженным при 500 °С. Это связано с увеличением объема неискаженных зерен за счет оставшихся деформированных, а также с продолжающимся уменьшением средней плотности дислокаций и величины внутренних напряжений в материале.

Указанные процессы продолжаются при увеличении  $T_{\text{отж}}$  до 700 °С (рис. 7). Видно, что связанный с деформированными зернами пик I практически исчезает. При этом существенно растет

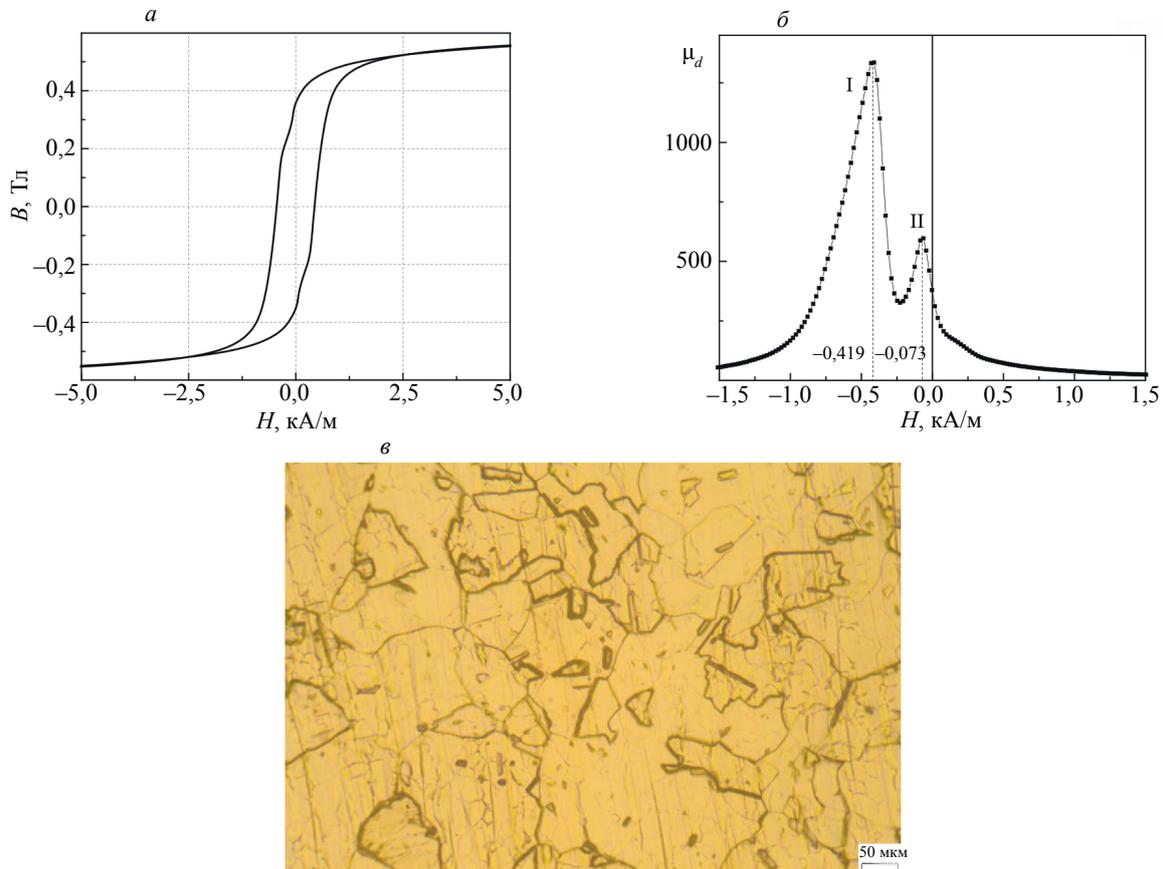


Рис. 5. То же, что на рис. 4,  $T_{\text{отж}} = 500$  °С.

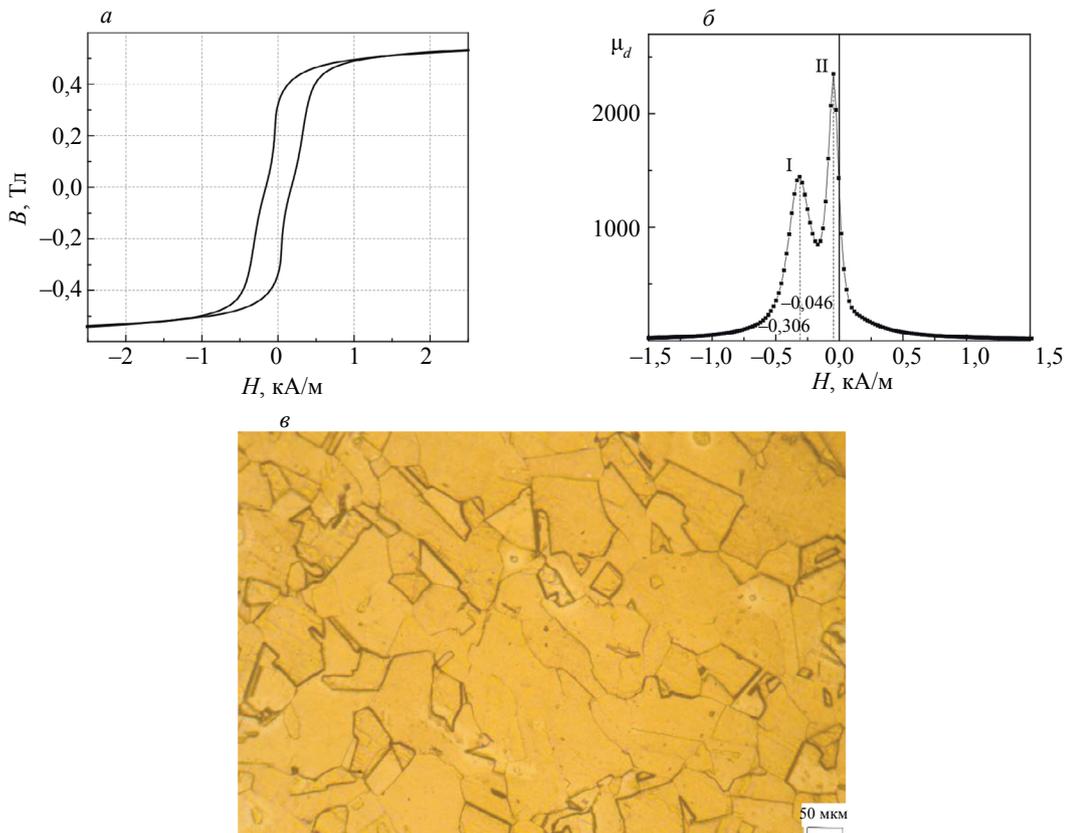


Рис. 6. То же, что на рис. 4,  $T_{\text{отж}} = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ .

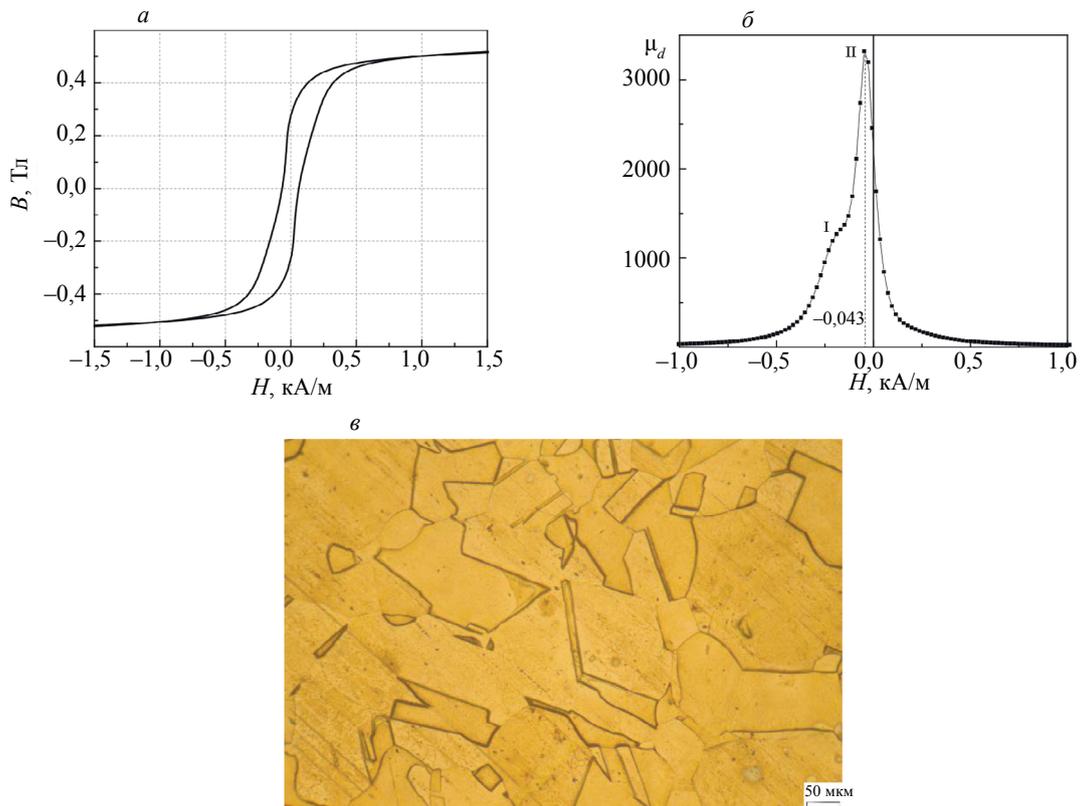


Рис. 7. То же, что на рис. 4,  $T_{\text{отж}} = 700 \text{ }^\circ\text{C}$ .

максимальная величина дифференциальной проницаемости до величины  $\mu_d = 3200$  при практически неизменном поле  $H_{\mu_d^{\max}} = -0,043$  кА/м. Можно сделать вывод о том, что первичная рекристаллизация близится к завершению и начинают преобладать процессы собирательной и вторичной рекристаллизации [1, 2, 9]. Это видно из сопоставления рис. 5в, 6в и 7в.

При увеличении  $T_{\text{отж}}$  до 800 °С (см. рис. 8) остается единственный пик, а максимум дифференциальной проницаемости достигает величины  $\mu_d = 3600$  в том же самом поле  $H_{\mu_d^{\max}} = -0,043$  кА/м. При этом коэрцитивная сила падает до минимального значения  $H_c = -0,047$  кА/м. Фактически это означает завершение процессов рекристаллизации. Как следует из табл. 1, средний условный размер зерна  $\hat{L}$  при рекристаллизации возрастает практически в 5 раз.

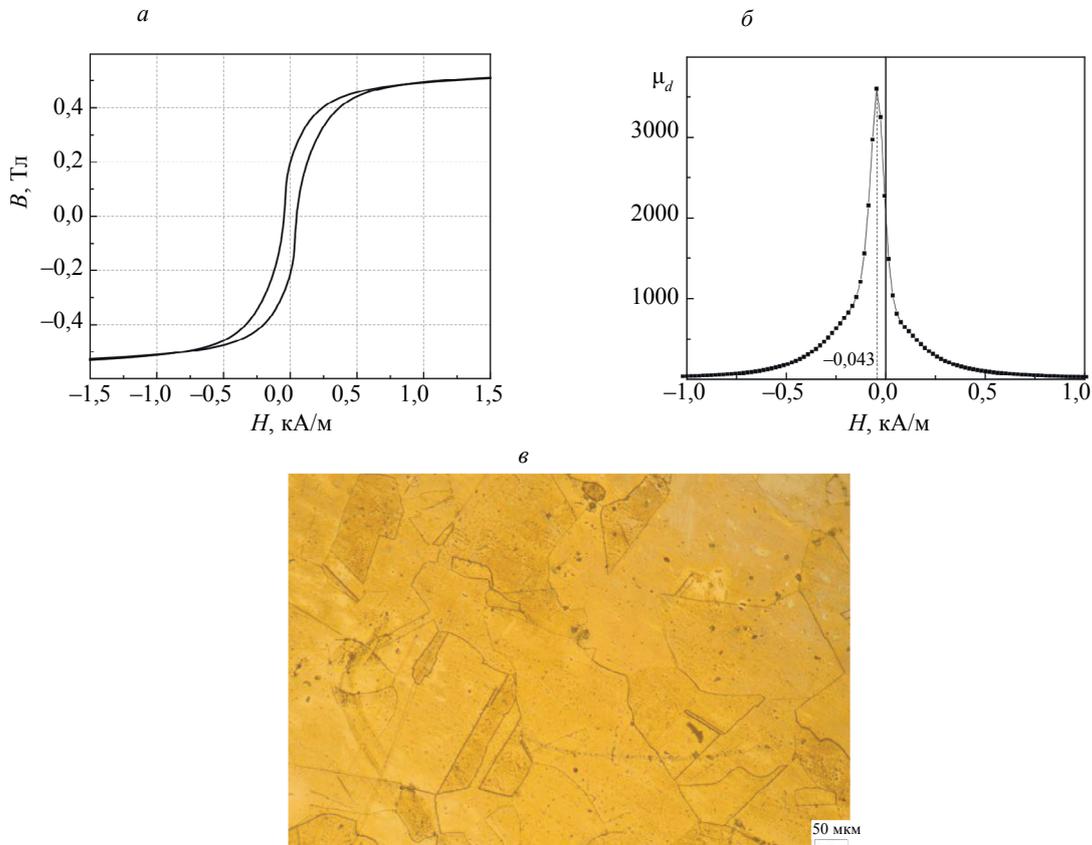


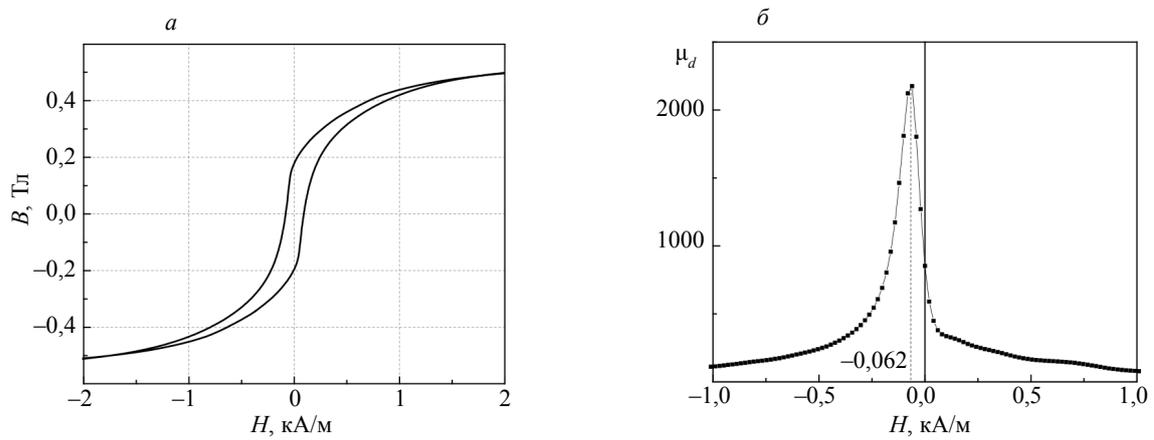
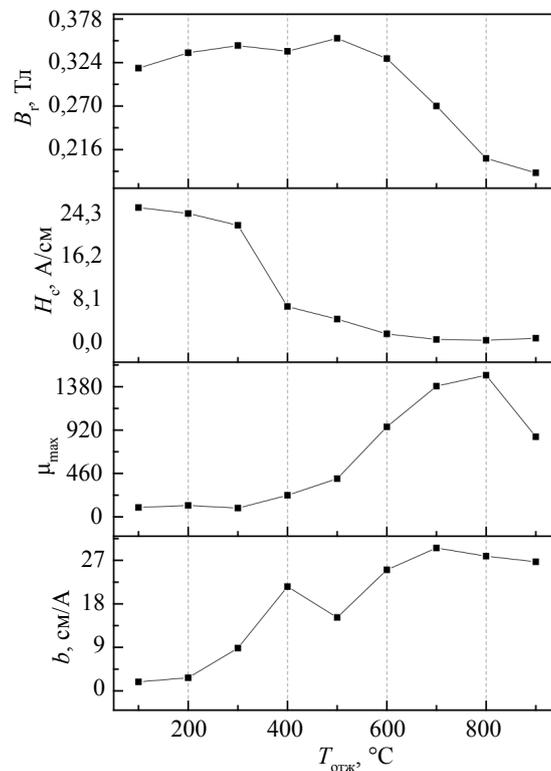
Рис. 8. То же, что на рис. 1,  $T_{\text{отж}} = 800$  °С.

Таблица 1

Увеличение среднего размера зерна при рекристаллизации

$T_{\text{отж}},$ °С	$\hat{L},$ мм
400	0,04
500	0,06
600	0,08
700	0,11
800	0,19

Дальнейшее повышение температуры отжига до 900 °С (см. рис. 9) наоборот привело к росту коэрцитивной силы до значения  $H_c = -0,086$  кА/м, т.е. в 2 раза, и уменьшению максимума дифференциальной проницаемости от  $\mu_d = 3600$  до  $\mu_d = 2150$ . При этом уменьшилась и монотон-


 Рис. 9. То же, что на рис. 1,  $T_{\text{отж}} = 900 \text{ }^\circ\text{C}$ .

 Рис. 10. Зависимости остаточной магнитной индукции  $B_r$ , коэрцитивной силы  $H_c$ , максимальной проницаемости на кривой намагничивания  $\mu_{\text{max}}$  и коэффициента Рэлея  $b$  от температуры отжига холоддеформированного никеля.

но возраставшая при увеличении  $T_{\text{отж}}$  максимальная проницаемость на кривой намагничивания (см. рис. 10). На нисходящей ветви петли гистерезиса имеется единичный пик в поле  $H_{\mu_{\text{max}}} = -0,062 \text{ кА/м}$ . Такое «ухудшение» магнитных свойств можно объяснить увеличением внутренних напряжений в материале, поскольку пропорциональная градиенту температур скорость охлаждения для этого образца была самой высокой.

Как следует из приведенных на рис. 1—10 данных, коэрцитивная сила монотонно уменьшается с ростом  $T_{\text{отж}}$  вплоть до  $800 \text{ }^\circ\text{C}$ . Величины  $\mu_d$  и  $\mu_{\text{max}}$  монотонно растут в этом же диапазоне температур отжига. Это обусловлено тем, что происходящее при возврате уменьшение плотности дислокаций и внутренних напряжений, а также происходящее при рекристаллизации увеличение

объема рекристаллизованных зерен за счет деформированных облегчают в целом процессы намагничивания, т.е. материал становится более магнитомягким [8, 9, 12].

Остаточная магнитная индукция  $B_r$  практически не меняется до  $T_{отж} = 500$  °С и монотонно уменьшается практически в 2 раза при дальнейшем увеличении температуры отжига. Это связано с появлением и ростом объема практически свободных от напряжений рекристаллизованных зерен, в которых облегчены процессы смещения доменных границ и роста зародышей обратной магнитной фазы [12, 13].

Немонотонное изменение коэффициента Рэлея может быть связано с конкурирующим влиянием увеличения подвижности и уменьшением общей площади доменных границ в материале [14].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отжиг холоднодеформированного технически чистого никеля приводит к очень значительным изменениям его магнитных свойств: коэрцитивная сила уменьшается более чем в 50 раз, а максимальная магнитная проницаемость растет более чем в 15 раз.

Установлено, что при увеличении  $T_{отж}$  более 400 °С появляются перегибы на нисходящей и восходящей петлях предельных петель магнитного гистерезиса. При этом на полевой зависимости дифференциальной магнитной проницаемости появляются два пика. Это свидетельствует о появлении двух магнитных фаз с различными значениями коэрцитивной силы, что, очевидно, объясняется присутствием в структуре металла деформированных и рекристаллизованных зерен. Увеличение температуры отжига приводит к уменьшению полей пиков и росту «низкокоэрцитивного» пика дифференциальной проницаемости. При  $T_{отж} = 700$  °С наблюдается слияние пиков, а при  $T_{отж} = 800$  °С остается единственный пик на зависимости  $\mu_d(H)$ , что означает завершение рекристаллизации.

Таким образом, по изменению характера полевой зависимости дифференциальной проницаемости можно анализировать процессы рекристаллизации никеля. Дополнительную информацию можно получить из анализа зависимостей от температуры отжига коэрцитивной силы и остаточной магнитной индукции.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Диагностика», номер госрегистрации 122021000030-1).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самохоцкий А.И., Кунявский М.Н., Кунявская Т.М., Парфеновская Н.Г., Быстрова Н.А. *Металловедение*. М.: Металлургия, 1990. 416 с.
2. Справочник по конструкционным материалам / Под ред. Б.Н. Арзамасова, Т.В. Соловьевой. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005. 649 с.
3. Wylie C.M., Shelton R.M., Fleming G.J.P., Davenport A.J. Corrosion of nickel-based dental casting alloys // *Dental Materials*. 2007. Is. 23. P. 714—723.
4. Furrer D., Fecht H. Ni-Based Superalloys for Turbine Discs // *The Journal of The Minerals, Metals & Materials Society*. 1999. Is. 51. P. 14—17.
5. Камышанченко Н.В., Гальцев А.В., Печерина О.А. Изменение макроструктуры и физико-механических свойств технически чистого никеля в процессе отжига в диапазоне 20°С—600°С // *Научные ведомости*. 2012. № 11. С. 145—148.
6. Korsunsky A.M., Hofmann Felix, Abbey Brian, Song Xu, Belnoue Jonathan P., Mocuta Cristian, Dolbnya Igor. Analysis of the internal structure and lattice (mis)orientation in individual grains of deformed CP nickel polycrystals by synchrotron X-ray micro-diffraction and microscopy // *International Journal of Fatigue*. 2012. Is. 42. P. 1—13.
7. Dost R., Zhou Y., Zhang H., Allwood D.A., Inkson B.J. Effect of annealing on the electrical and magnetic properties of electrodeposited Ni and permalloy nanowires // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2020. Is. 499. P. 1—5.
8. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: ИЛ, 1956. 784 с.
9. Лившиц Б.Г., Крапошин В.С., Линецкий Я.Л. Физические свойства металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1980. 320 с.
10. Путилова Е.А., Задворкин С.М., Веселов И.Н., Пышминцев И.Ю. Исследование структуры и физико-механических свойств перспективной высокопрочной экономно-легированной стали для нефтегазопромысловых труб, эксплуатируемых в экстремальных условиях // *Физика металлов и металловедение*. 2021. № 1. С. 993—1000.
11. Novikov V.F., Kulak S.M., Muratov K.R., Parakhin A.S. Relationship between Magnetoelastic of Magnetoelastic Demagnetization of Steels 60G and 65G and Coercive Force and Magnetostriction // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2022. V. 58. No. 6. P. 479—487. [Новиков В.Ф., Кулак С.М.,

*Муратов К.Р., Парахин А.С.* Связь магнитоупругой чувствительности магнитоупругого размагничивания сталей 60Г и 65Г с коэрцитивной силой и магнитострикцией // Дефектоскопия. 2022. № 6. С. 62—69.]

12. *Чечерников В.И.* Магнитные измерения. М.: Изд-во МГУ, 1969. 387 с.

13. *Костин В.Н., Василенко О.Н., Сташков А.Н.* Обработка экспериментальных данных с использованием кусочно-кубической интерполяции со сглаживанием: свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ / Свидетельство № 2016610585, Российская Федерация.

14. *Вонсовский С.В., Шур Я.С.* Ферромагнетизм. М.—Л.: ОГИЗ — Гостехиздат, 1948. 816 с.

15. *Тикадзуми С.* Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения / Пер. с японского под ред. Р.В. Писарева. М.: Мир, 1987. 420 с.

16. *Kostin V.N.* Certain Laws of Irreversible Change in the Magnetization of Polycrystalline Ferromagnets // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2004. V. 40. No. P. 21—28.

## ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ УПРУГОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ КОРПУСНОЙ СТАЛИ 20ГН С РАЗЛИЧНЫМ ИСХОДНЫМ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННЫМ СОСТОЯНИЕМ

© 2022 г. А.М. Поволоцкая<sup>1,2,\*</sup>, А.Н. Мушников<sup>1,\*\*</sup>

<sup>1</sup>ФГБУН Институт машиноведения им. Э.С. Горкунова УрО РАН, Россия 620049 Екатеринбург, ул. Комсомольская, 34

<sup>2</sup>ФГБУН Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Россия 620108 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

E-mail: \*anna.povolotskaya.68@mail.ru; \*\*mushnikov@imach.uran.ru

Поступила в редакцию 18.08.2022; после доработки 21.09.2022

Принята к публикации 04.10.2022

Приведены результаты изучения особенностей поведения магнитных характеристик, в том числе продольной магнитострикции, образцов из корпусной стали 20ГН, предварительно пластически деформированных растяжением на различные степени (вплоть до 17,5 %), в условиях последующего упругого одноосного растяжения. Показано, что рассматриваемые в работе параметры магнитного гистерезиса с ростом приложенных напряжений изменяются не монотонно, с образованием экстремумов. Величины приложенных напряжений, при которых формируются эти экстремумы, зависят от уровня остаточных напряжений сжатия, наведенных предварительным пластическим растяжением вдоль направления его действия. Сопоставлены результаты измерений зависимостей дифференциальной магнитной проницаемости и магнитострикции от напряженности магнитного поля исследуемых образцов. Экспериментально определены величины приложенных напряжений, при которых происходит смена знака магнитострикции предварительно пластически деформированных образцов при последующем упругом деформировании, показано их совпадение с величинами напряжений, при которых формируются экстремумы функций максимумов полевых зависимостей дифференциальной магнитной проницаемости от растягивающей нагрузки.

*Ключевые слова:* пластическая деформация, упругое одноосное растяжение, магнитострикция, дифференциальная магнитная проницаемость.

DOI: 10.31857/S0130308222110045, EDN: BUHNWQ

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений решения задачи оценки параметров напряженно-деформированного состояния (НДС) и остаточного ресурса стальных конструкций для диагностики их состояния является применение магнитных методов контроля, чему посвящено большое количество работ, например, [1—13]. Основная цель исследований в этих работах заключалась в создании методов контроля упругих деформаций, возникающих в процессе эксплуатации изделий из ферромагнитных конструкционных материалов. В данных работах (см., например, [8—13]) рассмотрены возможности применения параметров магнитного гистерезиса и шумов Баркгаузена исследуемого материала. Однако для использования в неразрушающем контроле указанных характеристик необходимо понимание физических явлений, которые определяют влияние на эти магнитные характеристики упругих деформаций, а, значит, и понимание взаимосвязи гистерезисных и магнитострикционных свойств ферромагнитных материалов, подвергающихся такого рода контролю.

На практике конструкции могут претерпевать непредсказуемую и сложную историю нагружения, и вопрос о влиянии предыстории нагрузки на поведение магнитных характеристик имеет большое значение для практического применения магнитных методов контроля. В работах [14—17] представлены экспериментальные результаты, подтверждающие факт существенного влияния истории нагружения в виде пластической деформации растяжением на характер изменения магнитных параметров в условиях последующего упругого деформирования. Однако в перечисленных выше литературных источниках исследования ограничивались изучением влияния предварительной пластического растяжения на поведение лишь гистерезисных параметров и параметров шумов Баркгаузена при упругом деформировании, в то время как поведение магнитострикционных параметров при такой схеме нагружения рассмотрено не было.

Магнитоупругий эффект, являющийся следствием перестройки доменной структуры ферромагнитного материала под действием механических напряжений, определяет как особенности поведения магнитных характеристик ферромагнетика в процессе нагружения, так и характер изменения его магнитострикции, поэтому для получения более полного представления об эволюции

доменной структуры ферромагнитного материала при силовом воздействии необходимы, как уже отмечалось выше, экспериментальные исследования по установлению взаимосвязи гистерезисных свойств материала с его магнитоотрицательными параметрами.

Настоящая работа направлена на изучение влияния предварительного деформирования растяжением до различных уровней пластической деформации в широком диапазоне (вплоть до 17,5 %) корпусной стали 20ГН на закономерности поведения ряда ее магнитных характеристик, в том числе и магнитоотрицательности, при последующем упругом одноосном растяжении с целью выявления характера наведенной таким силовым воздействием магнитной анизотропии, а также определения взаимосвязи гистерезисных и магнитоотрицательных свойств исследуемой стали в условиях упругого деформирования.

### МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Объектом исследований служили плоские образцы с головками, вырезанные из стали 20ГН. Образцы имели сечение 8×5 мм, длина рабочей части образцов составляла 60 мм. Дополнительную термическую обработку образцов не проводили. Химический состав исследованной стали приведен в табл. 1.

Таблица 1

Химический состав исследованной стали, мас. %

C	Si	Mn	Ni	Nb	Mo	Cu
0,194	0,283	1,155	0,823	0,096	0,050	0,049

Механические испытания исследуемого материала выполнены в соответствии с ГОСТ 1497—84 на универсальной испытательной машине Tinius Olsen Super L60. Определено, что условный предел текучести  $\sigma_{0,2} = 440$  МПа (верхний предел текучести — 450 МПа), временное сопротивление разрыву  $\sigma_b = 550$  МПа, относительное удлинение после разрыва  $\delta = 25$  %. Диаграмма растяжения стали 20ГН приведена на рис. 1.

Исходя из полученных механических свойств, образцы для исследований были деформированы одноосным растяжением до различных уровней пластической деформации на испытательной машине Tinius Olsen Super «L». Были получены образцы со следующими значениями остаточной пластической деформации  $\varepsilon$ : 0,75; 1,28; 1,96; 5,01; 7,53; 10; 12,5; 15,1 и 17,5 % (на рис. 1 приведены соответствующие линии разгрузки). Один образец оставили для дальнейших испытаний в исход-

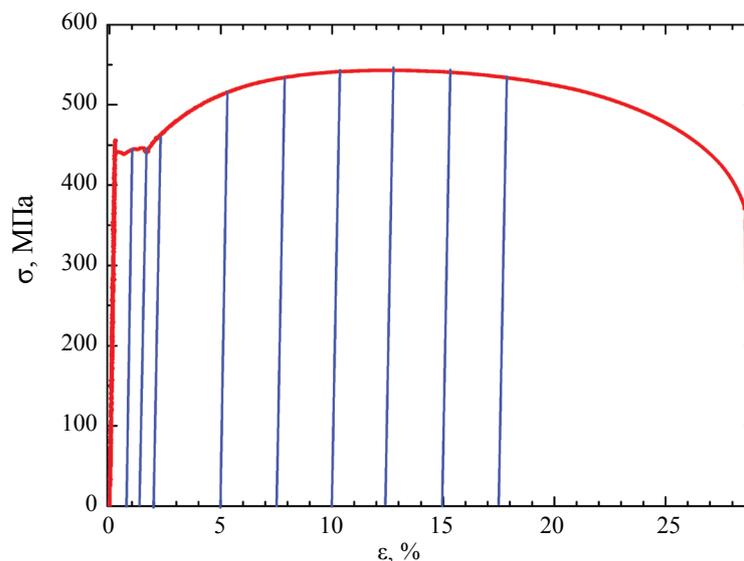


Рис. 1. Диаграмма растяжения стали 20ГН.

ном состоянии ( $\varepsilon = 0\%$ ). В [18] авторами ранее были проведены исследования по влиянию пластической деформации изучаемой корпусной стали 20ГН на поведение ее магнитных характеристик и магнитострикции, при этом диапазон изменения степени пластической деформации ограничивался 10 %, в настоящей работе он расширен до 17,5 %.

Полученные образцы подвергали упругому одноосному растяжению на испытательной машине УММ-5. Максимальную нагрузку, прикладываемую к образцам, определяли таким образом, чтобы не был превышен предел пропорциональности исследуемого материала. На каждом шаге упругого деформирования через 1 кН, что для образца с исходным сечением соответствует 25 МПа, процесс нагружения приостанавливали и осуществляли измерения магнитных характеристик. После проведения измерений на каждом шаге образец размагничивали, после чего нагружали до следующей точки измерений. Перед началом следующего цикла магнитных измерений образец вновь размагничивали. Истинное напряжение  $\sigma$  на каждом шаге растяжения определяли с учетом поперечного сечения образца при растяжении.

Кривую намагничивания и петли магнитного гистерезиса регистрировали с помощью компьютеризированного гистерезисграфа Remagraph C-500. Намагничивание при этом осуществляли вдоль направления растяжения образцов. Максимальное значение внутреннего поля достигало 500 А/см. Из петель магнитного гистерезиса определяли коэрцитивную силу  $H_c$  и остаточную магнитную индукцию  $B_r$ . По основной кривой намагничивания определяли максимальную магнитную проницаемость  $\lambda_{\text{макс}}$ . Погрешность измерения магнитного поля и индукции составляла не более 3 %.

Мост Уитстона для измерений полевых зависимостей продольной магнитострикции состоял из фольговых тензорезисторов ВF350-3АА с номинальным сопротивлением 350 Ом и базой 3 мм. Для питания моста и регистрации сигналов была использована тензостанция Zetlab 017Т8.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2а приведены зависимости линейной продольной магнитострикции  $\lambda$  от приложенного магнитного поля для образцов, испытанных на пластическое растяжение на различные степени. Для образца в исходном состоянии ( $\varepsilon = 0$ ) продольная магнитострикция с увеличением напряженности магнитного поля сначала возрастает до максимума  $\lambda_{\text{макс}}$ , затем уменьшается, достигает нулевого значения и продолжает уменьшаться уже с отрицательным знаком (кривая 1 на рис. 2а). Для образцов, подвергнутых пластическому растяжению (кривые 2—10 на рис. 2а), наблюдается изменение характера полевой зависимости магнитострикции: во всем исследованном диапазоне напряженности магнитного поля  $\lambda(H)$  положительна. При этом, с ростом  $\varepsilon$  до значения 1,96 % существенно увеличивается площадь положительного участка полевой зависимости магнитострикции и, как можно видеть на рис. 2б, значительно возрастает величина максимума магнитострикции  $\lambda_{\text{макс}}$ . При дальнейшем увеличении степени пластической деформации от 1,96 % вплоть

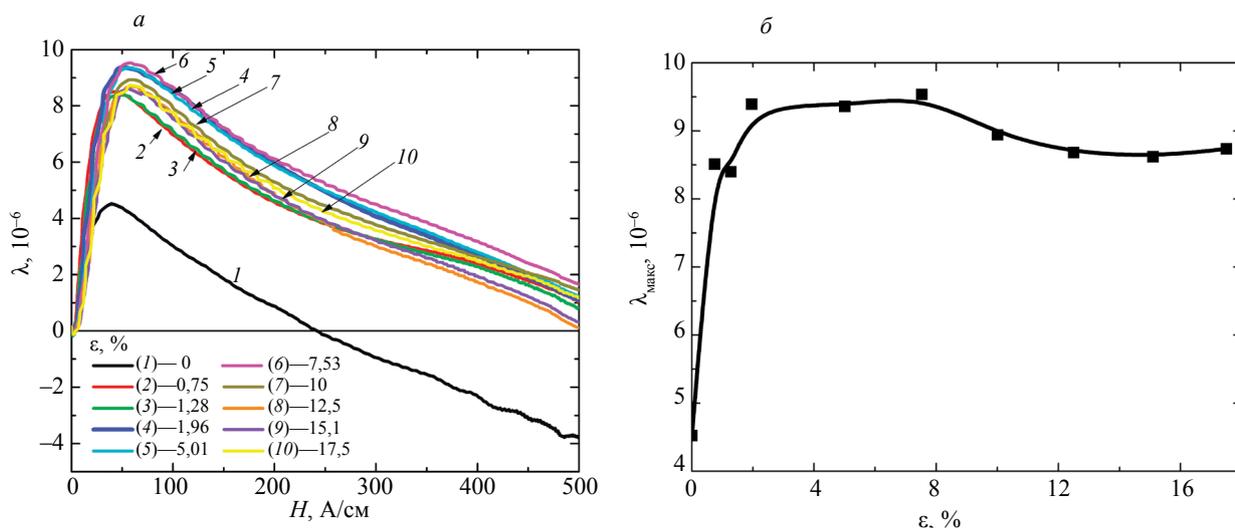


Рис. 2. Зависимости  $\lambda(H)$  образцов, пластически деформированных на различные степени (а): кривая 1 —  $\varepsilon = 0$ ; 2 — 0,75; 3 — 1,28; 4 — 1,96; 5 — 5,01; 6 — 7,53; 7 — 10; 8 — 12,5; 9 — 15,1; 10 — 17,5 %; б — зависимость  $\lambda_{\text{макс}}(\varepsilon)$ .

до 17,5 % площадь положительного участка полевой зависимости магнитострикции и величина ее максимума изменяются незначительно.

Поведение  $\lambda(H)$  для образцов, подвергнутых пластическому деформированию, характерно для поведения кривых магнитострикции при одноосном статическом сжатии [19—23] и является следствием формирования текстуры типа «плоскость легкого намагничивания» и возникновения в значительной части зерен остаточных сжимающих напряжений различного уровня, ориентированных вдоль направления проведенной пластической деформации. Характер изменения  $\lambda_{\text{макс}}(\epsilon)$  при  $\epsilon > 10\%$  свидетельствует, скорее всего, о том, что уровень остаточных сжимающих напряжений достиг своего насыщения. Можно предположить, что на поведение магнитострикции в первую очередь влияют внутренние напряжения, сформированные в образце, и в гораздо меньшей степени сказываются изменения его структурного состояния (увеличение плотности дислокаций, образование дислокационных стенок, образование субзерен), происходящие в процессе пластической деформации.

На рис. 3 показаны зависимости магнитных характеристик образцов от приложенных напряжений  $\sigma$  при упругом растяжении после их предварительного пластического растяжения на различные степени. С увеличением растягивающих напряжений коэрцитивная сила  $H_c$ , остаточная индукция  $B_r$  и максимальная магнитная проницаемость  $\mu_{\text{макс}}$  всех образцов, одноосно деформированных до различных величин пластической деформации, изменяются с образованием экстремумов различной степени «выраженности» (минимумов на зависимостях  $H_c(\sigma)$  и максимумов на зависимостях  $B_r(\sigma)$  и  $\mu_{\text{макс}}(\sigma)$ ). При этом можно отметить, что экстремумы  $H_c(\sigma)$ ,  $B_r(\sigma)$  и  $\mu_{\text{макс}}(\sigma)$  для образцов, деформированных растяжением до различных уровней пластической деформации, наблюдаются при различных величинах приложенных напряжений. Соответственно, различен диапазон  $\sigma$ , в котором указанные магнитные характеристики образцов демонстрируют монотонный характер изменения.

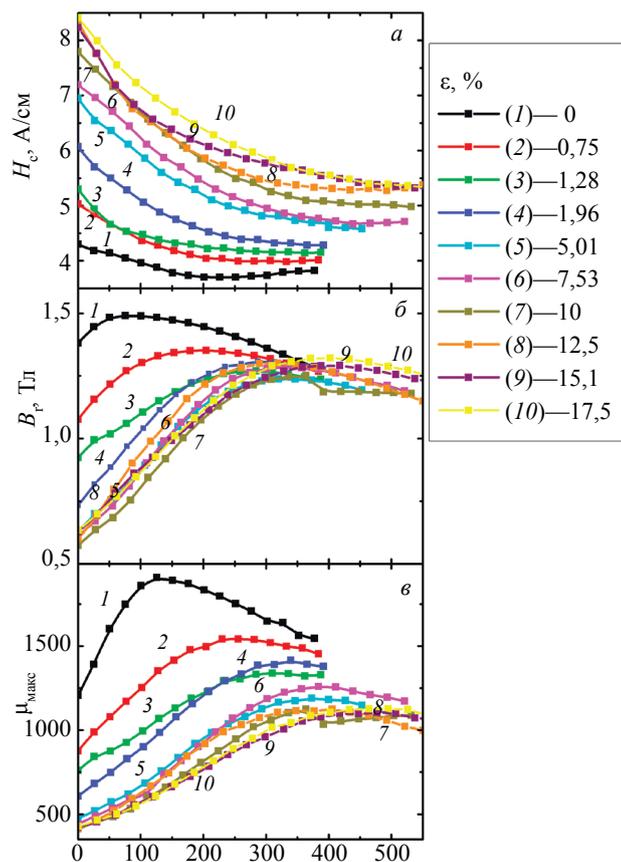


Рис. 3. Зависимости от приложенных растягивающих напряжений значений коэрцитивной силы (а), остаточной индукции (б) и максимальной магнитной проницаемости (в), измеренных на образцах, предварительно пластически деформированных на различные степени: кривая 1 —  $\epsilon = 0$ ; 2 — 0,75; 3 — 1,28; 4 — 1,96; 5 — 5,01; 6 — 7,53; 7 — 10; 8 — 12,5; 9 — 15,1; 10 — 17,5 %.

Смещение экстремумов на зависимостях  $H_c(\sigma)$ ,  $B_r(\sigma)$  и  $\mu_{\max}(\sigma)$  с ростом  $\sigma$  обусловлено различным уровнем внутренних остаточных напряжений, вносимых предварительным пластическим деформированием, а местоположения этих экстремумов (то есть величины  $s$ , при которых они формируются), в свою очередь, связаны с моментом частичной компенсации приложенными растягивающими напряжениями части внутренних остаточных напряжений сжатия [24].

Зависимости дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{диф}}(H)$  от напряженности магнитного поля для образца, не подвергнутого предварительно пластической деформации растяжением ( $\varepsilon = 0$ ), при различных величинах приложенных растягивающих напряжений  $\sigma$  показаны на рис. 4. С увеличением растягивающих напряжений  $\sigma$  до величины  $\sigma_{\text{extr}} = 150,9$  МПа высота пика  $\mu_{\text{диф макс}}$  формируемого в отрицательных полях на зависимостях  $\mu_{\text{диф}}(H)$ , сначала растет, его местоположение при этом смещается в сторону более слабых полей, а затем, при дальнейшем увеличении растягивающих напряжений, уменьшается по величине, при этом расположение пика продолжает смещаться в сторону более слабых полей. Иными словами, для пластически недеформированного образца  $\sigma_{\text{extr}} = 150,9 \pm 12,5$  МПа является величиной растягивающих напряжений, при которой формируется экстремум функции максимумов полевых зависимостей дифференциальной магнитной проницаемости от растягивающей нагрузки. Результаты, приведенные на рис. 2а, 3 и 4, согласуются с результатами, полученными в работах [16, 17, 24—27].

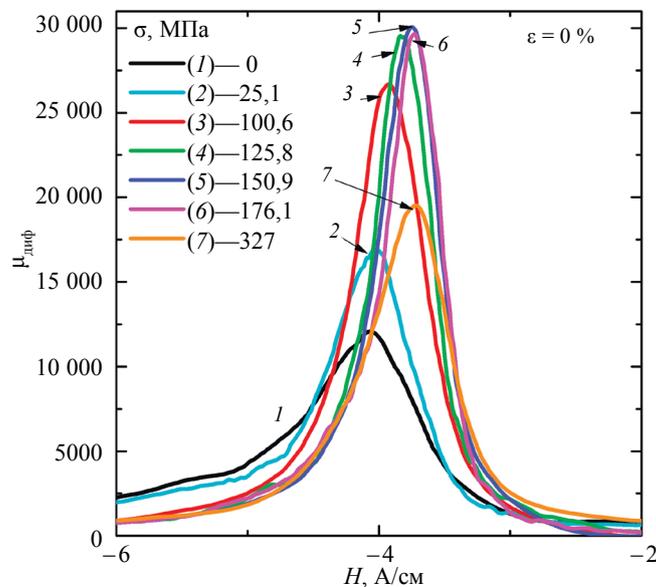


Рис. 4. Зависимости  $\mu_{\text{диф}}(H)$  для образца с  $\varepsilon = 0$  при различных величинах приложенных растягивающих напряжений  $\sigma$ .

Зависимости магнитострикции  $\lambda$  от напряженности магнитного поля для того же, пластически не деформированного образца при различных величинах растягивающей нагрузки показаны на рис. 5. Как видно из рис. 5, по мере увеличения приложенных растягивающих напряжений уменьшается величина максимума магнитострикции, формируемого в области слабых полей. Это обусловлено тем, что на начальной стадии намагничивания преобладают процессы смещения доменных границ, в то время как процессы вращения, благодаря которым главным образом осуществляется возрастание магнитострикции, с ростом растягивающей нагрузки замедляются вследствие увеличения анизотропии. Кроме того, можно отметить, что при величине напряжений, превышающей  $\sigma_{\text{sign}} = 150,9$  МПа, положительный участок зависимости магнитострикции от напряженности магнитного поля совсем исчезает и магнитострикция во всем интервале магнитных полей принимает только отрицательные значения.

Изменения  $\lambda(H)$ , происходящие под действием упругого одноосного растяжения, отражаются и в особенностях поведения гистерезисных параметров при тех же условиях нагружения [4, 12, 13, 20, 21, 28—31]. Объяснением данного факта служит следующее. При небольших нагрузках создаются предпосылки для формирования магнитной текстуры типа «ось легкого намагничивания» и преимущественной ориентации магнитных моментов доменов вдоль направления легкого намаг-

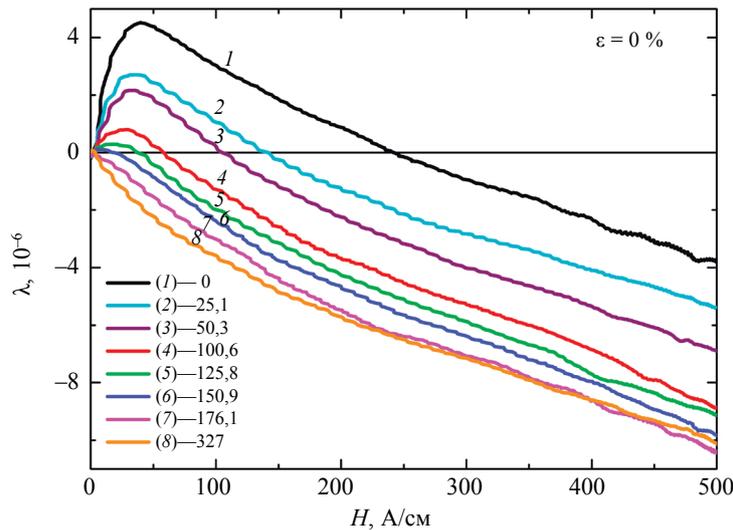


Рис. 5. Полевые зависимости магнитострикции  $\lambda(H)$  для образца с  $\varepsilon = 0$  при различных величинах приложенных растягивающих напряжений  $\sigma$ .

ничивания, ближайшего к оси растяжения, что способствует намагничиванию и перемагничиванию в этом направлении и, соответственно, приводит к уменьшению коэрцитивной силы. Когда в процессе растяжения магнитострикция принимает только отрицательные значения, идет образование магнитной текстуры типа «плоскость легкого намагничивания», магнитным моментам доменов энергетически выгоднее располагаться в плоскости, перпендикулярной направлению действия растяжения, что препятствует процессам намагничивания и перемагничивания, вследствие чего коэрцитивная сила увеличивается.

Последнее обуславливает тот факт, что растягивающие напряжения  $\sigma_{\text{sign}}$ , при превышении которых происходит смена знака магнитострикции и изменение типа магнитной текстуры (в нашем случае 150,9 МПа), соответствуют напряжениям  $\sigma_{\text{extr}}$ , при которых на зависимостях от растягивающих напряжений максимумов дифференциальной магнитной проницаемости формируются экстремумы. Для недеформированного образца ( $\varepsilon = 0$ ) совпадение величин  $\sigma_{\text{extr}}$  и  $\sigma_{\text{sign}}$  более наглядно продемонстрировано на рис. 6, на котором представлены зависимости от приложенных напряжений максимумов дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{диф макс}}$  (рис. 6а) и максимумов кривых магнитострикции  $\lambda_{\text{макс}}$ , имеющих положительный участок (рис. 6б).

Аналогичное сопоставление величин приложенных напряжений  $\sigma_{\text{sign}}$ , при превышении которых полевые зависимости магнитострикции становятся отрицательными, с величинами приложенных напряжений  $\sigma_{\text{extr}}$ , при которых формируются экстремумы на кривых максимумов полевых зависимостей дифференциальной магнитной проницаемости, при упругом деформировании было проведено для всех образцов, предварительно подвергнутых пластическому растяжению на разные степени. В качестве примера на рис. 7—10 показаны полевые зависимости дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{диф}}(H)$  (рис. 7а — 10а) и соответствующие им полевые зависимости магнитострикции (рис. 7б — 10б) при

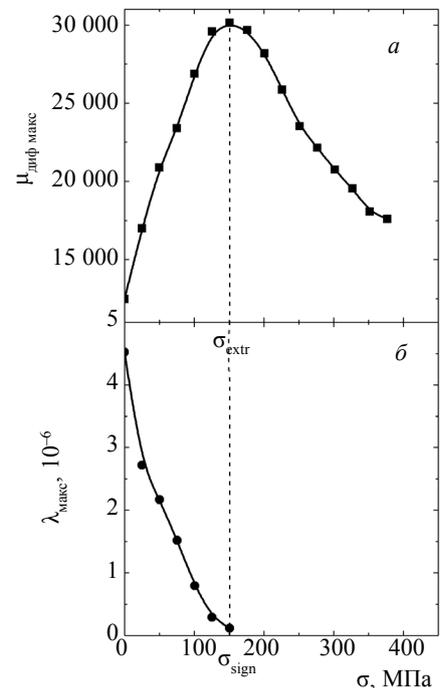


Рис. 6. Зависимости от приложенных напряжений максимумов дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{диф макс}}$  (а) и максимумов полевых зависимостей магнитострикции  $\lambda_{\text{макс}}$ , имеющих положительный участок:  $\sigma_{\text{extr}}$  — величина растягивающих напряжений, при которых формируется экстремум функции максимумов полевых зависимостей дифференциальной магнитной проницаемости;  $\sigma_{\text{sign}}$  — величина растягивающих напряжений, выше которых полевые зависимости магнитострикции полностью лежат в отрицательной области.

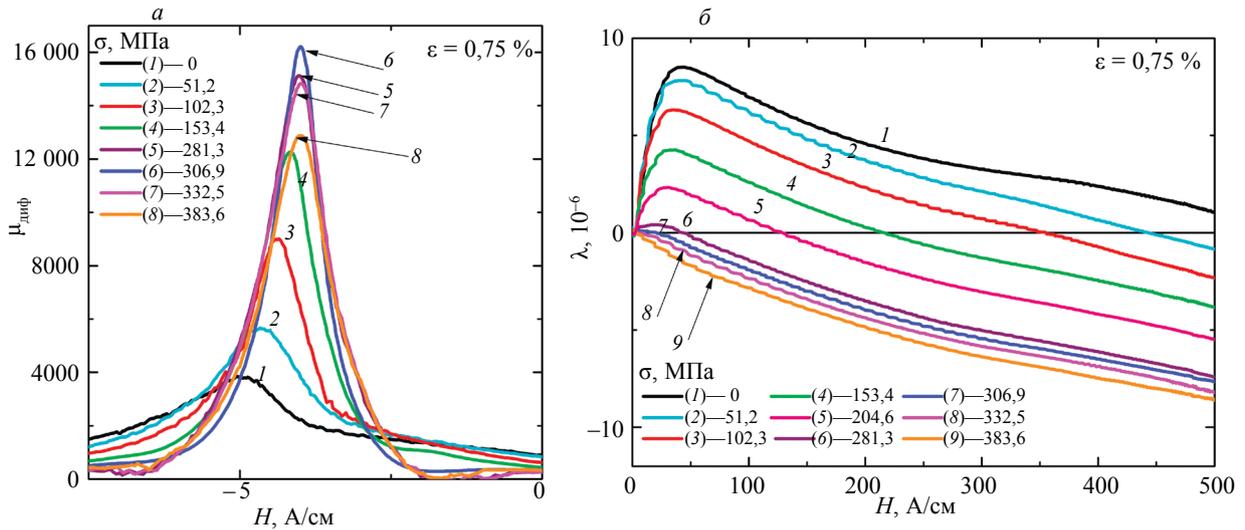


Рис. 7. Полевые зависимости дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{диф}}(H)$  (а) и полевые зависимости магнитоstriction  $\lambda(H)$  (б) при различных величинах приложенных растягивающих напряжений  $\sigma$  для образца, предварительно пластически деформированного на степень  $\varepsilon = 0,75\%$ .

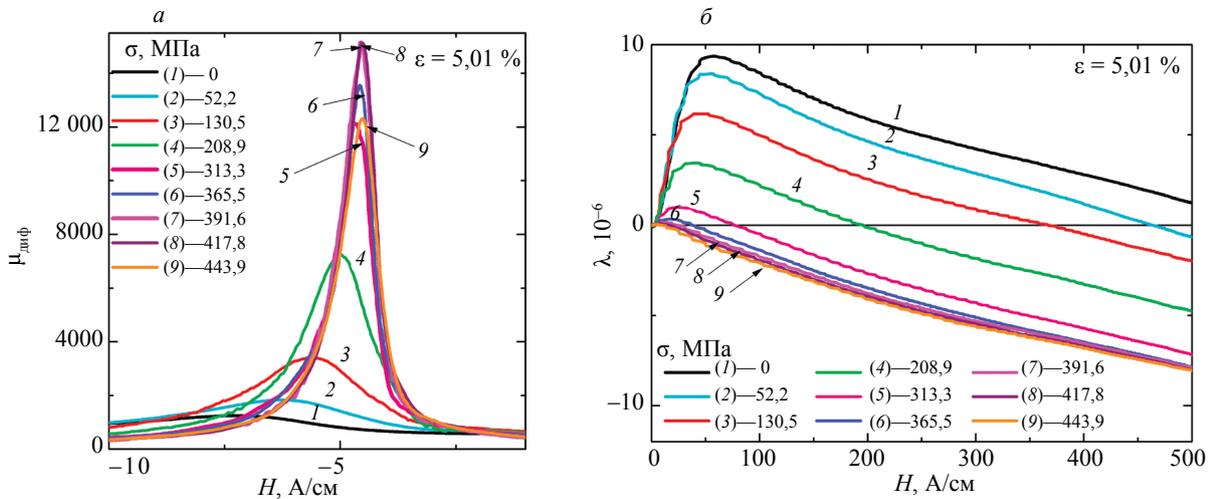


Рис. 8. Полевые зависимости дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{диф}}(H)$  (а) и полевые зависимости магнитоstriction  $\lambda(H)$  (б) при различных величинах приложенных растягивающих напряжений  $\sigma$  для образца, предварительно пластически деформированного на степень  $\varepsilon = 5,01\%$ .

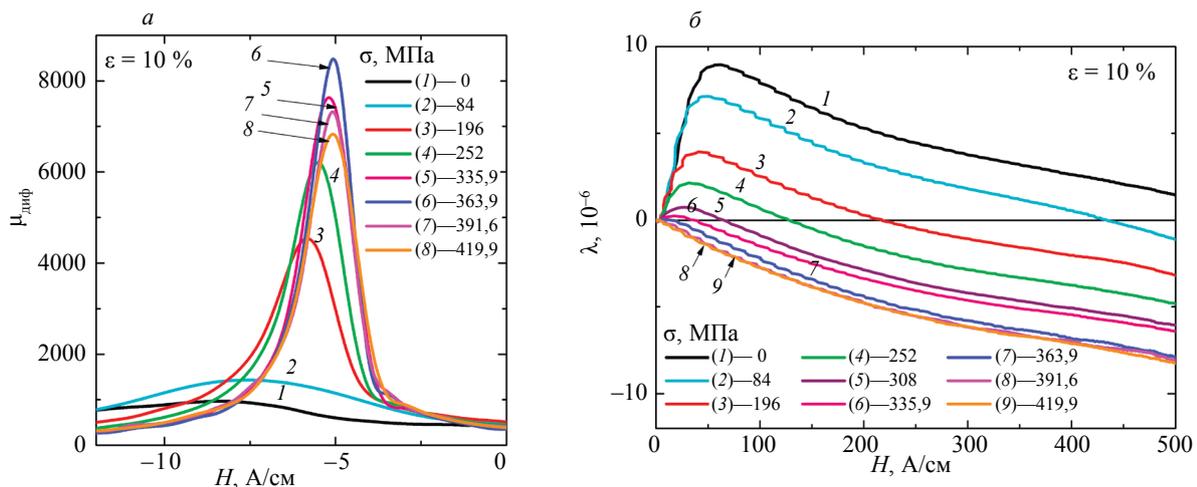


Рис. 9. Полевые зависимости дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{диф}}(H)$  (а) и полевые зависимости магнитоstriction  $\lambda(H)$  (б) при различных величинах приложенных растягивающих напряжений  $\sigma$  для образца, предварительно пластически деформированного на степень  $\varepsilon = 10\%$ .

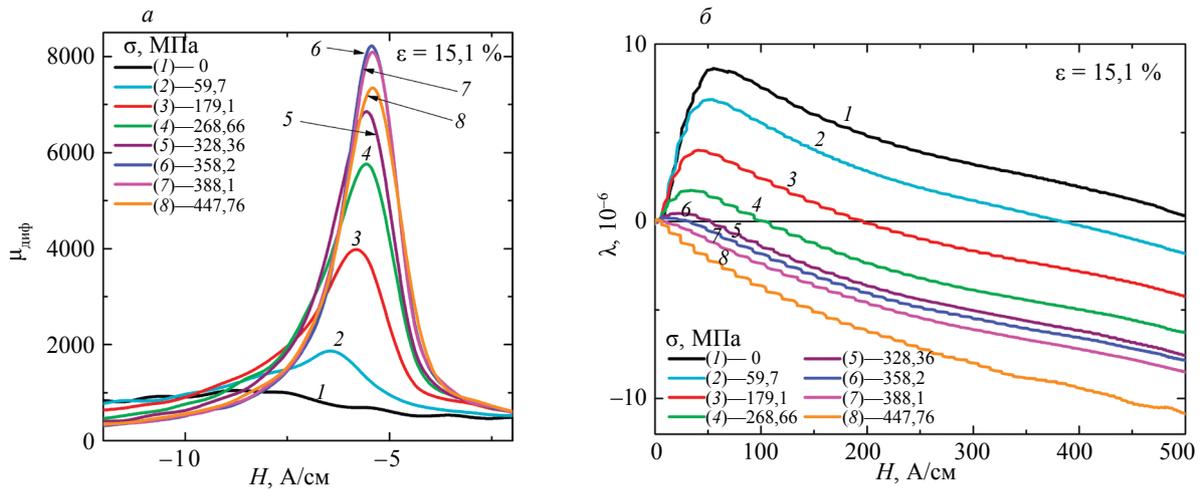


Рис. 10. Полевые зависимости дифференциальной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{диф}}(H)$  (а) и полевые зависимости магнитострикции  $\lambda(H)$  (б) при различных величинах приложенных растягивающих напряжений  $\sigma$  для образца, предварительно пластически деформированного на степень  $\varepsilon = 15,1\%$ .

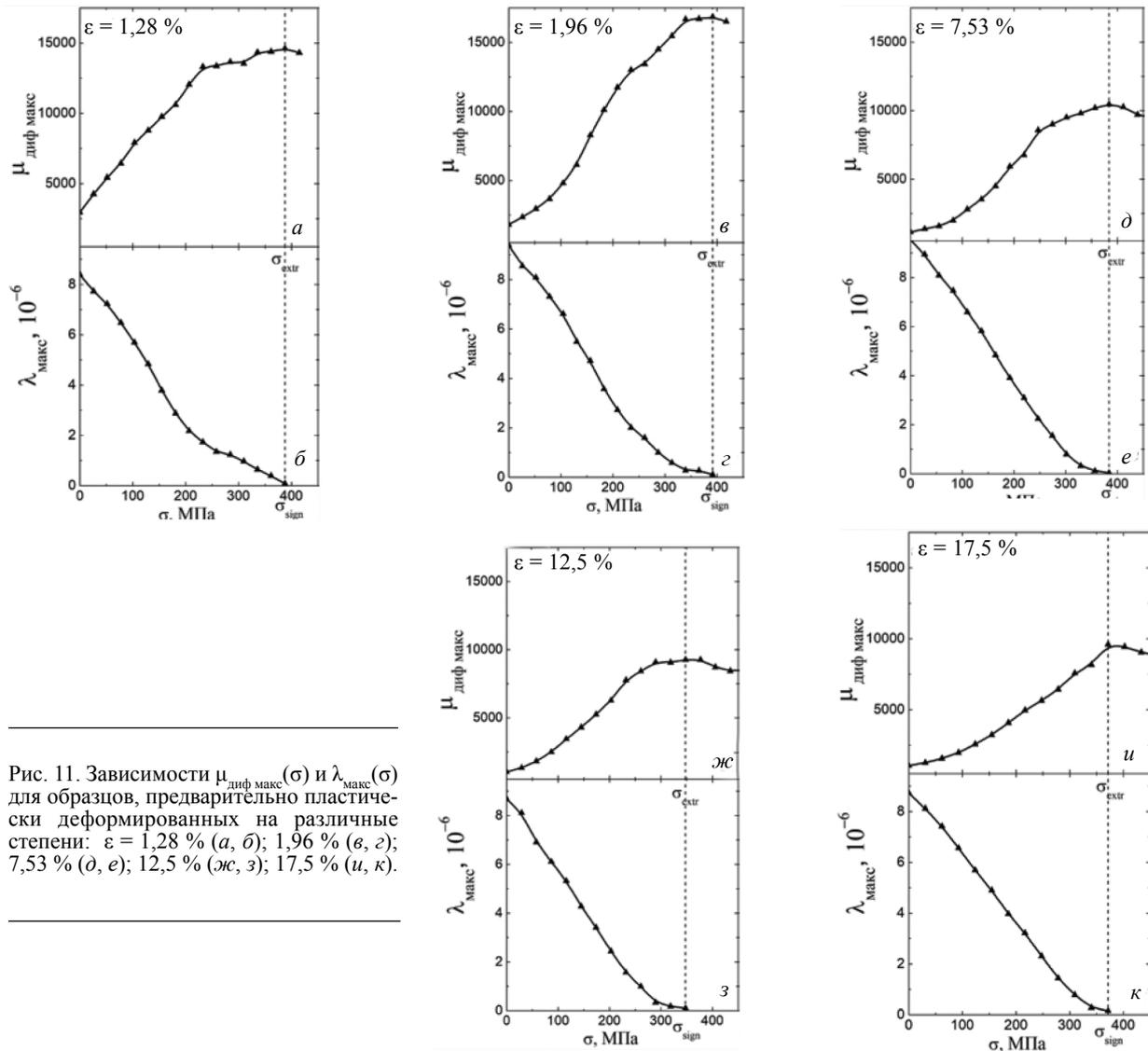


Рис. 11. Зависимости  $\mu_{\text{диф макс}}(\sigma)$  и  $\lambda_{\text{макс}}(\sigma)$  для образцов, предварительно пластически деформированных на различные степени:  $\varepsilon = 1,28\%$  (а, б);  $1,96\%$  (в, г);  $7,53\%$  (д, е);  $12,5\%$  (ж, з);  $17,5\%$  (и, к).

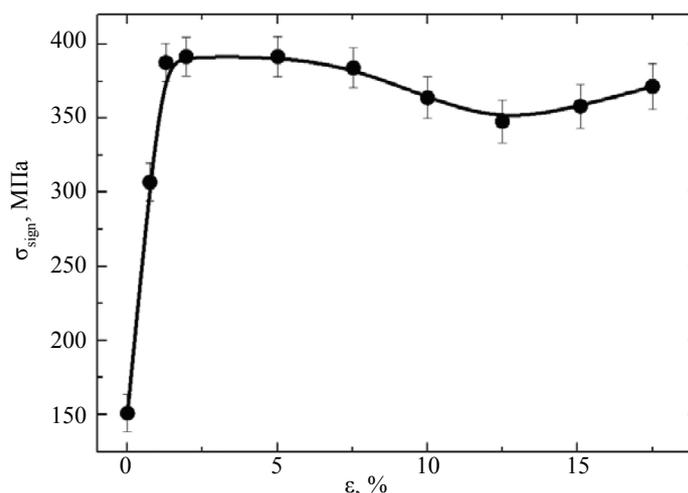


Рис. 12. Величины приложенных напряжений  $\sigma_{\text{sign}}$  ( $\sigma_{\text{sign}} = \sigma_{\text{extr}}$ ) в зависимости от уровня предварительной пластической деформации  $\varepsilon$ .

растягивающей нагрузке различной величины для образцов, предварительно деформированных растяжением до уровней пластической деформации 0,75; 5,01; 10 и 15 % соответственно. Анализ представленных на рис. 7—10 зависимостей показал совпадение величин  $\sigma_{\text{sign}}$  и  $\sigma_{\text{extr}}$ .

Демонстрацией совпадения величин  $\sigma_{\text{sign}}$  и  $\sigma_{\text{extr}}$  для остальных образцов, предварительно пластически деформированных на степени 1,28; 1,96; 7,53; 12,5 и 17,5 %, служит рис. 11, на котором приведены результаты, аналогичные результатам на рис. 6.

Величины  $\sigma_{\text{extr}}$  и  $\sigma_{\text{sign}}$ , соответствующие напряжениям, при которых при упругом деформировании произошло изменение типа магнитной текстуры для всех исследованных образцов в зависимости от степени, на которую они предварительно были пластически деформированы, показаны на рис. 12. Можно отметить качественное подобие кривой  $\sigma_{\text{sign}}(\varepsilon)$  и кривой максимумов магнитострикции  $\lambda_{\text{макс}}(\varepsilon)$ , приведенной на рис. 2б: существенное увеличение на начальном этапе пластической деформации при  $\varepsilon$  от 0 до 1,96 %, затем незначительные изменения при  $\varepsilon$  от 1,96 до 7,53 % и небольшое снижение величин при  $\varepsilon > 7,53$  %.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Закономерности изменения полевых зависимостей линейной магнитострикции пластически деформированной растяжением на различные степени корпусной стали 20ГН подтверждают факт возникновения в образцах текстуры типа «плоскость легкого намагничивания», что, в свою очередь, связано с наличием в образцах остаточных сжимающих напряжений различного уровня вдоль направления пластической деформации. Анализ параметров полевых зависимостей магнитострикции показал их скачкообразное и значительное по величине изменение на начальном этапе деформации, примерно до 2 %, и затем несущественное — в интервале относительных удлинений порядка от 2 до 17,5 %.

Предыстория в виде предварительной пластической деформации накладывает свой отпечаток на закономерности изменения магнитных параметров материала при его последующем упругом деформировании. Величины приложенных напряжений, при которых формируются экстремумы зависимостей коэрцитивной силы, остаточной индукции, максимальной магнитной проницаемости, максимумов дифференциальной магнитной проницаемости от приложенных напряжений, и, значит, диапазон приложенных напряжений, в которых перечисленные магнитные характеристики изменяются однозначно, зависят от уровня наведенных предварительным пластическим растяжением остаточных напряжений сжатия. Данное обстоятельство следует принимать во внимание при разработке магнитных методик оценки параметров напряженно-деформированного состояния элементов конструкций из корпусной стали 20ГН.

Сопоставление результатов измерений гистерезисных и магнитострикционных свойств предварительно пластически деформированной растяжением на различные степени исследуемой корпусной стали 20ГН при последующем упругом деформировании показало, что величины растягивающих напряжений, выше которых происходит смена знака магнитострикции и, соответственно,

смена типа магнитной текстуры, практически совпадают с величинами напряжений, в которых формируются экстремумы функций максимумов полевых зависимостей дифференциальной магнитной проницаемости от растягивающей нагрузки.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России по темам № АААА-А18-118020790148-1 и «Диагностика» № 122021000030-1. При выполнении работы было использовано оборудование ЦКП «Пластометрия» при ИМАШ УрО РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мужижкий В.Ф., Султанов М.Х., Загидулин Р.В., Макаров П.С. Многопараметровый метод оценки напряженно-деформированного состояния стальных изделий и трубопроводов // Контроль. Диагностика. 2006. № 8. С. 17—22.
2. Костин В.Н., Василенко О.Н., Филатенков Д.Ю., Чекашина 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.
3. Муравьев В.В., Волкова Л.В., Платунов А.В., Куликов В.А. Электромагнитно-акустический метод исследования напряженно-деформированного состояния рельсов // Дефектоскопия. 2016. № 7. С. 12—20.
4. Костин В.Н., Царькова Т.П., Ничипурук А.П., Лоскутов В.Е., Лопатин В.В., Костин К.В. Необратимые изменения намагниченности как индикаторы напряженно-деформированного состояния ферромагнитных объектов // Дефектоскопия. 2009. № 11. С. 54—67.
5. Chen H.-E., Xie S., Chen Z., Takagi T., Uchimoto T., Yoshihara K. Quantitative nondestructive evaluation of plastic deformation in carbon steel based on electromagnetic methods // Materials Transactions. 2014. V. 55. Is. 12. P. 1806—1815.
6. Горкунов Э.С., Поволоцкая А.М., Задворкин С.М., Путилова Е.А., Мушников А.Н., Базулин Е.Г., Вopilкин А.Х. Особенности поведения магнитных и акустических характеристик горячекатаной стали 08Г2Б при циклическом нагружении // Дефектоскопия. 2019. Т. 55. № 11. С. 21—31.
7. Vengrinovich V., Vintov D., Prudnikov A., Podugolnikov P., Ryabtsev V. Magnetic Barkhausen Effect in Steel under Biaxial Strain/Stress: Influence on Stress Measurement // Journal of Nondestructive Evaluation. 2019. V. 38. Art. 52. <https://doi.org/10.1007/s10921-019-0576-7>
8. Roskosz M., Fryczowski K. Magnetic methods of characterization of active stresses in steel elements // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. V. 499. P. 166272.
9. Stefanita C.G., Atherton D.L., Clapham L. Plastic versus elastic deformation effects on magnetic Barkhausen noise in steel // Acta Materialia. 2000. V. 48. No. 13. P. 3545—551.
10. Gorkunov E.S., Povolotskaya A.M., Zadvorkin S.M., Putilova E.A., Mushnikov A.N. The Effect of Cyclic Preloading on the Magnetic Behavior of the Hot-Rolled 08G2B Steel Under Elastic Uniaxial Tension // Research in Nondestructive Evaluation. 2021. V. 32. No. 6. P. 276—294.
11. Mierczak L.L., Jiles D.C., Fantoni G. A new method for evaluation of mechanical stress using the reciprocal amplitude of magnetic Barkhausen noise // IEEE Transactions on Magnetics. 2011. V. 47. No. 2. P. 459—465.
12. Perevertov O. Influence of the applied elastic tensile and compressive stress on the hysteresis curves of Fe-3%Si non-oriented steel // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2017. V. 428. P. 223—228. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.12.040>
13. Горкунов Э.С., Поволоцкая А.М., Соловьев К.Е., Задворкин С.М. Влияние магнитоупругого эффекта на гистерезисные свойства среднеуглеродистой стали при одноосном нагружении // Дефектоскопия. 2010. № 9. С. 17—25.
14. Горкунов Э.С., Субачев Ю.В., Поволоцкая А.М., Задворкин С.М. Влияние предварительной пластической деформации на поведение магнитных характеристик высокопрочной трубной стали контролируемой прокатки при упругом одноосном растяжении (сжатии) // Дефектоскопия. 2015. № 9. С. 49—60.
15. Горкунов Э.С., Поволоцкая А.М., Задворкин С.М., Путилова Е.А. Сравнительный анализ поведения магнитных характеристик пластически деформированного металла различных зон сварной трубы при упругой деформации // Дефектоскопия. 2017. № 9. С. 26—34.
16. Кулеев В.Г., Царькова Т.П. Особенности зависимости коэрцитивной силы сталей от упругих растягивающих напряжений после пластических деформаций и термообработки // ФММ. 2007. Т. 104. № 5. С. 479—486.
17. Кулеев В.Г., Царькова Т.П. О влиянии пластического растяжения сталей на зависимости коэрцитивной силы от упругих сжимающих напряжений // Дефектоскопия. 2014. № 2. С. 34—45.
18. Povolotskaya A.M., Mushnikov A.N. Effect of Plastic Deformation on the Magnetic Parameters and Magnetostriction of the 20GN Steel // Procedia Structural Integrity. 2022. V. 40. P. 359—364. <https://doi.org/10.1016/j.prostr.2022.04.048>
19. Anderson P.I., Moses A.J., Stanbury H.J. Assessment of the stress sensitivity of magnetostriction in grain-oriented silicon steel // IEEE Transactions on Magnetics. 2007. V. 43. P. 3467—3476. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2007.893534>

20. Горкунов Э.С., Субачев Ю.В., Поволоцкая А.М., Задворкин С.М. Влияние упругой одноосной деформации среднеуглеродистой стали на ее магнитострикцию в продольном и поперечном направлениях // Дефектоскопия. 2013. № 10. С. 40—52.
21. Dias M.B.S., Landgraf F.J.G. Compressive stress effects on magnetic properties of uncoated grain oriented electrical steel // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. V. 504. Art. 166566. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166566>
22. Wun-Fogle M., Restorff J.B., Cuseo J.M., Garshelis I.J., Bitar S. Magnetostriction and Magnetization of Common High Strength Steels // IEEE Transactions on Magnetics. 2009. V. 45. No. 10. P. 4112—4115.
23. Makar J.M., Tanner B.K. The effect of plastic deformation and residual stress on the permeability and magnetostriction of steels // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2000. V. 222. No. 3. P. 291—304.
24. Кулеев В.Г., Горкунов Э.С. Механизмы влияния внутренних и внешних напряжений на коэрцитивную силу ферромагнитных сталей // Дефектоскопия. 1997. № 11. С. 3—18.
25. 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.
26. 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.
27. Stashkov A., Nichipuruk A., Kuleev V., Schapova E. Magnetic non-destructive testing of residual stresses in low carbon steels // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1389. P. 012032.
28. Leuning N., Steentjes S., Schulte M., Bleck W., Hameyer K. Effect of elastic and plastic tensile mechanical loading on the magnetic properties of NGO electrical steel // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2016. V. 417. P. 42—48. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.05.049>
29. M'zali N., Martin F., Aydin U., Belahcen A., Benabou A., Henneron T. Determination of stress dependent magnetostriction from a macroscopic magneto-mechanical model and experimental magnetization curves // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. V. 500. Art. 166299. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166299>
30. Yamasaki T., Yamamoto S., Hirao M. Effect of applied stresses on magnetostriction of low carbon steel // NDT & E International. 1996. V. 29. No. 5. P. 263—268. [https://doi.org/10.1016/S0963-8695\(96\)00028-X](https://doi.org/10.1016/S0963-8695(96)00028-X)
31. Makar J.M., Tanner B.K. The in situ measurement of the effect of plastic deformation on the magnetic properties of steel. Part I — Hysteresis loops and magnetostriction // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1998. V. 184. No. 2. P. 193—208. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(97\)01129-3](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(97)01129-3)

## ВЕРИФИКАЦИЯ МЕТОДИКИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФОРМЫ ДЕФЕКТОВ В МАГНИТОМЯГКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ MFL-ДАННЫХ

© 2022 г. А.В. Никитин<sup>1,\*</sup>, А.В. Михайлов<sup>1,\*\*</sup>, Л.В. Михайлов<sup>1,\*\*\*</sup>, Ю.Л. Гобов<sup>1,\*\*\*\*</sup>,  
В.Н. Костин<sup>1,\*\*\*\*\*</sup>, Я.Г. Смородинский<sup>1,\*\*\*\*\*</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
Россия 620108 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18  
E-mail: \*an@imp.uran.ru; \*\*mikhaylov@imp.uran.ru; \*\*\*mikhaylov\_lv@imp.uran.ru;  
\*\*\*\*go@imp.uran.ru; \*\*\*\*\*kostin@imp.uran.ru; \*\*\*\*\*sm@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 11.07.2022; после доработки 26.07.2022

Принята к публикации 02.08.2022

Создана экспериментальная установка, позволяющая измерять значения компонент магнитного поля над поверхностью исследуемой металлической пластины в автоматическом режиме. Экспериментальная установка считывает показания магнитных преобразователей Холла и отправляет обработанную информацию в компьютер, в виде текстовых и графических файлов. На основе экспериментальных данных — компонент измеренного магнитного поля, с помощью методики восстановления границы металл—воздух по силовым магнитным линиям определена форма поверхностных дефектов в пластине из стали 20. Магнитный преобразователь — трехосный цифровой датчик Холла ALS31300 производил измерения над бездефектной поверхностью металла. Учтены нелинейные свойства ферромагнетика.

*Ключевые слова:* обратная геометрическая задача магнитостатики, дефектометрия, дефекты потери сплошности металла, поверхностные дефекты, магнитное поле рассеяния дефекта, тангенциальное намагничивание, MFL-метод.

DOI: 10.31857/S0130308222110057, EDN: BU1IDN

### ВВЕДЕНИЕ

MFL-метод в настоящее время является самым широко используемым магнитным методом диагностики промышленных изделий [1—6]. Недостатком MFL-метода является то, что это индикаторный метод, т.е. с помощью MFL-метода можно лишь указать дефектные области металла [7]. Для анализа опасности дефектов необходимо использовать другие методы и проводить дополнительные исследования [8—10].

Несмотря на привлекательность идеи осуществлять дефектометрию [11] с помощью стандартного применения MFL-метода, такие устройства еще не созданы. Причиной тому является нелинейный отклик ферромагнетика на магнитное поле, что делает решение обратной геометрической задачи сложным. Впервые для двумерного линейного случая (линейная зависимость вектора магнитной индукции от вектора напряженности магнитного поля) и для конфигурации, когда датчики расположены над дефектной поверхностью, задача была решена в работе [12].

В [13—15] был разработан теоретический подход к решению обратной геометрической задачи магнитостатики для 3D-дефектов с учетом нелинейной зависимости  $\mu(|\mathbf{H}|)$ ; в рамках численных экспериментов (начальные условия вычислялись путем решения прямой задачи при заданной геометрии дефекта в программах FEMM и ELMER, обратная задача решалась в программе Scilab) восстановлена форма двумерных и трехмерных дефектов в линейном случае ( $\mu = \text{const} \gg 1$ ); по экспериментальным данным восстановлена форма центральной части реального поверхностного дефекта в металлической пластине с учетом нелинейной зависимости  $\mu(|\mathbf{H}|)$  (материал пластины — сталь 20), вытянутого на поверхности пластины вдоль оси, перпендикулярной к направлению поля намагничивания.

Целью настоящей работы является доказательство принципиальной возможности восстановления формы поверхностных дефектов потери сплошности магнитомягкого ферромагнетика при помощи описанной в [13—15] методики. В данной работе исследуется конфигурация, когда магнитный преобразователь измеряет поле над бездефектной поверхностью металла (рис. 1). Исследуемые пластины изготовлены из стали 20. Используемая в расчетах зависимость величины магнитной индукции от величины напряженности магнитного поля была получена на гистерезисографе Remagraph C-500 [16].

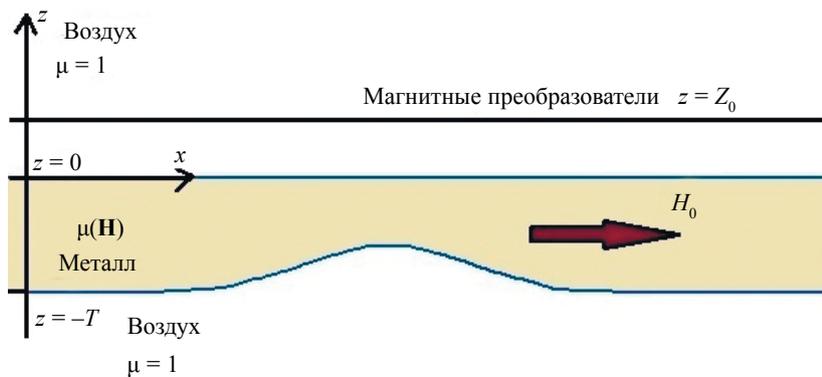


Рис. 1. Схематическое изображение взаимного расположения магнитного преобразователя и дефекта (пластина с дефектом разрезана плоскостью  $Y = 0$ ),  $T$  — толщина пластины.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 2 представлена фотография установки для построения топографии компонент магнитного поля. Площадь рабочей области установки (область, в которой можно проводить измерения) составляет  $500 \times 500$  мм. В данной работе были исследованы две пластины с искусственно нанесенными поверхностными дефектами (рис. 3).

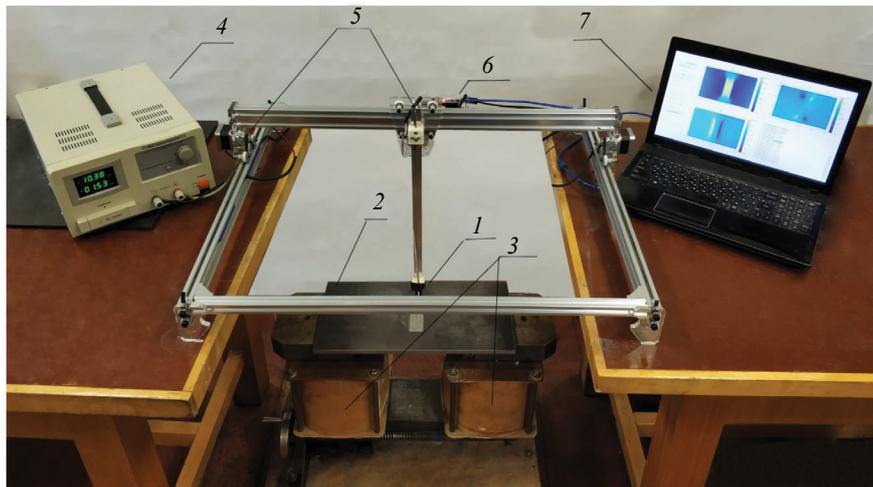


Рис. 2. Фотография экспериментальной установки: 1 — расположение магнитного преобразователя Холла ALS31300; 2 — исследуемая стальная пластина; 3 — катушки намагничивания; 4 — источник постоянного тока QJ6010E (0-60 В, 10 А) [17]; 5 — шаговые двигатели каретки с магнитным преобразователем; 6 — микроконтроллер; 7 — компьютер с установленным оригинальным ПО.

Перемещение магнитного преобразователя Холла по рабочей области осуществляют шаговые двигатели. Шаговые двигатели обеспечивают точность позиционирования преобразователя в рабочей области: 0,1 мм. Размеры трехосного магнитного преобразователя Холла ALS31300 [17]:  $3 \times 3 \times 0,8$  мм. Расстояние от магнитного преобразователя до поверхности металла 1 мм. Шаговые двигатели находятся на достаточном удалении от рабочей области и не влияют на измерения.

Во время работы установки каретка с магнитным преобразователем автоматически перемещается над заданной областью. После каждого перемещения каретки (см. рис. 2, каретка с датчиком обозначена цифрой 1) проводится 1000 измерений каждой компоненты магнитного поля, записывается усредненный результат.

Управление установкой осуществляет плата микроконтроллера, который, в свою очередь, управляется разработанным оригинальным программным обеспечением. Программное обеспечение установки позволяет в реальном времени выводить числовую информацию на компьютер и строить топографию трех компонент магнитного поля в реальном времени.

Вывод графических данных осуществляется в растровом формате (рис. 4, 5).

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 3 (на поверхности с дефектом) показано направление осей  $X$  и  $Y$  (в бездефектной зоне  $z = -T$ ). Ось  $Z$  направлена «внутрь» рисунка, перпендикулярно плоскости  $XY$ .



Рис. 3. Искусственно созданные дефекты: размеры  $30 \times 100 \times 4$  мм (а); размеры  $30 \times 40 \times 5$  мм (б). На рисунке указаны оси  $X$  и  $Y$ .

Измерения были проведены: над бездефектной поверхностью металла с шагом 1 мм по оси  $X$  и 1 мм по оси  $Y$ ; в центре области  $200 \times 160$  мм находится дефект. Размеры искусственных дефектов:  $30 \times 100 \times 4$  мм;  $30 \times 40 \times 5$  мм. Большие размеры дефектов были выбраны для того, чтобы показать принципиальную возможность восстановления формы дефекта по силовой линии. Кроме того, дефекты коррозии бывают и более крупными по размерам.

Топографии полученных компонент магнитного поля представлены на рис. 4 и 5.

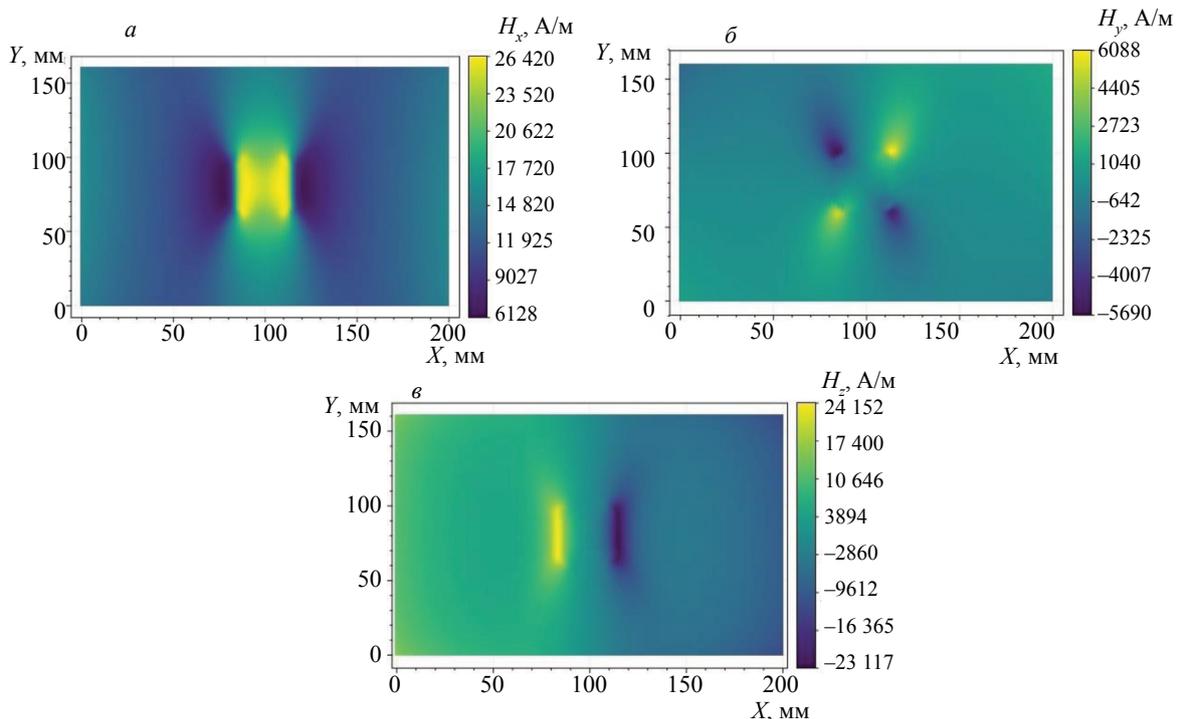


Рис. 4. Магнитограммы пластины с дефектом  $30 \times 40 \times 5$  мм; а, б, в — топографии  $H_x$ ,  $H_y$  и  $H_z$  соответственно.

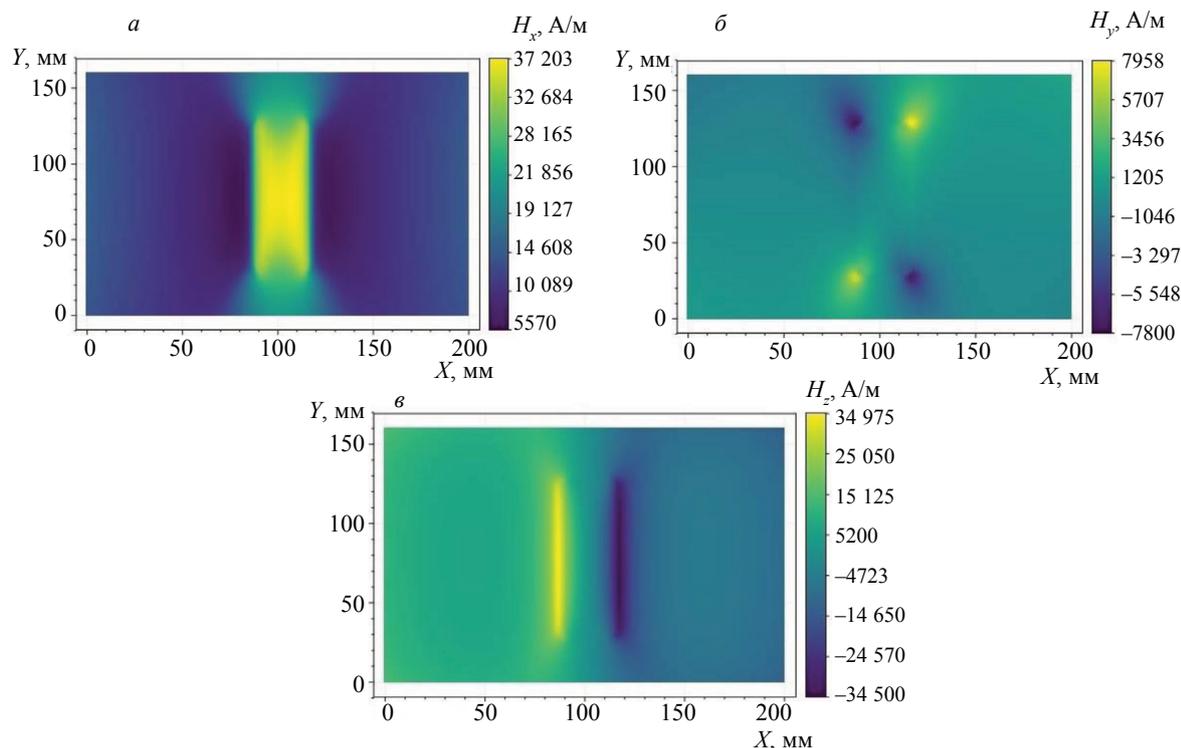


Рис. 5. Магнитограммы пластины с дефектом 30×100×4 мм; а, б, в — топографии  $H_x$ ,  $H_y$  и  $H_z$  соответственно.

Стоит заметить, что трехмерные дефекты очень точно локализируются в плоскости  $XU$  топографией любой из компонент магнитного поля, что упрощает задачу определения раскрытия поверхностного дефекта потери сплошности металла.

### РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

В настоящей работе исследуется конфигурация, когда преобразователь магнитного поля находится над бездефектной поверхностью металлической пластины как на рис. 1.

После обработки начальных данных (значений компонент магнитного поля) для уменьшения эффектов, связанных с неоднородностью магнитного поля системы намагничивания [15], пересчитаем значения компонент магнитного поля с уровня измерений (1 мм над поверхностью металла) в металл на уровень  $z = 0$  (см. рис. 1). Эти значения компонент магнитного поля, а также их производных [15], и будут начальными условиями для восстановления значений магнитного поля «вниз» от бездефектной поверхности.

Теоретическая часть восстановления магнитного поля была подробно рассмотрена в [13—15]. Поэтому сразу приведем формулы для восстановления поля в металле, написанные в конечных разностях для трехмерного случая, с учетом нелинейной зависимости  $\mu(|\mathbf{H}|)$  и направления оси  $Z$ .

Используем следующие обозначения:  $Z_m$  — уровень начальных данных ( $z = 0$ );  $\Delta_z$  — шаг по оси  $z$ ;  $|\mathbf{H}| = \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}$ :

$$B_z(x, y, Z_m - \Delta_z) = B_z(x, y, Z_m) + \left( \frac{\partial B_x}{\partial x}(x, y, Z_m) + \frac{\partial B_y}{\partial y}(x, y, Z_m) \right) \cdot \Delta_z; \quad (1)$$

$$H_x(x, y, Z_m - \Delta_z) = H_x(x, y, Z_m) - \frac{\partial H_z}{\partial x}(x, y, Z_m) \cdot \Delta_z; \quad (2)$$

$$H_y(x, y, Z_m - \Delta_z) = H_y(x, y, Z_m) - \frac{\partial H_z}{\partial y}(x, y, Z_m) \cdot \Delta_z; \quad (3)$$

$$B_z(x, y, Z_m - \Delta_z) = \mu(|\mathbf{H}|(x, y, Z_m - \Delta_z)) \cdot H_z(x, y, Z_m - \Delta_z); \quad (4)$$

$$B_x(x, y, Z_m - \Delta_z) = \mu(|\mathbf{H}|(x, y, Z_m - \Delta_z)) \cdot H_x(x, y, Z_m - \Delta_z); \quad (5)$$

$$B_y(x, y, Z_m - \Delta_z) = \mu(|\mathbf{H}|(x, y, Z_m - \Delta_z)) \cdot H_y(x, y, Z_m - \Delta_z). \quad (6)$$

Система уравнений (1)—(6) составлена из уравнений Максвелла для случая магнитостатики (1)—(3), а также материальных уравнений для компонент магнитного поля (4)—(6), отражающих реакцию металла на внешнее магнитное поле. Зависимость  $\mu(|\mathbf{H}|)$  получена экспериментально на гистерезисографе Remagraph C-500.

С помощью системы уравнений (1)—(6) можно пересчитать значения компонент магнитного поля с начального уровня  $Z_m$  на уровень  $Z_m - \Delta_z$  и далее, вплоть до нижней поверхности пластины, уровень  $z = -T$ .

После восстановления магнитного поля всюду от уровня  $z = 0$  до уровня  $z = -T$  для построения силовой магнитной линии воспользуемся методом Эйлера численного решения дифференциальных уравнений. Пусть  $X_b(i)$ ,  $Y_b(i)$ ,  $Z_b(i)$  — координаты  $i$ -й точки силовой магнитной линии;  $l$  — выбранный шаг. Тогда, для получения координат следующей точки силовой магнитной линии можно использовать следующие выражения:

$$X_b(i+1) = X_b(i) + \Delta X_b(i); Y_b(i+1) = Y_b(i) + \Delta Y_b(i); Z_b(i+1) = Z_b(i) + \Delta Z_b(i). \quad (7)$$

Для  $\Delta X_b(i)$ ,  $\Delta Y_b(i)$ ,  $\Delta Z_b(i)$  по определению силовой магнитной линии имеем:

$$X_b(i) = \frac{H_x(i)}{\sqrt{H_x(i)^2 + H_y(i)^2 + H_z(i)^2}} \cdot l; \quad (8)$$

$$Y_b(i) = \frac{H_y(i)}{\sqrt{H_x(i)^2 + H_y(i)^2 + H_z(i)^2}} \cdot l; \quad (9)$$

$$\Delta Z_b(i) = \frac{H_z(i)}{\sqrt{H_x(i)^2 + H_y(i)^2 + H_z(i)^2}} \cdot l. \quad (10)$$

Таким образом, используя начальные данные (пересчитанные от уровня измерений компоненты магнитного поля на границе металл—воздух со стороны металла), можно построить семейство силовых магнитных линий, начинающихся, например в бездефектной области слева от дефекта, и заканчивающихся в бездефектной области справа от дефекта на уровне  $z = -T$ .

Это семейство кривых будет описывать геометрические параметры дефекта [13—15].

## ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 6 и 7 приведены результаты применения описанной выше методики. По компонентам магнитного поля, полученным в результате эксперимента, построены кривые, описывающие геометрические параметры дефектов. С учетом того, что локализация дефектов в плоскости  $XU$  с высокой точностью определяется по топографии измеренного поля, можно сказать, что данная методика позволяет с достаточно хорошей точностью определять геометрические параметры дефектов.

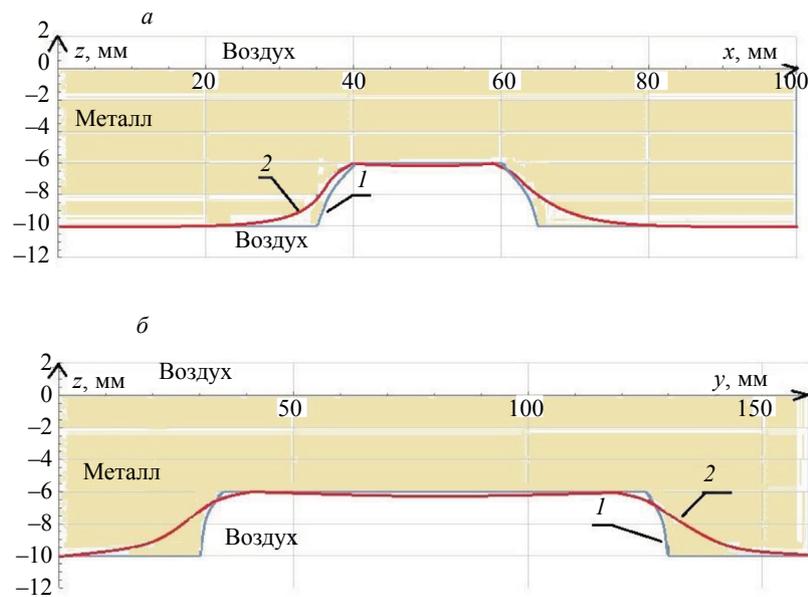


Рис. 6. Сечение металлической пластины с дефектом  $30 \times 100 \times 4$  мм: плоскостью  $Y = 0$  мм (а); плоскостью  $X = 100$  мм (б). Кривая 1 в (а) и (б) описывает границу металл—воздух на поверхности с дефектом; кривая 2 в (а) — силовая магнитная линия, начинающаяся из точки (0 мм, 0 мм, -10 мм); кривая 2 в (б) — совокупность точек, принадлежащих семейству силовых магнитных линий с координатой  $x = 100$  мм и начинающихся в точках (0 мм,  $y$  мм, -10 мм),  $y \in [0, 160]$ .

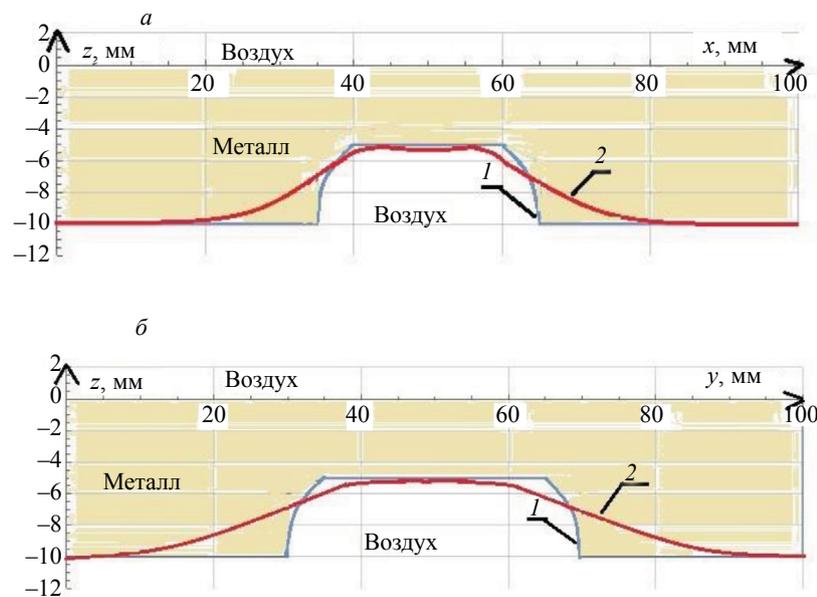


Рис. 7. Сечение металлической пластины с дефектом  $30 \times 40 \times 5$  мм: плоскостью  $Y = 0$  мм (а); плоскостью  $X = 100$  мм (б). Кривая 1 в (а) и (б) описывает границу металл—воздух на поверхности с дефектом; кривая 2 в (а) — силовая магнитная линия, начинающаяся из точки (0 мм, 0 мм, -10 мм); кривая 2 в (б) — совокупность точек, принадлежащих семейству силовых магнитных линий с координатой  $x = 100$  мм и начинающихся в точках (0 мм,  $y$  мм, -10 мм),  $y \in [0, 160]$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально подтверждена возможность определения геометрических параметров формы поверхностного дефекта по силовым магнитным линиям. В дальнейшем предстоит экспериментально оценить ошибку методики, пределы ее применимости.

Методика может быть применена при обследовании промышленных объектов у которых практически отсутствуют трещины, например при обследовании стенок тела бурильных труб.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Диагностика», № АААА-А18-118020690196-3.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shi Yan, Zhang Chao, Li Rui, Cai Maolin, Jia Guanwei.* Theory and Application of Magnetic Flux Leakage Pipeline Detection // *Sensors* (Basel). 2015. Dec. V. 15 (12). P. 31036—31055. <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC4721765/>
2. Внутритрубная диагностика с помощью магнитных дефектоскопов MFL/CDP и (или) TFI/AFD, в том числе HIGH RESOLUTION, НТЦ «НефтеГазДиагностика», 2013. [https://ntcngd.com/uslugi/article\\_post/vnutritrubnaya-diagnostika-spomoshchyu-magnitnykh-defektoskopov-vysokogo-razresheniya](https://ntcngd.com/uslugi/article_post/vnutritrubnaya-diagnostika-spomoshchyu-magnitnykh-defektoskopov-vysokogo-razresheniya)
3. *Большакова В.В., Кукин Н.А., Дымкин Г.Я.* О возможности применения магнитных методов неразрушающего контроля для оценки напряженно-деформированного состояния трубопроводов // *Известия Петербургского университета путей сообщения.* 2014. V. 38. С. 92—98. <https://cyberleninka.ru/journal/n/izvestiya-peterburgskogo-universiteta-putey-soobscheniya?i=897018>
4. *Потапов А.И., Сясько В.А., Пудовкин О.П., Шаранова Д.А.* Анализ погрешности измерений остаточной толщины днищ цилиндрических вертикальных резервуаров по технологии MFL с использованием метода конечных элементов // *Контроль. Диагностика.* 2016. № 11. С. 10—15.
5. *Марков А.А., Антипов А.Г., Карелин М.В.* Оценка достоверности автоматического распознавания сигналов от конструктивных элементов рельсового пути магнитодинамическим методом // *Контроль. Диагностика.* 2018. № 3. С. 16—27.
6. *Долгих С.А., Абакумов А.А., Кайдриков Р.А., Баженов В.В.* Диагностика обсадных колонн с использованием технологии магнитной интроскопии // *Вестник казанского технологического университета.* 2011. № 9. С. 241—244.
7. Specifications and requirements for in-line inspection of pipelines. 2016. <https://pipelineoperators.org/>
8. *Слесарев Д.А., Абакумов А.А.* Обработка и предоставление информации в MFL-методе неразрушающего контроля // *Дефектоскопия.* 2013. № 9. С. 3—9. <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=21194503&>
9. *Канайкин В.А.* Внутритрубная магнитная дефектоскопия магистральных трубопроводов / Под ред. А.Ф. Матвиенко. Рос. акад. наук, Урал. отд-ние, Ин-т физики металлов, ЗАО НПО «Спецнефтегаз». Екатеринбург: УрО РАН, 2009. 307с.
10. *Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я.* Поле рассеяния пластины с поверхностным дефектом в однородном внешнем поле // *Дефектоскопия.* 2018. № 12. С. 23—31.
11. ГОСТ Р 55612 2013. <https://docs.cntd.ru/document/1200105201>
12. *Кротов Л.Н.* Реконструкция границы раздела сред по пространственному распределению магнитного поля рассеяния. II. Постановка и метод решения обратной геометрической задачи магнитостатики // *Дефектоскопия.* 2004. № 6. С. 36—44.
13. *Gobov Yu.L., Nikitin A.V., Popov S.E.* Solving the Inverse Geometric Problem of Magnetostatics for Corrosion Defects // *Russian Journal of Nondestructive Testing.* 2018. V. 54. P. 726—732. <https://elibrary.ru/item.asp?id=38652516>
14. *Gobov Yu.L., Nikitin A.V., Popov S.E.* Solving the Inverse Geometric Problem of Magnetostatics for Corrosion Defects with Allowance for Nonlinear Properties of Ferromagnet // *Russian Journal of Nondestructive Testing.* 2018. V. 54. P. 849—854. <https://elibrary.ru/item.asp?id=38674783>
15. *Nikitin A.V., Mikhailov A.V., Petrov A.S., Popov S.E., Gobov Y.L.* A Technique for Practical Reconstruction of The Form Parameters of Surface Two-Dimensional Defects Taking Into Account Nonlinear Properties of a Ferromagnet // *Russian Journal of Nondestructive Testing.* 2021. V. 57. No. 12. P. 1103—1112. [*Никитин А.В., Михайлов А.В., Петров А.С., Попов С.Э., Гобов Ю.Л.* Методика практического восстановления параметров формы поверхностных двухмерных дефектов с учетом нелинейных свойств ферромагнетика // *Дефектоскопия.* 2021. № 12. С. 46—55.]
16. Гистерезисограф Remagraph C-500. <https://www.magnet-physik.de/upload/18657995-Remagraph-C-e-3123.pdf>
17. Источник питания, 0-60V-10A 1xLED (КНР). <https://www.chipdip.ru/product/qj6010e>
18. Трехосный цифровой датчик Холла, ALS31300. <https://www.allegromicro.com/>

## ТЕПЛОВОЙ НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ КОМПОЗИЦИОННЫХ И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ МЕТОДОМ АДДИТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

© 2022 г. А.О. Чулков<sup>1,\*</sup>, В.П. Вавилов<sup>1</sup>, Д.Ю. Кладов<sup>1</sup>, В.А. Юркина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный Исследовательский Томский политехнический университет,  
Россия 634050 Томск, пр-т Ленина, 30  
E-mail: \*chulkovao@tpu.ru

Поступила в редакцию 15.09.2022; после доработки 30.09.2022  
Принята к публикации 30.09.2022

Описано применение активного теплового контроля с использованием оптического нагрева и ультразвуковой стимуляции для изделий, изготовленных методом аддитивных технологий, а именно: углепластиковых композитов с ударными повреждениями и расслоениями, строительных стеновых панелей с воздушными каналами и металлических цилиндров с дефектами сплошности. Применение теплового метода наиболее эффективно в случае материалов, характеризующихся существенным затуханием ультразвука, что препятствует использованию стандартного УЗ-контроля. Нарушения сплошности малых размеров целесообразно выявлять с помощью УЗ ИК-термографии, поскольку в этом случае локальные температурные сигналы возникают только в дефектных зонах за счет трения стенок дефектов, в то время как температура основного материала не изменяется.

*Ключевые слова:* тепловой контроль, неразрушающий контроль, аддитивные технологии, композиционные материалы, оптическая стимуляция, ультразвуковая стимуляция.

DOI: 10.31857/S0130308222110069, EDN: BUMIGF

### ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение дефектов в объектах, изготовленных методом аддитивных технологий (3D-печати), является определенным вызовом для неразрушающего контроля (НК) и представляет определенные трудности для использования традиционных методов испытаний. 3D-печать реализует различные технологические принципы и связана с послойным изготовлением изделий, причем как отдельные слои, так и режимы производства не могут быть абсолютно однородными, поэтому в таких изделиях возможно возникновение специфических дефектов, в частности избыточной пористости, зон отсутствия синтеза, трещин, расслоений и др. [1—3]. Соответственно, традиционные методы неразрушающего контроля «напечатанных» деталей не всегда эффективны, поэтому Американское общество неразрушающего контроля (ASNT) разработало специальные нормативные документы по НК изделий, изготовленных с помощью аддитивных технологий [4]. В первую очередь анализ применимости методов НК в аддитивных технологиях был выполнен в авиакосмической отрасли [5]. Наиболее часто в аддитивных технологиях применяют ультразвуковые методы [6—8], рентгеновскую компьютерную томографию [9—11], инфракрасную (ИК) термографию и ряд других [12—14].

Метод активного теплового неразрушающего контроля (ТНК) в основном применяют для обнаружения дефектов в полимерных композиционных материалах и теплозащитных покрытиях, используемых в авиационной и ракетно-космической технике. Данным методом контролируют преимущественно углерод-углеродные, углепластиковые и стеклопластиковые композиты, сотовые панели, а также двухслойные конструкции металл—неметалл. Тепловой метод продемонстрировал определенные успехи при контроле 3D-напечатанных деталей, однако и его результаты существенно зависят от параметров печати и теплофизических свойств материала [11, 12].

Классический метод активного ТНК основан на импульсном оптическом нагреве контролируемой поверхности и одновременной регистрации температурных сигналов с помощью тепловизора. На практике, ввиду ограничения доступа к обеим поверхностям листовых объектов контроля, в основном применяют одностороннюю процедуру ТНК, т.е. источник нагрева и тепловизор устанавливают с одной стороны контролируемого объекта. В последние годы, благодаря существенному прогрессу инфракрасной (ИК) техники, новое развитие получил метод тепловизионного сканирования, который ранее реализовали с помощью строчно-сканирующих ИК радиометров. Суть метода заключается в перемещении объекта контроля перед неподвижными нагревателем и тепловизором (либо наоборот), что обеспечивает непрерывный нагрев и регистрацию температуры на его поверхности объекта. Тепловизионное сканирование применяют для контроля крупногабарит-

ных плоских и цилиндрических изделий с использованием роботизированных систем и сканирующих самодвижущихся тепловых дефектоскопов.

Для контроля «слипнутых» дефектов, т.е. обладающих физическим контактом поверхностей, эффективен метод ультразвуковой ИК термографии, предусматривающий стимуляцию дефектов с помощью магнитострикционных или пьезокерамических преобразователей [15]. Данный метод является контактным, однако изменение температуры в процессе контроля, вызванное трением стенок дефектов, происходит лишь в дефектных зонах, что обеспечивает их надежную идентификацию на фоне «холодного» изделия.

В настоящей работе, носящей экспериментальный характер, продемонстрированы возможности активного ТНК для обнаружения дефектов в изделиях различного типа, изготовленных методом аддитивных технологий, с использованием различных способов тепловой стимуляции дефектов.

## ИМПУЛЬСНЫЙ ОДНОСТОРОННИЙ ТНК КОМПОЗИТОВ

### Обнаружение ударных повреждений в композите

Возможности импульсного ТНК продемонстрировали на образцах с ударными повреждениями, изготовленных методом 3D-печати с применением непрерывных волокон кевлара и углерода. Ударные повреждения характеризовались энергией до 15 Дж, а испытания заключались в анализе изменения кажущейся тепловой инерции с ростом энергии ударов.

Образцы были напечатаны на принтере Markforged Mark Two, имели размеры 90×80×3,2 мм и массу 27 г. Образец № 1 был изготовлен из углеродных волокон, образец № 2 — из волокон кевлара, а в образце № 3 внешние 15 слоев с одной стороны и 4 слоя с другой стороны были выполнены из волокон кевлара, а внутренние 10 слоев — из углеродных волокон. Пример эталонного образца приведен на рис. 1. В процессе ТНК использовали ксеноновые импульсные лампы, а температуру регистрировали с помощью тепловизора Opttris PI450.

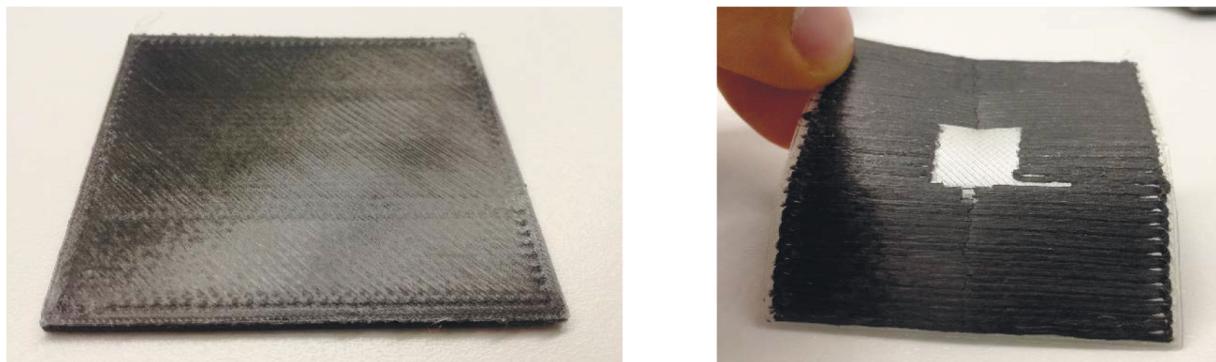


Рис. 1. Образец № 1 (слева) и пример печати непрерывным углеродным волокном (справа).

На рис. 2 приведены результаты одностороннего ТНК образцов в виде карт кажущейся тепловой инерции, иллюстрирующих образование дефектов в зоне механических ударов суммарной мощностью 15 Дж. Видно, что наименьшее изменение тепловой инерции имеет место в образце № 3, комбинирующем волокна кевлара и углерода. Это свидетельствует о низкой степени разрушения данного образца под воздействием ударов. Заметим, что общая энергия ударов 15 Дж является сравнительно малозначимым эксплуатационным дефектом, по крайней мере в авиации.

### Выявление расслоений и утонений

Тепловой метод также применим для обнаружения расслоений и утонений в изделиях, изготовленных методом аддитивных технологий. Ниже описаны результаты ТНК дефектов в пластине размерами 320×340×10 мм, изготовленной из ABS-пластика с добавлением углеволокна. Образец содержал 20 плоскодонных дефектов (4 ряда по 5 дефектов в каждом), имитирующих расслоения

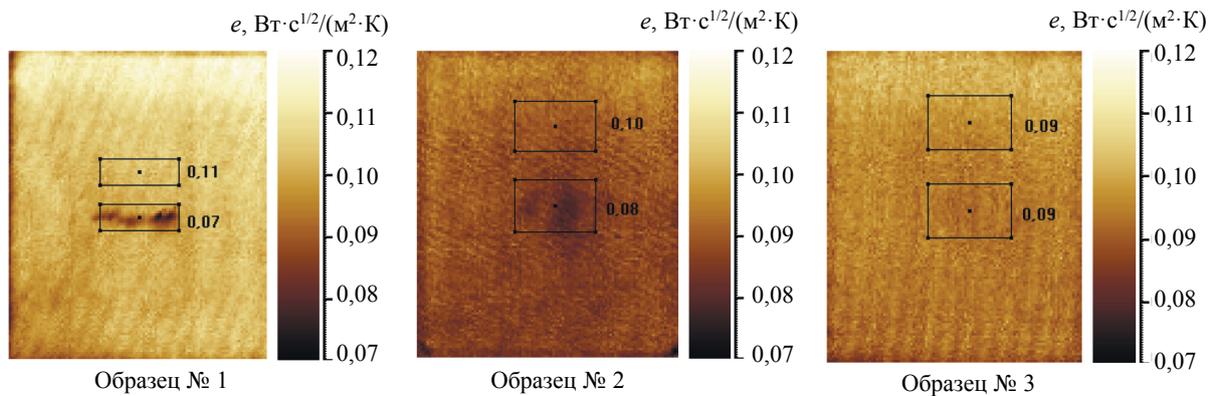


Рис. 2. Карты кажущейся тепловой инерции образцов после пяти ударов с суммарной энергией 15 Дж, седьмая секунда контроля.

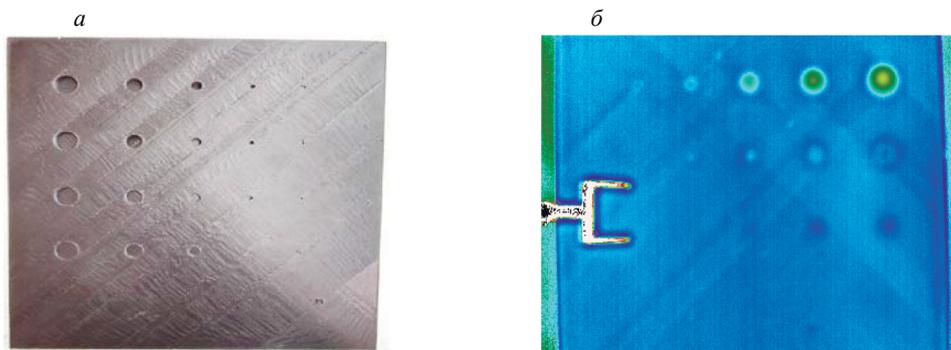


Рис. 3. ТНК плоскодонных дефектов в пластине из ABS-пластика с добавлением углеволокна: фотография обратной поверхности образца (а); тепловая фазограмма передней поверхности образца (1-я гармоника) (б).

и утонения. В каждом ряду дефекты имели одинаковую глубину, но различные диаметры: 19, 14, 9, 4 и 2 мм. Дефекты каждого ряда имели глубину 8, 6, 5 и 1,5 мм соответственно. Применяли одностороннюю процедуру ТНК на передней поверхности образца, которую нагревали с помощью двух галогенных ламп общей мощностью 2 кВт, а температуру регистрировали с помощью тепловизора Opttris PI 450.

При остаточной толщине пластины 2 мм были выявлены все плоскодонные дефекты, в то время как при остаточной толщине 4 мм надежно обнаруживались 4 дефекта (не был выявлен дефект диаметром 2 мм). Из ряда дефектов с остаточной толщиной 5 мм идентифицированы 3 дефекта с наибольшим диаметром, при остаточной толщине 8,5 мм не было выявлено ни одного дефекта.

Следует отметить, что применение стандартного ультразвукового (УЗ) контроля данного образца с использованием датчиков с частотой 2,5 МГц оказалось безуспешным ввиду существенного затухания УЗ колебаний в композите.

### КОНТРОЛЬ ДЕФЕКТОВ В СТРОИТЕЛЬНЫХ СТЕНОВЫХ ПАНЕЛЯХ МЕТОДОМ СКАНИРОВАНИЯ

Проблема НК изделий, выполненных с помощью аддитивных технологий, относится не только к волоконным материалам. Например, строительные стеновые панели, изготовленные способом полимеризации исходного материала под действием ультрафиолетового излучения, могут содержать полости и расслоения, которые не выявляются классическим УЗ НК ввиду рыхлой структуры материала. Результаты испытаний таких панелей методом сканирующего ТНК приведены ниже. Фрагмент стеновой панели размерами 135×65×16 мм содержал дефекты в виде воздушных кана-

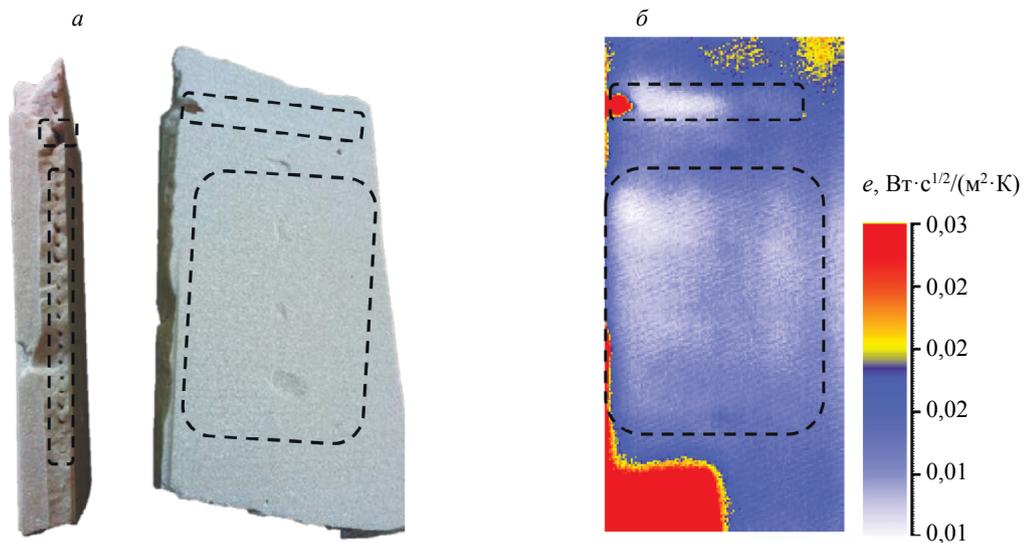


Рис. 4. Результаты сканирующего теплового контроля фрагмента строительной стеновой панели, изготовленной методом аддитивных технологий: фотография образца — вид сбоку и спереди (а); карта кажущейся тепловой инерции (б).

лов диаметром до 2 мм, расположенных на глубине 3 мм от одной из поверхностей (см. фотографию образца на рис. 4а). При перемещении объекта контроля сначала в зоне действия оптического нагревателя мощностью 2 кВт, а затем в поле зрения тепловизора FLIR A325, вышеуказанные дефекты были выявлены по локальным повышениям температуры. Наилучшие дефектные отметки, соответствующие несплошностям основного материала, возникающим при его послойном изготовлении, были получены на картах кажущейся тепловой инерции (рис. 4б).

### УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ИНФРАКРАСНАЯ ТЕРМОГРАФИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ

Как отмечено выше, метод УЗ ИК термографии применяют для обнаружения узких трещин и слипнутых расслоений, причем «полезные» температурные сигналы возникают только в зоне дефектов. Применение данного метода НК позволяет выявлять поверхностные и скрытые трещины, например в турбинных лопатках.

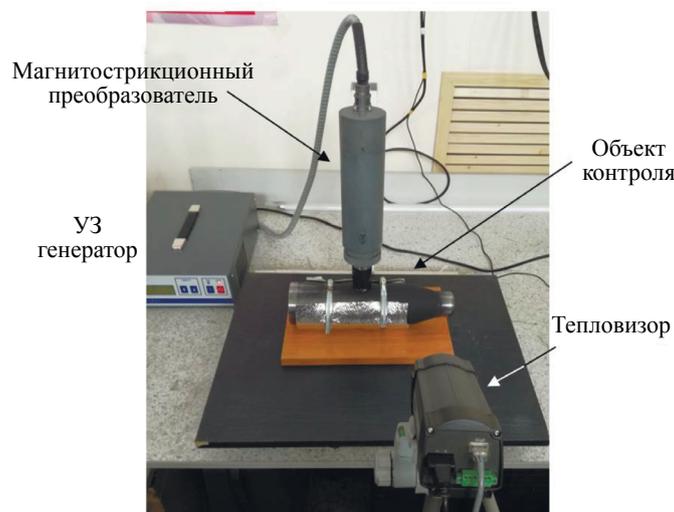


Рис. 5. УЗ ИК термографический контроль металлического цилиндра, изготовленного методом порошкового спекания.

Эффективность метода УЗ ИК термографии металлических изделий, изготовленных методом порошкового спекания, была продемонстрирована на примере полого цилиндра с конусовидной частью (длина изделия 270 мм, диаметр с одного края 90 мм и 45 мм — с другого края, толщина стенки — 3 мм, см. рис. 5). УЗ стимуляцию образца осуществляли с помощью магнитострикционного преобразователя мощностью 0,3 кВт, работавшего на частоте 22 кГц, температурное поле регистрировали тепловизором FLIR A325.

Перед испытаниями образец был окрашен черной матовой краской для повышения коэффициента излучения, а для надежного ввода УЗ колебаний образец был зафиксирован в оснастке с помощью двух хомутов.

На рис. 6 приведены термограммы образца в процессе УЗ-стимуляции, осуществлявшейся в течение 10 с. Видно, что в зоне перехода цилиндрической части изделия в коническую возникают локальные источники тепловыделения, что вызвано нарушениями технологии печати. Различие температуры в дефектной и бездефектной областях (до 1 °С) проиллюстрировано температурными временными профилями на рис. 6.

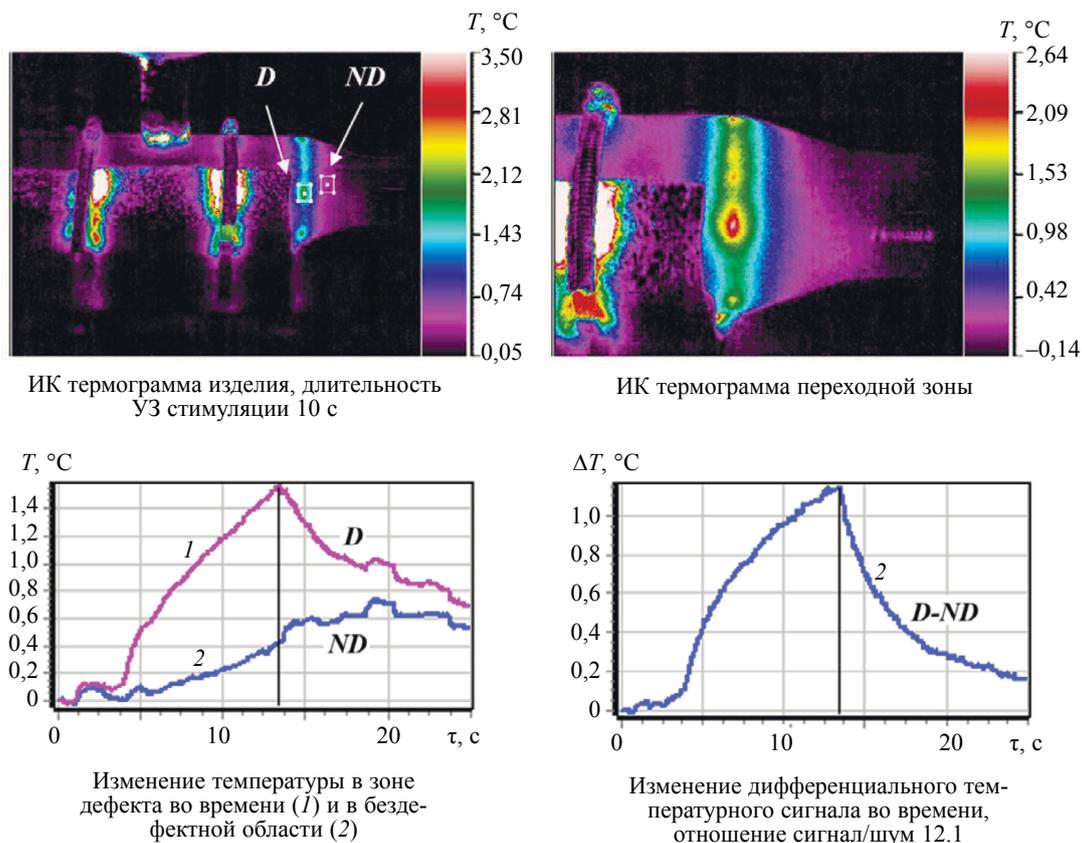


Рис. 6. Результаты УЗ ИК контроля цилиндрического изделия из металла, изготовленного методом аддитивных технологий.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты ТНК с использованием оптического нагрева и УЗ стимуляции демонстрируют пригодность данного метода для неразрушающих испытаний изделий, изготовленных методом аддитивных технологий. Применение теплового метода наиболее эффективно в случае материалов, характеризующихся существенным затуханием ультразвука, что препятствует использованию стандартного УЗ контроля. Нарушения сплошности малых размеров целесообразно выявлять с помощью УЗ ИК термографии, поскольку в этом случае локальные температурные сигналы возникают только в дефектных зонах за счет трения стенок дефектов, в то время как температура основного материала не изменяется.

Настоящие исследования выполнены в рамках грантов Российского научного фонда № 22-29-01469 (методики обработки данных, постановка эксперимента) и № 22-19-00103 (математическое моделирование).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Higginbotham K.* Additive Manufacturing // NDE Tasks Applicable to SLS. MSFC Advanced Development Office. 2014.
2. *Aleshin N.P., Murashov V.V., Evgenov A.G., Shchipakov N.A., Vasilenko S.A., Krasnov I.S.* The classification of flaws of metal materials synthesized by the selective laser melting method and the capabilities of nondestructive testing methods for their detection // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2016. V. 52. No. 1. P. 38—43. DOI: 10.1134/S1061830916010022
3. *Liu P., Yi K., Jeon I., Sohn H.* Porosity inspection in directed energy deposition additive manufacturing based on transient thermoreflectance measurement // NDT & E International. 2021. V. 122. DOI: 10.1016/j.ndteint.2021.102491
4. ASTM WK43031. New Guide for Nondestructive Testing of Additively Manufactured Parts Used in Aerospace Applications. American Society for Testing and Materials. West Conshohocken. 2014. [astm.org/WorkItems/WK47031.htm](http://astm.org/WorkItems/WK47031.htm)
5. *Waller J., Parker B.H., Hodges K.L., Walker J.L.* Nondestructive Evaluation of Additive Manufacturing State-of-the-Discipline Report // Report number: NASA/TM. 2014. DOI: 10.13140/RG.2.1.1227.9844.
6. *Yanga C.H., Jeyaprakash N., Chan C.K.* Inhomogeneous mechanical properties in additively manufactured parts characterized by nondestructive laser ultrasound technique // NDT & E International. 2020. V. 116. DOI: 10.1016/j.ndteint.2020.102340
7. *Aleshin N.P., Grigor'ev M.V., Murashov V.V., Krasnov I.S., Krupnina O.A., Smorodinckii Ya.G.* Assessing the results of ultrasonic testing of additive manufactured parts with alternative methods // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2016. V. 52. P. 691—696. DOI: 10.1134/S1061830916120032
8. *Lopez A.B., Santos J., Sousa J.P., Santos T.G., Quintino L.* Phased Array Ultrasonic Inspection of Metal Additive Manufacturing Parts // Journal of Nondestructive Evaluation. 2019. V. 38. P. 62. DOI: 10.1007/s10921-019-0600-y
9. *Kim F.H., Pintar A., Obaton A.-F., Fox J., Tarr J., Donmez A.* Merging experiments and computer simulations in X-ray Computed Tomography probability of detection analysis of additive manufacturing flaws // NDT & E International. 2021. V. 119. DOI: 10.1016/j.ndteint.2021.102416
10. *Aleshin N.P., Grigor'ev M.V., Krupnina O.A., Shchipakov N.A.* Some Specific Features of Studying Additive-Manufactured Parts by X-Ray Computed Tomography // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2018. V. 54. P. 271—277. DOI: 10.1134/S1061830918040022
11. *Petro S., Reina C., Moroni G.* X-ray CT-Based Defect Evaluation of Continuous CFRP Additive Manufacturing // Journal of Nondestructive Evaluation. 2021. V. 40. DOI: 10.1007/s10921-020-00737-7
12. *Wallace N.J., Crane N.B., Jones M.R.* Defect measurement limits using flash thermography with application to additive manufacturing // NDT & E International. 2022. V. 128. DOI: 10.1016/j.ndteint.2022.102615
13. *Иванов А.Д., Минаев В.Л., Вишняков Г.Н.* Неразрушающий контроль изделий, изготовленных с использованием аддитивного производства, оптическими методами заводская лаборатория // Диагностика материалов. 2019. Т. 85. № 10. С. 76—82. DOI: 10.26896/1028-6861-2019-85-10-76-82
14. *Shagdyrov B.I., Chulkov A.O., Vavilov V.P., Kaledin V.O., Omar M.* Active thermal testing of impact damage in 3D-printed composite materials // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2020. V. 56. No. 12. P. 1083. DOI: 10.1134/S1061830920120098
15. *Будадин О.Н., Вячкин Е.С., Вячкина Е.А., Каледин В.О., Козельская С.О.* Экспериментальные исследования ультразвуковой тепловой томографии (уз-термотомографии) композитных материалов // Контроль. Диагностика. 2019. № 6. С. 56—60.

## ПРОЕКТИРОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО 3D-МИКРОТОМОГРАФА НА ОСНОВЕ ЕГО «ЦИФРОВОГО ДВОЙНИКА»

© 2022 г. В.И. Сырямкин<sup>1,\*</sup>, С.А. Клестов<sup>1,\*\*</sup>, С.Б. Сунцов<sup>1,\*\*\*</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
Россия 634050 Томск, пр-т Ленина, 36

E-mail: \*svi\_tsu@mail.ru; \*\*klestov\_simon@mail.ru; \*\*\*s.b.suntsov@mail.ru

Поступила в редакцию 13.07.2022; после доработки 19.09.2022

Принята к публикации 07.10.2022

Интеллектуальные системы неразрушающего контроля целесообразнее строить в виде «Цифрового двойника», который позволяет ускорить процесс проектирования за счет подбора оптимальных параметров и характеристик микротомографа. Описывается проектирование рентгеновского 3D-микротомографа на основе его «Цифрового двойника». Приводится оценка потенциальной точности томографа, блок-схема «Цифрового двойника», схема системы автоматизированного проектирования и операторная схема алгоритма работы рентгеновского 3D-микротомографа.

*Ключевые слова:* «Цифровой двойник», рентгеновский 3D-микротомограф, алгоритм, система автоматизированного проектирования.

DOI: 10.31857/S0130308222110070, EDN: BUNFXQ

### ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновская микротомография имеет широкий спектр областей применения за счет возможности достижения высокой степени детализации и высокой точности восстановления и анализа 3D-модели (образца). Это дает возможность применять метод рентгеновской томографии для осуществления неразрушающего контроля качества материалов и изделий в производственно-технологических целях во многих отраслях промышленности и науки [1—5].

Рентгеновская микротомография позволяет получить полные сведения о внутренней пространственной микроструктуре образца с микронным и субмикронным пространственным разрешением, сохраняя структуру образца.

При проектировании цифрового 3D-микротомографа являются актуальными такие вопросы, как оценка потенциальной точности томографа и его проектирование с заданными характеристиками на основе цифровых двойников.

Термин «Цифровой двойник» (digital twin) был введен Майклом Гривзом в Мичиганском университете в 2011 году [6, 7]. Идея уже была сформулирована Гривзом в 2002 году, но тогда была названа «моделью зеркальных пространств» (mirrored spaces model). По определению Гривза, концепция цифрового двойника состоит из реального и виртуального пространств. Виртуальное пространство содержит как всю информацию, собранную из реального пространства, так и подробное (обычно численное) описание физического устройства или процесса от микроскопического уровня до геометрического макроскопического уровня. Описание, предоставленное цифровым двойником, должно быть «практически неотлично от своего физического аналога» [8].

«Цифровой двойник» — это цифровая (виртуальная) модель любых объектов, систем, процессов или людей. Она точно воспроизводит форму и действия оригинала и синхронизирована с ним [6].

«Цифровой двойник» нужен, чтобы смоделировать, что будет происходить с оригиналом в тех или иных условиях. Это помогает, во-первых, сэкономить время и средства (например, если речь идет о сложном и дорогостоящем оборудовании), а, во-вторых, избежать вреда для людей и окружающей среды [2].

Важное требование в концепции цифрового двойника заключается в том, что он должен быть динамическим и постоянно обновляемым представлением реального физического продукта, устройства или процесса. Статическая модель реального пространства не является цифровым двойником. Реальное и виртуальное пространства связаны, начиная от самого производства и эксплуатации изделия устройства или процесса и заканчивая его ликвидацией. Информация с датчиков, отчеты от пользователей и другие данные, получаемые в процессе производства и эксплуатации, должны непрерывно передаваться цифровому двойнику. В свою очередь различные прогнозы

и оценки, управляющие параметры и другие переменные, которые могут использоваться для разработки и эксплуатации реального устройства, должны непрерывно передаваться обратно из виртуального пространства в реальное [6—10].

### ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ ТОМОГРАФА

Механизм влияния уровня шумов приемника рентгеновского микротомографа (РМТ) на разрешение приемной системы иллюстрируется на рис. 1. Здесь показан отклик системы на точечное входное воздействие в отсутствие шумов (для наглядности приведен двумерный график, так что  $S(X)$  можно рассматривать как срез восстановленного в томографе изображения при фиксированном  $Y$ ) — кривая 1. Кривая 2 на рис. 1 представляет случайную реализацию  $\delta$ -коррелированного шума, моделирующего собственные шумы приемной системы. Кривая 3 — сумма полезного сигнала и шума. Если под сигналом понимать интенсивность восстановленного изображения, то для различения двух точечных объектов необходимо, чтобы их отклики пересекались на уровне ниже  $L = 0,5$ . Разнос при этом точечных объектов определяет разрешение приемной системы. Наличие шумов случайным образом смещает по оси абсцисс момент превышения порогового значения  $L$ , увеличивая, таким образом, необходимый для разрешения разнос между объектами на случайную величину  $\Delta X$ .

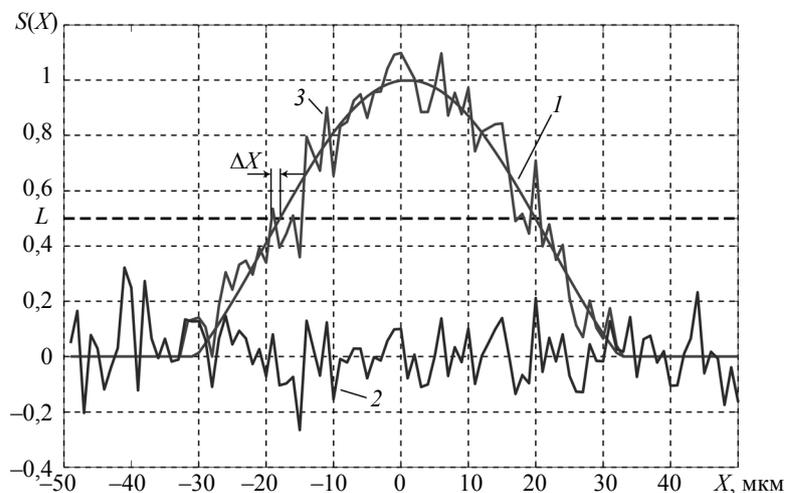


Рис. 1. Иллюстрация механизма влияния уровня шума в приемном тракте на разрешение приемной системы.

Для оценки разрешающей способности в присутствии шумов воспользуемся следующими простыми рассуждениями, справедливыми в случае малости среднеквадратичного отклонения шумового процесса  $\sigma_\xi$  по сравнению с пороговым уровнем  $L$ . Пусть в отсутствие флуктуационного шума пороговое значение  $L$  превышает в некоторой точке  $X'_0$ , определяемой равенством:

$$S(X'_0) = L.$$

При наличии флуктуаций  $\xi(X)$  превышение уровня произойдет в другой точке  $X_1 = X'_0 - \Delta$ , где  $\Delta$  — смещение точки превышения уровня  $L$ . Величину смещения находим из уравнения:

$$S(X'_0 - \Delta) + \xi(X'_0 - \Delta) = L.$$

Если флуктуации  $\xi(X)$  малы, то смещение  $\Delta$  также будет малой величиной. В этом случае левую часть последнего равенства можно разложить в ряд Тейлора в окрестности точки  $X'_0$  и ограничиться линейными относительно  $\Delta$  членами:

$$S(X'_0 - \Delta) + \xi(X'_0 - \Delta) \approx S(X'_0) + \xi(X'_0) - [S'(X'_0) + \xi'(X'_0)]\Delta = L,$$

где  $\dot{S}(X'_0)$  и  $\dot{\xi}(X'_0)$  — крутизна отклика системы на точечный объект на уровне  $L$  и шумовых флуктуаций в той же точке соответственно. Для величины  $\Delta$  отсюда легко получить явное выражение:

$$\Delta = \frac{\xi(X'_0)}{\dot{S}(X'_0) + \dot{\xi}(X'_0)} = \frac{\xi(X'_0)}{\dot{S}(X'_0)(1 + \frac{\dot{\xi}(X'_0)}{\dot{S}(X'_0)})} \approx \frac{\xi(X'_0)}{\dot{S}(X'_0)} \left[ 1 - \frac{\dot{\xi}(X'_0)}{\dot{S}(X'_0)} + \dots \right].$$

Если считать, что дисперсия производной флуктуационного шума  $\dot{\xi}(X'_0)$  много меньше величины  $\dot{S}(X'_0)$ , получаем простое выражение для среднеквадратического отклонения величины  $\Delta$ , определяющее ухудшение разрешения из-за наличия шумов в приемном тракте:

$$\sigma_{\Delta} = \frac{\sigma_{\xi}}{\dot{S}(X'_0)}.$$

Отклик приемной системы на точечный объект хорошо аппроксимируется функцией вида  $\frac{\sin x}{x}$ . Эта функция пересекает значение 0,5 в точке  $X'_0 = 1,95$ . Значение производной в этой точке равно:

$$\dot{S}(X'_0) = \left. \frac{\cos x}{x} - \frac{\sin x}{x^2} \right|_{x=1,95} = 0,4341.$$

Среднеквадратическое отклонение шумовых флуктуаций оценим из следующих соображений. В приемной системе используется 16-разрядный АЦП. Как показали результаты экспериментов, младшие 4 разряда являются шумовыми. Хорошо известно, что тепловые флуктуации уровня сигнала с хорошей точностью подчиняются нормальному закону распределения. Тогда диапазон значений, равный  $3 \cdot \sigma_{\xi}$  содержит 99 % всех шумовых отсчетов. С учетом нормировки функции реакции системы на точечный объект на максимальное значение, равное при 16-разрядном представлении  $(2^{16} - 1) \frac{w}{\Delta_2} = 65535 \cdot 1024 = 67107840$  ( $w = 0,0272$  м — линейный размер приемной апертуры), для  $\sigma_{\xi}$  получаем оценочное значение:

$$\sigma_{\xi} \approx \frac{2^4}{3 \cdot (2^{16} - 1) \cdot 1024} = 8 \cdot 10^{-8}.$$

Еще один источник белого гауссова шума в системе — процедура квантования входных отсчетов, выполняемая при аналого-цифровом преобразовании. Оценка дисперсии шумов квантования определяется выражением  $\sigma_{\eta}^2 = \frac{\varepsilon^2}{12}$ , где  $\varepsilon$  — шаг квантования. При оценке отношения сигнал/шум в восстановленном томографическом изображении будем предполагать, что спектральная обработка сигналов выполняется по алгоритмам Кули—Тьюки быстрого преобразования Фурье по основанию 2. Базовой вычислительной операцией алгоритма в этом случае является так называемая «бабочка». Каждая «бабочка» содержит одно комплексное умножение, что эквивалентно 4 умножениям вещественных чисел. Каждый выходной отсчет определяется вычислениями  $N/2$  «бабочек» на первом этапе алгоритма Кули—Тьюки,  $N/4$  — на втором,  $N/8$  — на третьем и так далее. Таким образом, количество бабочек можно представить как сумму последовательности  $2^{v-1}(1 + \frac{1}{2} + \dots + \frac{1}{2^{v-1}}) = 2^v(1 - \frac{1}{2^v}) = N - 1$ , где  $N = 2^v$  — длина входной последовательности. Ошибки квантования в разных бабочках не коррелированы и мы получаем  $4(N - 1)$  ошибок квантования, влияющих на каждый отсчет результатов вычислений. Таким образом, дисперсия шума квантования на выходе вычислителя может быть получена как  $\sigma^2 = 4(N - 1) \frac{\varepsilon^2}{12} \approx \frac{N\varepsilon^2}{3}$ . Если разрядность вычислений на каждом этапе ограничить  $b$  разрядами, то  $\varepsilon = 2^{-b}$  и  $\sigma^2 = \frac{N2^{-2b}}{3}$ .

Традиционно при вычислении БПФ по алгоритму Кули—Тьюки используют прием, существенно снижающий уровень шумов квантования в спектральной области [7]. Этот прием заклю-

чается в делении результатов вычислений на каждом этапе на 2. При использовании этого приема оценку шумов квантования на выходе вычислителя можно получить в виде  $\sigma^2 = \frac{2}{3} \cdot 2^{-2b}$ , где  $b=16$ ,  $\sigma = 1,2459 \cdot 10^{-5}$ .

Величина  $\sigma_{\Delta} = \frac{\sqrt{\sigma_{\xi}^2 + \sigma^2}}{\dot{S}(X'_0)} \approx \frac{1,25 \cdot 10^{-5}}{0,4341} = 28,8 \cdot 10^{-6}$  м характеризует ухудшение разрешения

системы из-за тепловых шумов приемной системы и шумов квантования АЦП.

Общее разрешение всей системы  $\delta$  можно оценить, суммируя величины  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  и  $\sigma_{\Delta}$ :

$$\delta = 1,2\sqrt{\lambda d} + \frac{2 \cdot \Delta y}{\cos(\Delta\varphi)} + \sigma_{\Delta} \approx 5,5 \text{ мкм.}$$

Более точную проверку можно будет обеспечить после реализации алгоритма с помощью восстановления стандартной модели фантома Шеппа—Логина или подобными, и с помощью метрологического эталона на физически полученных с него теневых проекциях.

### БЛОК-СХЕМА «ЦИФРОВОЙ ДВОЙНИК» РЕНТГЕНОВСКОГО 3D-МИКРОТОМОГРАФА

Рассмотрим применение «Цифрового двойника» на примере рентгеновского 3D-микротомографа. Блок-схема «Цифровой двойник» рентгеновского 3D-микротомографа представлена на рис. 2.

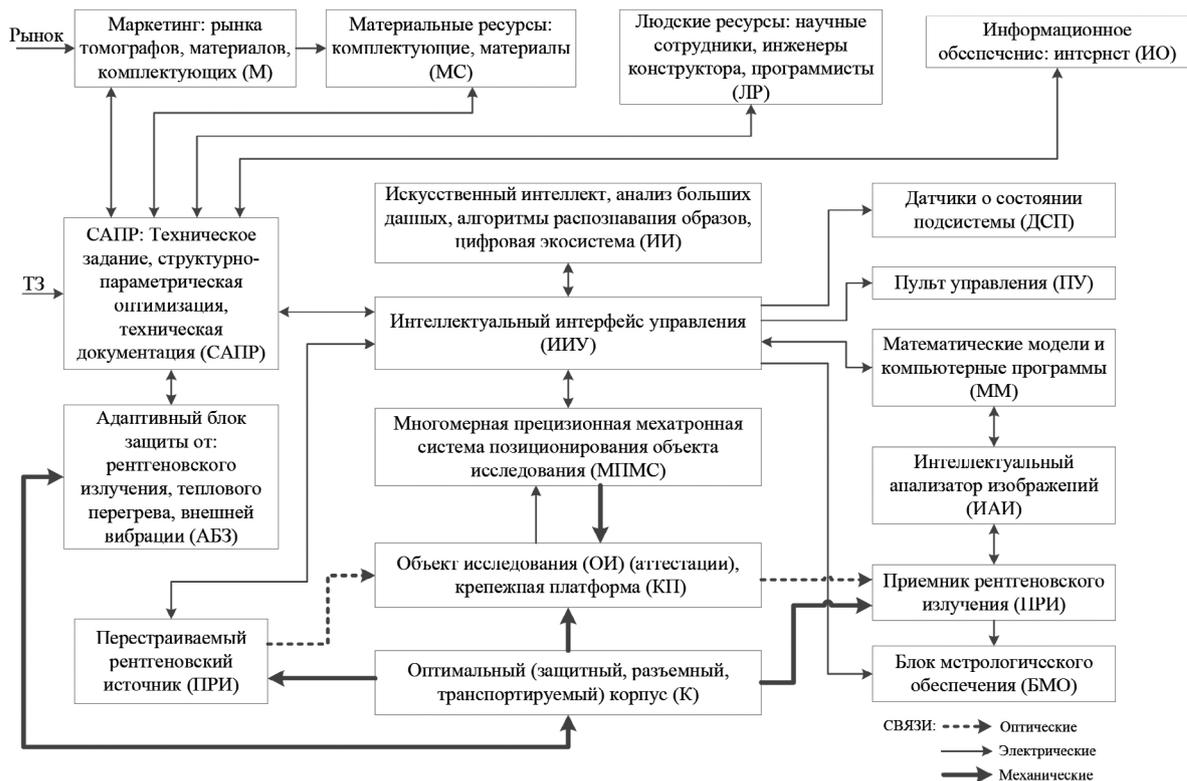


Рис. 2. «Цифровой двойник» рентгеновского 3D-микротомографа.

Работа начинается с изучения области применения томографа и анализа технического задания (ТЗ), которое используется блоком Системы автоматизированного проектирования (САПР) для проектирования, включая структурно-параметрическую оптимизацию и разработку технической

документации. При этом используется информация рынка (маркетинг (М) томографов, материалов и комплектующих), материальных и людских ресурсов (МС), а также информационное обеспечение (интернет) (ИО), искусственный интеллект (ИИ), анализ больших данных, алгоритмы распознавания образов, цифровая экосистема и математические модели, и компьютерные параметры (ММ). Связи с ИИ, ММ, САПР и другими блоками томографа обеспечиваются через интеллектуальный интерфейс управления (ИИУ). Далее создается виртуальный макет томографа, состоящего из перестраиваемого рентгеновского источника (ПРИ), многомерного прецизионного мехатронного устройства (системы) позиционирования объекта исследования (МПМС), объекта исследования (аттестации) (ОИ), размещаемого на крепежной платформе (КП), и приемника рентгеновского излучения (ПРИ). МПМС обеспечивает смещения, повороты и развороты в разных плоскостях в прямоугольной системе координат ОИ различных габаритов и типов материалов, микросхем, плат с блоков радиоэлектронной аппаратуры и др. ПРИ, МПМС, КП, ОИ и приемник рентгеновского излучения (ПРИ) размещаются в оптимальном (защитном, разъемном, транспортируемом) корпусе (К), который обеспечивает защиту рабочего места оператора от рентгеновского излучения, теплового перегрева и внешней вибрации (АБЗ). Метрологическое обеспечение томографа осуществляется соответствующим блоком (БМО). Моделирование функционирования томографа осуществляется в автоматическом или автоматизированном режиме; для этого используется пульт управления (ПУ). После выполнения процесса моделирования томографа изготавливается и исследуется макет прибора. Далее этот опытный экземпляр прибора функционирует в реальных исследованиях материалов и элементов радиоэлектронной аппаратуры. В процессе работы томографа его характеристики и параметры сравниваются с его виртуальной моделью и корректируются. Для этого используется информация от датчиков о состоянии подсистемы (ДСП). Таким образом физическая и виртуальная модели РМТ идентичны.

### **СХЕМА СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО МИКРОТОМОГРАФА**

Предлагается следующая схема системы автоматизированного проектирования (САПР) рентгеновского микротомографа (РМТ), изображенная на рис. 3. Схема представляет собой итерационный процесс. Проектирование РМТ — это совокупность задач синтеза (выбор структуры и численных значений параметров разрабатываемых систем) и анализа (исследования синтезированной системы). Этап синтеза может повторяться, если будут отрицательны результаты анализа. В случае удовлетворительного результата итерационного процесса на данном этапе детализации процесс проектирования переходит на следующий уровень проектирования [11—13].

На каждом уровне проектирования составляется модель РМТ, воплощенная в форме, отличной от действительной. Модели могут быть представлены в виде абстрактных математических формул (аналитическое моделирование), алгоритмов, позволяющих имитировать функционирование РМТ на ЭВМ (машинное моделирование), копий или макетов (физическое моделирование).

Процесс проектирования можно условно разделить на три этапа: верхний, нижний и промежуточный [14]. На первом (верхнем) этапе проектирования РМТ модель прибора представляется в виде содержательной модели, которая может описываться на естественном языке, поясняться схемами, эскизами, рисунками, чертежами, таблицами, графиками. Таким образом, содержательная модель представляется на одном из «входных» языков САПР РМТ. При этом техническое задание необходимо формализовать — привести к характеристикам, параметрам и выражениям, понятным САПР РМТ.

Второй уровень проектирования называют уровнем уточнения и параметризации модели. Этот уровень проектирования называют также уровнем синтеза математической модели, представляющей собой совокупность математических объектов (чисел, переменных векторов, множеств и т.п.) и отношений между ними, адекватно отражающих свойства системы с позиции разработчика. Поскольку часто среди вариантов структуры ищется наилучший в некотором смысле, то такую задачу синтеза называют структурной оптимизацией, а расчет параметров, оптимальных с позиции некоторого критерия при заданной структуре РМТ, называют параметрической оптимизацией.

Если информативность содержательной модели окажется недостаточной для построения математической модели, то следует вернуться на первый уровень проектирования и декомпозировать содержательную модель по подсистемам проектируемого РМТ. При выборе содержательной модели и структурном синтезе РМТ следует использовать функционально-стоимостный анализ, являющийся комплексным методом, позволяющим спроектировать оптимальный вариант структуры изделия. Синтез математической модели можно производить известными методами, используемыми

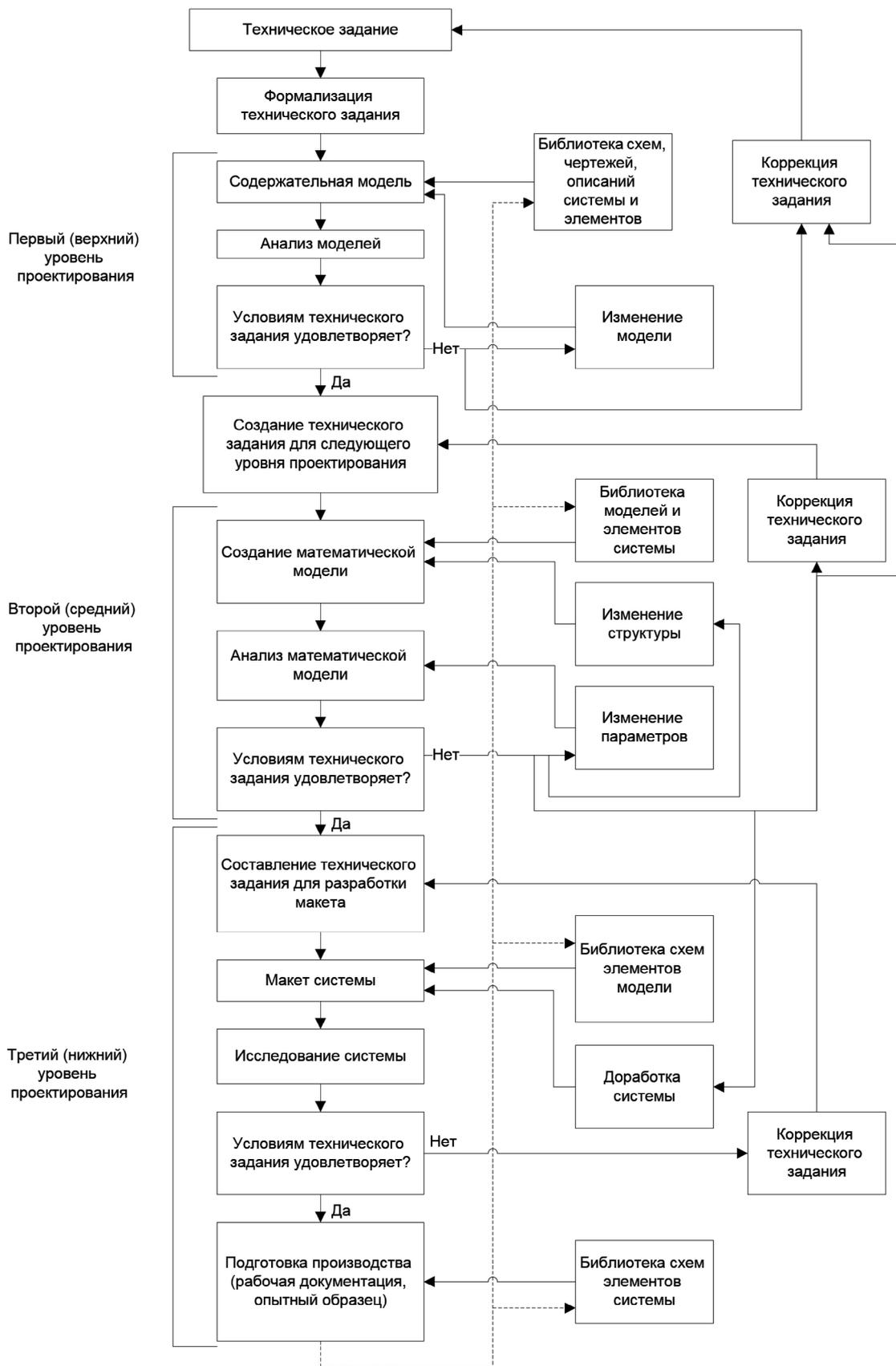


Рис. 3. Схема системы автоматизированного проектирования (САПР) рентгеновского микротомографа (PMT).

ми в САПР. Второй этап проектирования РМТ заканчивается составлением технического задания для следующего этапа проектирования.

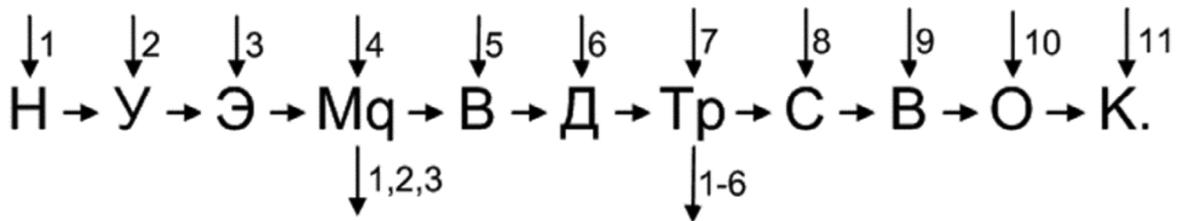
Третий (нижний) уровень проектирования должен содержать разработку прибора и заканчиваться этапом подготовки производства. В случае необходимости техническое задание на разработку макета может корректироваться по результатам его испытания. На этом этапе проектирования могут использоваться известные подсистемы САПР блоков РМТ.

Следует еще раз отметить, что по результатам каждого уровня проектирования могут корректироваться (уточняться) технические задания на данный этап, либо общее ТЗ на разработку РМТ (если это допустимо). После испытания макета и создания опытного образца проводится коррекция (исправление и дополнение) библиотек этапов. На рис. 2 это воздействие показано пунктирной линией.

Если произведен выбор содержательной модели, осуществлена структурная и параметрическая оптимизация РМТ, то следует установить основные параметры РМТ и разработать методику расчета зрительной системы.

### ОПЕРАТОРНАЯ СХЕМА АЛГОРИТМА РАБОТЫ РЕНТГЕНОВСКОГО МИКРОТОМОГРАФА

В общем виде операторная схема алгоритма работы РМТ запишется следующим образом:



Разъясним смысл введенных операторов.

1. Оператор **H** означает начало работы РМТ: узлы и блоки РМТ в целом подготавливаются к работе (возврат в исходное состояние, очистка памяти и т.п.) и вырабатывается команда для синхронизатора, определяющего последовательность операций.

2. Оператор **Y** означает подготовку и установку образца (объекта исследования) в рабочую зону (поверхность столика). Этой операции предшествует подготовка образца (обеспечение размеров образца).

3. Оператор **E** включает в себя электромеханическую систему и систему контроля параметров работы путем отображения на мониторе блока метрологического обеспечения.

4. Оператор **M** включает блок метрологического обеспечения, в том числе систему цветного телевизионного контроля, а также систему обеспечения безопасности РМТ. Здесь необходимо выполнения условия **q**: объект исследования не превышает требуемые размеры и физические характеристики (например, твердость, возникающие внешние вибрации не оказывают влияние на измерение), в противном случае управление переходит одному из операторов **H, Y, E**.

5. Оператор **B** включает высоковольтный источник питания и систему контроля стабильности его работы путем отображения на мониторе блока метрологического обеспечения.

6. Оператор **D** включает детектор, воспринимающий рентгеновский сигнал, проходящий через объект исследования. Детектор преобразует рентгеновский сигнал в аналоговый электрический, а затем в цифровой. Здесь включаются блоки питания и охлаждения детектора.

7. Оператор **T** формирует тестовые сигналы для проверки всех модулей (электронных, механических и программных), оценивает их состояние и выдает разрешающий сигнал в случае соответствия техническим требованиям РМТ. Здесь необходимо выполнение условия **p**: мощность рентгеновского излучения достаточна для проведения измерений, все модули РМТ функционируют правильно, в противном случае управление переходит на один из операторов **H, Y, E, M, B, D**.

8. Оператор **C** формирует массив двумерных изображений объекта при перемещении и вращении объекта исследования в рабочей зоне (т.е. считывание изображения при сканировании объекта исследования).

9. Оператор **B** формирует, обрабатывает и анализирует трехмерное изображение и выполняет следующие операции:

- а) восстанавливает 3D-изображение внутренней структуры материала;
  - б) обрабатывает изображение (фильтрует, позирует);
  - в) анализирует несплошности (дефекты) материала;
  - г) представляет цветное трехмерное изображение (раскрашивает несплошности).
10. Оператор **О** отображает и передает полученную информацию.  
 11. Оператор **К** свидетельствует об окончании работы РМТ.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

РМТ позволяет получить полные сведения о внутренней пространственной микроструктуре образца с микронным и субмикронным пространственным разрешением, сохраняя структуру образца [1—5]. Наличие уникального программного обеспечения позволяет представлять информацию в виде 3D модели и визуализировать внутреннюю структуру объекта, обнаруживать и отображать дефекты [15]. Примеры реконструированных материалов с помощью РМТ показаны на рис. 4—6. На рис. 4 приводится срез, полученный на микротомографе транзистора.

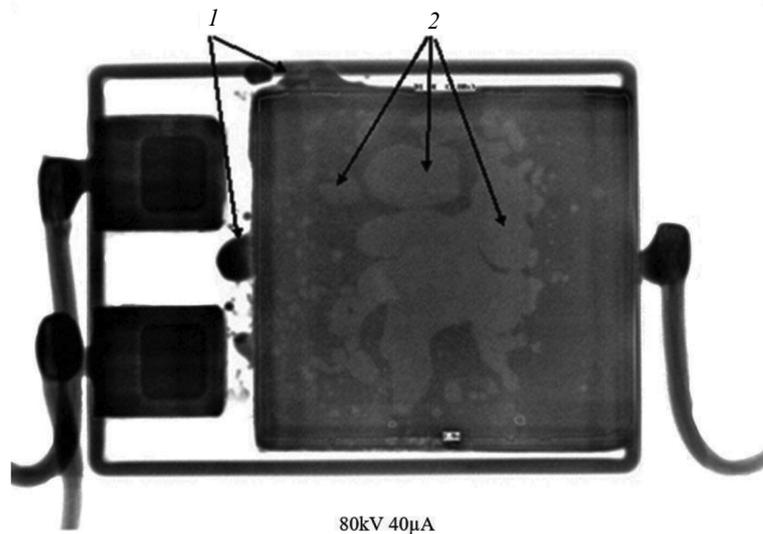


Рис. 4. Срез мощного транзистора: дефекты в виде растекшегося припоя и пор в пайке. Цифрой 1 обозначены дефекты растекшегося припоя, а цифрой 2 — поры в пайке.

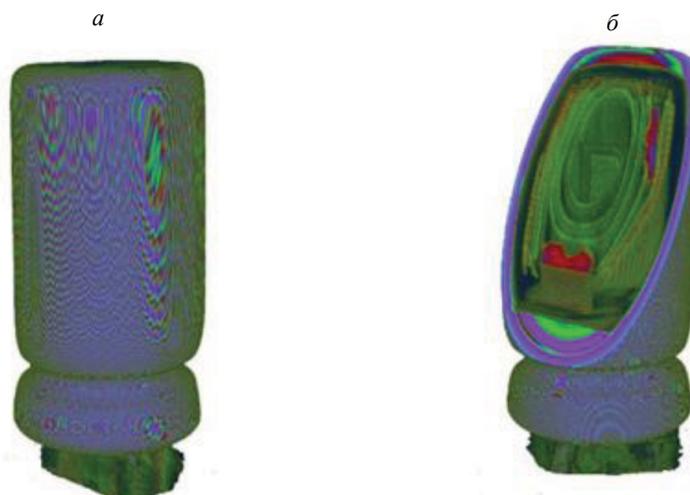


Рис. 5. Рентгеновская 3D-томография конденсатора:  
 а — рентгеновская реконструкция конденсатора; б — рентгеновская реконструкция конденсатора в разрезе.

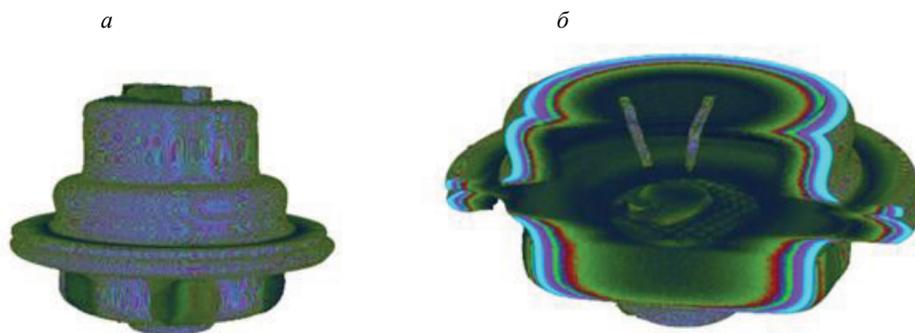


Рис. 6. Рентгеновская 3D-томография тиристора:  
*а* — рентгеновская реконструкция тиристора; *б* — рентгеновская реконструкция тиристора в разрезе.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в статье на основе обзора научно-технической литературы обосновано проектирование цифрового рентгеновского 3D-микротомографа на основе его цифрового двойника и дана оценка потенциальной точности томографа. Приведены экспериментальные исследования томографа, подтверждающие его работоспособность и точность работы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00389, <https://rscf.ru/project/22-19-00389/>

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сырямкин В.И. Цифровой рентгеновский 3D-микротомограф для диагностики материалов и элементов радиоэлектронной аппаратуры // Дефектоскопия. 2016. № 9. С. 29—38.
2. Klestov S.A., Syryamkin V.I., Suntsov S.B. Digital 3d X-ray microtomographic scanners for electronic equipment testing // Journal of Physics. Conference Series. International Conference «Actual Trends in Radiophysics», Tomsk, 01—04 October. 2019. Tomsk: Institute of Physics Publishing, 2020. P. 012045.
3. Syryamkin V.I., Klestov S.A., Suntsov S.B. Digital X-ray Tomography. Tomsk State University. 2nd edition. London: Red Square Scientific, Ltd., 2020. 200 p.
4. Klestov S.A., Kuznetsov D.N., Suntsov S.B. Digital 3d x-ray microtomographic scanners for electronic equipment testing // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, Tomsk, 22—24 ноября 2018 года. Tomsk: Institute of Physics Publishing, 2019. P. 012026.
5. Сырямкин В.И., Клестов С.А., Баус С.С. Методология визуализации и изучения внутренней структуры органических и неорганических материалов // Главный механик. 2018. № 10. С. 74—77.
6. Glaessgen and Stargel D. The Digital Twin Paradigm for Future NASA and U.S. Air Force Vehicles // 53rd AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics and Materials Conference 23 April 2012—26 April 2012. Honolulu, Hawaii.
7. Grieves M. Origins of the Digital Twin Concept / Working paper. Florida Institute of Technology, 2016.
8. Grieves M. Digital Twin: Manufacturing Excellence through Virtual Factory Replication. Michael W. Grieves, LLC, 2014.
9. Hartmann D., Herz M., Wever U. Model Order Reduction a Key Technology for Digital Twins. Reduced-Order Modeling (ROM) for Simulation and Optimization. Springer, 2018. P. 167—179.
10. The digital twin paradigm for future NASA and U.S. air force vehicles / Conference Paper · April 2012. Structures, Structural Dynamics and Materials Conference 20th AIAA/ASME/AHS Adaptive Structures Conference 14th [Electronic resource]. Available at: [https://www.researchgate.net/publication/268478543\\_The\\_digital\\_twin\\_paradigm\\_for\\_future\\_NASA\\_and\\_US\\_air\\_force\\_vehicles](https://www.researchgate.net/publication/268478543_The_digital_twin_paradigm_for_future_NASA_and_US_air_force_vehicles) (Accessed: 20.05.2022).
11. Бехтин Ю.С., Клестов С.А., Куцов М.С., Титов Д.В. Теоретические основы цифровой обработки изображений в встраиваемых системах технического зрения. Томск: STT, 2016. 406 с.

12. *Xiaowei Fu, Elliot A.J., Bentham C., Hancock B., Cameron E.R.* Application of X-ray Microtomography and Image Processing to the Investigation of a Compacted Granular System // Particle & particle system characterization. 2006. V. 23. Is. 3—4. Special Issue: Process Tomography. October, 2006. P. 229—236.

13. *Marusina M.Ya., Kaznacheeva A.O.* Modern methods of tomography / Textbook. St. Petersburg: St. Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics Press, 2006. 132 p.

14. *Maire E., Buffière J.Y., Salvo L., Blandin J.J., Ludwig W., Létang J.M.* On the Application of X-ray Microtomography in the Field of Materials Science. Wiley Online Library on <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/1527-2648%28200108%293:8%3C539::AID-ADEM539%3E3.0.CO;2-6/abstract>

15. *Клестов С.А., Сыряжкин В.И., Суңцов С.Б.* Исследование сварных швов с помощью рентгеновского 3D микротомографа / Интеллектуальные системы 4-й промышленной революции. Сборник материалов IV Международного форума, Томск, 15—16 декабря 2021 года. Томск: Общество с ограниченной ответственностью «СТТ», 2022. С. 29—30. EDN LQETSS.





ВСЕРОССИЙСКИЙ КОНКУРС ПО НЕРАЗРУШАЮЩЕМУ КОНТРОЛЮ

## НОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ 2023

### ПРИГЛАШАЕМ К УЧАСТИЮ ВЫПУСКНИКОВ

**4** КУРС  
БАКАЛАВРИАТА

**2** КУРС  
МАГИСТРАТУРЫ

**5** КУРС  
СПЕЦИАЛИТЕТА



3 СТРАНЫ



10 ПОБЕДИТЕЛЕЙ



56 ГОРОДОВ

#### НОМИНАЦИИ

- Выпускные квалификационные работы бакалавров
- Выпускные квалификационные работы магистров и специалистов

#### НАПРАВЛЕНИЯ

- Разработка и развитие методов и средств неразрушающего контроля
- Автоматизация и роботизация неразрушающего контроля
- Комплексование методов неразрушающего контроля

НАГРАЖДЕНИЕ ПОБЕДИТЕЛЕЙ  
ДИПЛОМАМИ И ПРИЗАМИ СОСТОИТСЯ В МОСКВЕ НА ЮБИЛЕЙНОМ  
X МЕЖДУНАРОДНОМ ПРОМЫШЛЕННОМ ФОРУМЕ  
«ТЕРРИТОРИЯ NDT»

ВОЗРАСТ  
УЧАСТНИКОВ  
ДО 30 ЛЕТ

УЧАСТИЕ  
В КОНКУРСЕ  
БЕСПЛАТНОЕ

Форма заявки и регламент проведения Конкурса размещены на сайте [konkurs.ronktd.ru](http://konkurs.ronktd.ru)  
Вопросы можно задать: [info@ronktd.ru](mailto:info@ronktd.ru) и [konkurs@ronktd.ru](mailto:konkurs@ronktd.ru)