



ISSN 0130-3082

Российская Академия наук

Дефектоскопия



Неразрушающий контроль

Техническая диагностика

Анализ материалов

№ 5

2023



ДЕФЕКТОСКОПИЯ

Журнал ежемесячный
Основан в феврале 1965 года
Екатеринбург

№ 5
2023

СОДЕРЖАНИЕ

Акустические методы

Д.О. Долматов, А.Р. Хайруллин, В.А. Смолянский. Ультразвуковая томография с применением разреженных матричных антенных решеток и цифровой когерентной обработки с расчетами в частотной области..... 3

В.В. Муравьев, О.В. Муравьева, А.Л. Владыкин. Акустические и электромагнитные свойства мартенситно-стареющего железохромоникелевого сплава с добавлением меди при механическом растяжении 12

Электромагнитные методы

В.В. Павлюченко, Е.С. Дорошевич. Алгоритмы гистерезисной интерференции 21

В.В. Дякин, О.В. Кудряшова, В.Я. Раевский. Расчет напряженности магнитного поля от полубесконечного цилиндра, помещенного в произвольное внешнее поле 32

Тепловые методы

Гозэн Лю, Вэйчэн Гао, Вэй Лю, Сюнхуэй Цзоу, Цзяньсюнь Сюй, Тао Лю. Контроль нарушений адгезии и дефектов, заполненных водой, в многослойных композитах с сотовым наполнителем методом импульсной инфракрасной томографии..... 45

А.О. Чулков, В.П. Вавилов, Б.И. Шагдыров, Д.Ю. Кладов, В.И. Стасевский. Новый способ активного теплового контроля: комбинирование нагрева и принудительного охлаждения..... 54

Информация 64

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ТОМОГРАФИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ РАЗРЕЖЕННЫХ МАТРИЧНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК И ЦИФРОВОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ОБРАБОТКИ С РАСЧЕТАМИ В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ

© 2023 г. Д.О. Долматов^{1,*}, А.Р. Хайруллин^{1,**}, В.А. Смолянский^{1,***}

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия 634040 Томск, пр-т Ленина, 30

E-mail: *dolmatovdo@tpu.ru; ** arh5@tpu.ru; *** vsmol@tpu.ru

Поступила в редакцию 23.02.2023; после доработки 19.03.2023

Принята к публикации 24.03.2023

На сегодняшний день актуальной проблемой для промышленной ультразвуковой томографии с применением цифровой когерентной обработки сигналов матричных антенных решеток является повышение скорости получения результатов в форме изображений дефектов в объектах контроля. Одним из подходов, направленных на решение указанной задачи, является применение разреженных матричных АР. В данной работе рассмотрено совместное применение разреженных матричных преобразователей, работающих в раздельном режиме, и алгоритма цифровой когерентной обработки сигналов, который основан на использовании расчетов в частотной области. Этот алгоритм базируется на применении неэквидистантного быстрого преобразования Фурье. Эффективность рассмотренного подхода подтверждается экспериментально.

Ключевые слова: ультразвуковой неразрушающий контроль, ультразвуковая томография, алгоритмы цифровой когерентной обработки с расчетами в частотной области, неэквидистантное быстрое преобразование Фурье, разреженные матричные антенные решетки.

DOI: 10.31857/S0130308223050019, EDN: YXIFOQ

ВВЕДЕНИЕ

В данный момент актуальным вопросом исследований и разработок в области ультразвукового неразрушающего контроля является переход к решению задачи точного определения параметров дефектов (дефектометрии). Этим фактом обусловлен интерес к применению ультразвуковой томографии с применением цифровой когерентной обработки сигналов антенных решеток (АР), которая основана на использовании метода синтезированной апертуры (Synthetic Aperture Focusing Technique). Технологии, которые базируются на подобном подходе (Total Focusing Method [1], Цифровая фокусировка антенной [2, 3], Sampling Phase Array [4] и др.), получают все большее применение в современных дефектоскопах на АР и находят отражение в современных международных стандартах в области ультразвукового неразрушающего контроля [5, 6]. Промышленная ультразвуковая томография с матричными АР способна обеспечить получение в одной измерительной позиции трехмерных изображений дефектов, имеющих высокое разрешение. При этом восстановление изображений дефектов в режиме реального времени при использовании матричных АР затруднено в связи со значительным объемом сигналов, подлежащих цифровой когерентной обработке. Одним из подходов, направленных на повышение скорости восстановления изображений, является применение разреженных АР. В этом случае в АР ограничивается количество активных элементов, участвующих в процессах зондирования контролируемых объектов и приеме эхосигналов [7–9].

В контексте применения разреженных АР представляет интерес их совместное использование с алгоритмами цифровой когерентной обработки с расчетами в частотной области. Это обусловлено способностью данных алгоритмов обеспечивать восстановление изображений дефектов в контролируемых образцах с более высокой скоростью по сравнению с алгоритмами, использующими расчеты во временной области [10–14]. Особенностью алгоритмов, использующих расчеты в частотной области, является то, что они базируются на использовании преобразования Фурье. При этом на практике применяется алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ), который работает с данными, заданными на регулярной сетке. В свою очередь, использование разреженных АР подразумевает, что данные заданы на нерегулярной сетке. Это требует адаптации существующих алгоритмов с расчетами в частотной области, реализующих цифровую когерентную обработку сигналов АР.

Ранее [15] было рассмотрено применение алгоритма, использующего расчеты в частотной области, для цифровой когерентной обработки сигналов неэквидистантной матричной АР, работа-

ющей в совмещенном режиме. Указанный алгоритм базируется на применении неэквидистантного быстрого преобразования Фурье (НБПФ) [16]. Тем не менее при использовании АР большей эффективностью обладают отдельные режимы работы подобных преобразователей, при которых прием экосигналов одновременно осуществляется несколькими элементами. Примером подобного режима является режим двойного сканирования [17] (в англоязычной литературе Full Matrix Capture [18]).

Таким образом, в данной работе рассматривается алгоритм цифровой когерентной обработки, который основан на использовании расчетов в частотной области и применении НБПФ. Данный алгоритм обеспечивает цифровую когерентную обработку сигналов разреженной матричной АР, работающей в отдельном режиме регистрации данных.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Алгоритм неэквидистантного быстрого преобразования Фурье. Задача получения образа Фурье $f(k_1, k_2, \dots, k_n)$ многомерной функции $F(x_1, x_2, \dots, x_n)$ может быть рассмотрена как несколько последовательных НБПФ относительно каждой из переменных. В этой связи исследуем алгоритм НБПФ функции $F(x)$ одной переменной. Реализация алгоритма НБПФ включает последовательное применение операции свертки с гауссианой, применение БПФ и реализацию обратной свертки [16].

На первом этапе для осуществления операции свертки задается регулярная сетка. Размерность данной сетки определяется величиной, называемой степенью передискретизации. Данное значение является входным параметром для алгоритма НБПФ. В общем случае частота дискретизации данной сетки выше требуемой, что направлено на обеспечение высокой точности осуществления операции свертки.

Для каждой точки x_j функции $F(x)$ на регулярной сетке определяется ближайшая точка ξ , при этом $\xi < x_j$. Полученная точка используется для определения значений, определяющих форму гауссовой кривой:

$$E_1 = \exp \left[-\frac{(x_j - \xi)^2}{4\tau} \right]; \quad (1)$$

$$E_2 = \exp \left[\frac{\pi(x_j - \xi)}{M_r \tau} \right]; \quad (2)$$

$$E_3(k) = \exp \left[\tau k^2 \right], |k| < N/2, \quad (3)$$

где τ — величина, задающая ширину гауссовой кривой; M_r — количество отсчетов в регулярной сетке, имеющей повышенный шаг дискретизации; k — волновое число; N — размеры регулярной сетки, для которой производится НБПФ.

Для каждой точки x_j вычисляется:

$$V = F(x_j) \cdot E_1 \cdot E_2(n_1); \quad (4)$$

$$F_\tau(m+n) = F_\tau(m+n) + V, \quad (5)$$

где $n = -M_{sp} + 1, M_{sp}$; M_{sp} — количество точек на регулярной сетке с повышенной частотой дискретизации в окрестности точки x_j .

В результате определяется функция $F_\tau(m)$, которая располагается на регулярной сетке. На следующем этапе с применением БПФ получают образ Фурье $f_\tau(k)$ данной функции. На последнем этапе осуществляется операция обратной свертки:

$$f(k) = \sqrt{\frac{\pi}{\tau}} \cdot E_3(k) \cdot f_\tau(k). \quad (6)$$

Алгоритм на основе НБПФ при использовании отдельных режимов регистрации ультразвуковых сигналов. Рассмотрим случай непосредственного размещения матричной АР на поверхности объекта контроля. В таком случае задача восстановления изображений дефектов может быть решена за счет адаптации алгоритма, рассмотренного в [10] для случая реализации трехмерной цифровой когерентной обработки и применения разреженного преобразователя.

Набор сигналов, полученный в процессе сканирования объекта контроля матричной АР с применением отдельных режимов регистрации данных, может описан функцией $P(t, x_e, y_e, x_{tr}, y_{tr})$, где t — время; x_e, y_e — координаты зондирующего элемента; x_{tr}, y_{tr} — координаты элемента, принимающего эхосигналы. Использование разреженной АР подразумевает, что данные заданы на нерегулярной сетке. На первом этапе осуществляется НБПФ функции $P(t, x_e, y_e, x_{tr}, y_{tr})$:

$$P(t, x_{tr}, y_{tr}, x_e, y_e) \xrightarrow{\text{НБПФ}} p(\omega, k_{tx}, k_{ty}, k_{ex}, k_{ey}), \quad (7)$$

где $k_{tx}, k_{ty}, k_{ex}, k_{ey}$ являются компонентами волнового вектора k , а ω — угловая частота.

НБПФ поочередно осуществляется для всех переменных функции $P(t, x_e, y_e, x_{tr}, y_{tr})$ с использованием выражений (1)–(6). Результатом применения НБПФ является функция $p(\omega, k_{tx}, k_{ty}, k_{ex}, k_{ey})$, которая задана на равномерной сетке. Цифровая когерентная обработка производится отдельно для каждого из L слоев, в которых $p(\omega, k_{tx}, k_{ty}, k_{ex} = \text{const}, k_{ey} = \text{const})$. В рамках обработки осуществляется замена переменных и интерполяция:

$$p_i(\omega, k_{tx}, k_{ty}, k_{ex} = \text{const}, k_{ey} = \text{const}) \rightarrow p_i(k_x, k_y, k_z), i = \overline{1, L}. \quad (8)$$

При этом зависимость между $k_{tx}, k_{ty}, k_{ex}, k_{ey}$ и компонентами волнового вектора k_x, k_y, k_z определяется следующими выражениями:

$$k_{xe} = k_x - k_{xtr}; \quad (9)$$

$$k_{ye} = k_y - k_{ytr}; \quad (10)$$

$$k = \frac{\sqrt{(k_z^2 + (k_{xtr}^2 + k_{ytr}^2) - (k_{xe}^2 + k_{ye}^2))^2 + 4k_z^2(k_{xe}^2 + k_{ye}^2)}}{2k_z}. \quad (11)$$

На следующем этапе все результаты суммируются для получения общего результата. Получение изображения дефектов обеспечивается путем применения алгоритма обратного быстрого преобразования Фурье (ОБПФ) к результатам суммирования:

$$p(k_x, k_y, k_z) = \sum_{i=1}^L p_i(k_x, k_y, k_z); \quad (12)$$

$$p(k_x, k_y, k_z) \xrightarrow{\text{ОБПФ}} I(x, y, z). \quad (13)$$

Экспериментальная часть. Эффективность алгоритма на основе НБПФ была проверена с помощью серии экспериментов. Для этого использовался экспериментальный стенд, основой которого являлся многоканальный блок ультразвуковой электроники OPTUS (I-Deal Technologies GmbH, рис. 1).



Рис. 1. Электронный блок OPTUS.



Рис. 2. Ультразвуковая матричная АР Doppler 5M8×8BP1.0.

В экспериментах в качестве преобразователя использовалась матричная АР Doppler 5M8×8BP1.0 (рис. 2). Элементы данного преобразователя имеют рабочую частоту 5 МГц и формируют матрицу размером 8×8 элементов с шагом 1 мм.

В рамках экспериментальной верификации рассматривались АР, в которой все элементы были активными (конфигурация матричной АР № 1), а также разреженные АР, состоящие из 56 (конфигурация матричной АР № 2), 48 (конфигурация матричной АР № 3), 40 (конфигурация матричной АР № 4) и 32 активных элементов (конфигурация матричной АР № 5). На рис. 3 представлены конфигурации рассмотренных АР. Конфигурации разреженных преобразователей, рассмотренных в экспериментальной верификации, были определены произвольным образом.

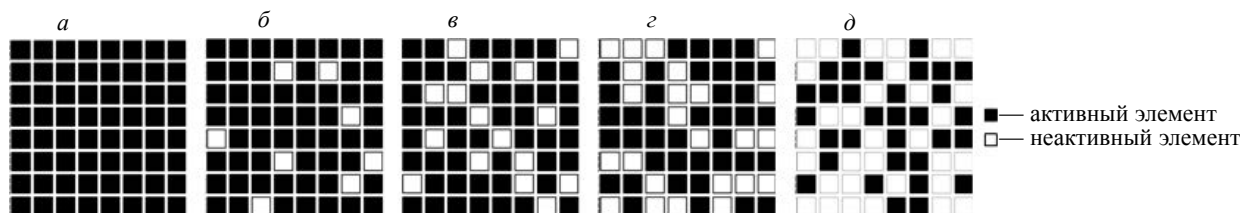


Рис. 3. Конфигурации АР, рассмотренных при проведении экспериментов: конфигурация № 1 (а); конфигурация № 2 (б); конфигурация № 3 (в); конфигурация № 4 (г); конфигурация № 5 (д).

При проведении экспериментальной верификации был использован участок тестового образца из стали толщиной 30 мм. В данном участке расположено плоскостное отверстие диаметром 2 мм. Глубина сверления данного отверстия составляет 10 мм.

Получение набора сигналов для каждой рассмотренной конфигурации матричной АР осуществляли в одной измерительной позиции. Процессы зондирования объекта контроля и приема эхосигналов проходили в несколько циклов. На каждом из циклов один из активных элементов разреженной матричной АР работал в качестве зондирующего элемента, в то время как отраженные эхосигналы регистрировались всеми активными элементами преобразователя. Количество указанных циклов равнялось количеству активных элементов в рассматриваемой конфигурации матричной АР. Полученные наборы сигналов служили исходными данными для рассмотренного алгоритма на основе НБПФ, который был реализован в программном пакете Matlab. Результатом работы алгоритма являлись трехмерные изображения дефекта в контролируемом участке. В рассмотренной экспериментальной верификации для каждой конфигурации матричной АР восстанавливалось изображение, состоявшее из $9 \cdot 10^4$ вокселей. Восстановление изображений происходило с применением ЭВМ, имеющей восьмиядерный процессор Intel core i7 10700 и ОЗУ 64 Гб. Для оценки работы алгоритма на основе НБПФ определяли время, затраченное на восстановление изображений, а также разрешение, контраст и отношение сигнал/шум (ОСШ) результатов.

Оценку разрешения полученных изображений осуществляли с применением значения Aggаy Performance Indicator (API) [19]. В случае восстановления трехмерных результатов API может быть определен по следующей формуле:

$$API = \frac{V_{-6\text{дБ}}}{\lambda^3}, \quad (14)$$

где $V_{-6\text{дБ}}$ — объем отражателя, в котором амплитуда синтезированного изображения выше порога в -6 дБ от максимальной амплитуды, соответствующей этому отражателю на синтезированном изображении; λ — длина волны.

Для оценки ОСШ может быть использовано выражение [20]:

$$SNR = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{I_1}{I_2} \right), \quad (15)$$

где I_1 — максимальная амплитуда вокселя, соответствующего отражателю на синтезированном изображении; I_2 — максимальная амплитуда вокселя в области, не содержащей отражателя.

Определение контраста может быть проведено с использованием следующего выражения:

$$C = \frac{I_r - I_b}{I_r}, \quad (16)$$

где I_r — максимальная амплитуда образа дефекта на синтезированном изображении; I_b — максимальная амплитуда синтезированного изображения вне образа дефекта.

Для оценки эффективности работы рассмотренного алгоритма к тем же наборам сигналов применялась цифровая когерентная обработка, базирующаяся на использовании расчетов во временной области, которая на сегодняшний день является более применимой в ультразвуковом неразрушающем контроле [11]. Для этой цели алгоритм, рассмотренный в [1], был адаптирован для трехмерного случая и также был реализован в программном пакете Matlab. В рамках сравнительного анализа алгоритма на основе НБПФ и алгоритма, использующего расчеты во временной области, проводилось сравнение времени, затраченного на восстановление изображений, а также значений API, контраста и ОСШ полученных трехмерных результатов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Итогом работы алгоритмов цифровой когерентной обработки сигналов во всех случаях являлось трехмерное изображение дефекта в тестовом образце. Пример подобного изображения представлен на рис. 4.

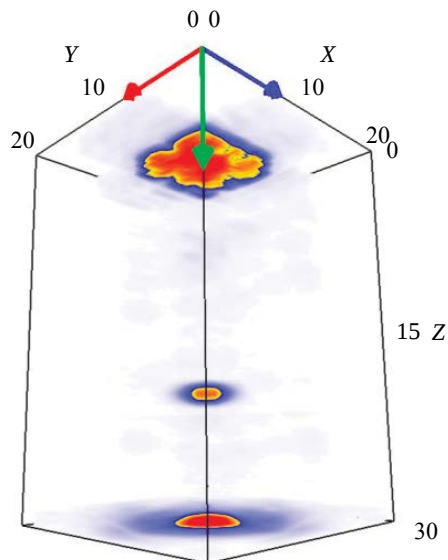


Рис. 4. Пример результата трехмерной когерентной обработки сигналов разреженной матричной АР.

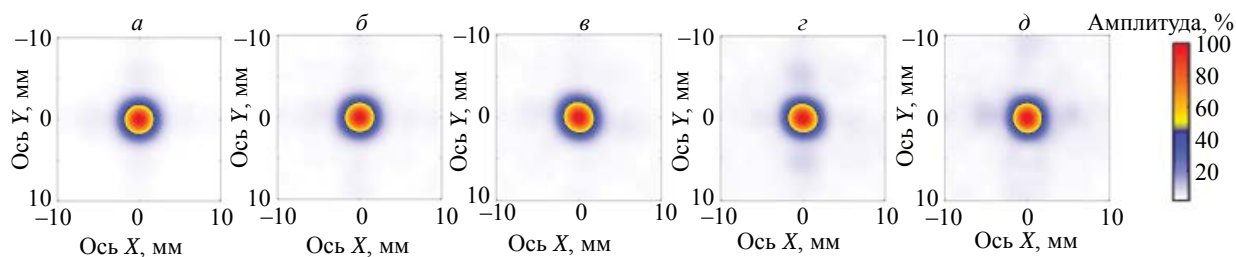


Рис. 5. Результаты цифровой когерентной обработки сигналов матричных АР с применением алгоритма на основе НБПФ: конфигурация № 1 (а); конфигурация № 2 (б); конфигурация № 3 (в); конфигурация № 4 (г); конфигурация № 5 (д).

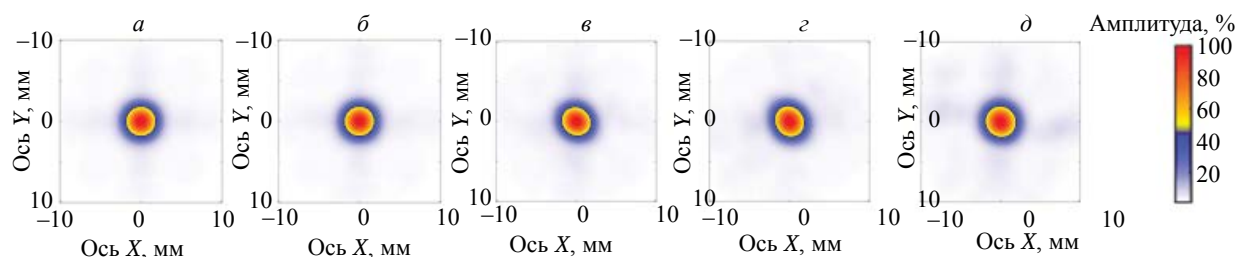


Рис. 6. Результаты цифровой когерентной обработки сигналов разреженных матричных АР с применением алгоритма, использующего расчеты во временной области: конфигурация № 1 (а); конфигурация № 2 (б); конфигурация № 3 (в); конфигурация № 4 (г); конфигурация № 5 (д).

На рис. 5 и 6 представлены проекции изображений дефекта на плоскость ХУ, полученные с применением алгоритма на основе НБПФ и алгоритма, использующего расчеты во временной области. Рис. 5 содержит результаты обработки сигналов матричных АР различных конфигураций при использовании алгоритма на основе НБПФ. Аналогичные результаты для алгоритма, использующего расчеты во временной области, представлены на рис. 6.

На следующем этапе проводилась оценка времени, затраченного на восстановление трехмерных результатов, а также определялись значения АРІ, ОСШ и контраста в соответствии с формулами (14)—(16). Результаты оценки величины АРІ для алгоритма на основе НБПФ и алгоритма, использующего расчеты во временной области, представлены в табл. 1. Результаты оценки ОСШ и контраста для двух рассмотренных алгоритмов представлены в табл. 2 и 3 соответственно. В табл. 4 представлены временные значения, затраченные на восстановление изображений дефекта при различных конфигурациях используемых разреженных матричных АР с применением рассмотренных алгоритмов.

Таблица 1

Значения АРІ полученных результатов

№ конфигурации матричной АР	Количество активных элементов	Значения АРІ		Разница, %
		Алгоритм на основе НБПФ	Временной алгоритм	
1	64	1,58	1,62	2,5
2	56	1,66	1,68	1,2
3	48	1,69	1,72	1,7
4	40	1,70	1,74	2,3
5	32	1,72	1,75	1,7

Таким образом, разница в оценке значений АРІ, полученных при использовании алгоритма на основе НБПФ и алгоритма, использующего расчеты во временной области, для обработки одного и

Таблица 2

Значения ОСШ полученных результатов

№ конфигурации матричной АР	Количество активных элементов	ОСШ, дБ		Разница, дБ
		Алгоритм на основе НБПФ	Временной алгоритм	
1	64	27,2	26,8	0,4
2	56	26,4	26,2	0,2
3	48	26,2	26,0	0,2
4	40	23,7	22,9	0,8
5	32	23,1	21,9	1,2

Таблица 3

Значения контраста полученных результатов

№ конфигурации матричной АР	Количество активных элементов	Значения контраста		Разница, %
		Алгоритм на основе НБПФ	Временной алгоритм	
1	64	0,96	0,95	0,22
2	56	0,95	0,95	0,12
3	48	0,95	0,95	0,12
4	40	0,93	0,93	0,68
5	32	0,93	0,92	1,13

Таблица 4

Значения времени, затраченного на восстановление изображений

№ конфигурации матричной АР	Количество активных элементов	Затраченное время, с		Разница, %
		Алгоритм на основе НБПФ	Временной алгоритм	
1	64	1,35	2,27	48,9
2	56	1,14	1,75	44,0
3	48	0,90	1,31	41,2
4	40	0,69	0,93	36,6
5	32	0,49	0,61	31,1

того же набора сигналов, не превышала 2,5 %. При этом разница в значений ОСШ, полученных для рассмотренных алгоритмов, не превышала 1,2 дБ при максимальной разнице в контрасте изображений 1,13 %. Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о сходном качестве получаемых изображений при использовании алгоритма на основе НБПФ и алгоритма, использующего расчеты во временной области при более высокой скорости работы алгоритма на основе НБПФ. При этом алгоритм на основе НБПФ обеспечил восстановление изображений с более высокой скоростью для всех наборов сигналов, полученных с использованием различных конфигураций матричных АР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был рассмотрен алгоритм, использующий расчеты в частотной области и обеспечивающий цифровую когерентную обработку сигналов разреженных матричных АР. Данный алгоритм базируется на применении НБПФ, что позволяет учесть расположение данных разреженных матричных АР на неравномерной сетке. Рассмотренный алгоритм был реализован в программном пакете Matlab, для оценки его эффективности применялись натурные эксперименты. В рамках натурных экспериментов рассматривались различные конфигурации матричных АР, сигналы которых подвергались цифровой когерентной обработке с использованием ал-

горитма на основе НБПФ для получения результатов в форме трехмерных изображений дефекта в участке тестового образца. Полученные результаты сравнивали с аналогичными результатами, полученными при применении алгоритма, использующего расчеты во временной области. Сравнительный анализ показал, что при использовании одного набора данных матричных АР различной конфигурации алгоритм на основе НБПФ и алгоритм, использующий расчеты во временной области, обеспечивают получение результатов со сходным разрешением, ОСШ и контрастом. Разница в значении АРІ, использованного для оценки разрешения результатов цифровой когерентной обработки двух алгоритмов, не превышала 2,5 %. При этом разница в ОСШ изображений во всех случаях не превышала 1,2 дБ. Разница в контрасте изображений, полученных с использованием алгоритма на основе НБПФ и алгоритма, использующего расчеты во временной области, для различных конфигураций матричных АР не превышала 1,13%. При этом во всех случаях алгоритм на основе НБПФ обеспечил более высокую скорость восстановления трехмерных результатов.

Полученные результаты могут служить заделом для дальнейших исследований и разработок. Использование алгоритма на основе НБПФ будет наиболее эффективным при использовании разреженной матричной АР оптимальной конфигурации. В этом случае предполагается, что активные элементы преобразователя будут обеспечивать формирование функции рассеяния точки без побочных дифракционных максимумов, низким уровнем боковых лепестков и узким главным лепестком, что обеспечит получение результатов высокого качества (с высоким разрешением, контрастом и ОСШ). Таким образом, представляет интерес разработка подходов по определению оптимальной конфигурации разреженной матричной АР в зависимости от условий проведения ультразвукового контроля. Другим направлением дальнейших исследований и разработок является аппаратная оптимизация алгоритма на основе НБПФ, что включает в себя перенос вычислений в рамках алгоритма на графические процессоры или программируемые логические интегральные схемы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-00244, <http://rscf.ru/project/22-79-00244/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Holmes C., Drinkwater B., Wilcox P. The post-processing of ultrasonic array data using the total focusing method // *Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*. 2004. V. 46. No. 11. P. 677—680.
2. Базулин Е.Г. Сравнение систем для ультразвукового неразрушающего контроля, использующих антенные решетки или фазированные антенные решетки // *Дефектоскопия*. 2013. № 7. С. 51—75.
3. Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г. Ультразвуковая томография металлоконструкций методом цифровой фокусировки антенной решетки // *Дефектоскопия*. 2011. № 1. С. 21—38.
4. Von Bernus L., Bulavinov A., Dalichow M., Joneit D., Kröning M., Reddy K. Sampling phased array — a new technique for signal processing and ultrasonic imaging // *Insight*. 2006. No. 48 (9). P. 545—549.
5. ISO 23864:2021. Non-destructive testing of welds — Ultrasonic testing — Use of automated total focusing technique (TFM) and related technologies.
6. ISO 23865:2021. Non-destructive testing — Ultrasonic testing — General use of full matrix capture/total focusing technique (FMC/TFM) and related technologies 11. Real-time 3D imaging with Fourier-domain algorithms and matrix arrays applied to non-destructive testing.
7. Базулин Е.Г. Ультразвуковой контроль на однократно отраженном луче с использованием прореженных антенных решеток и трехмерной обработки эхосигналов // *Дефектоскопия*. 2016. Т. 1. № 1. С. 3—17.
8. Hu H., Du J., Ye C., Li X. Ultrasonic phased array sparse-TFM imaging based on sparse array optimization and new edge-directed interpolation // *Sensors*. 2018. V. 18. No. 6. Art. number: 1830.
9. Zhang H., Bai B., Zheng J., Zhou Y. Optimal design of sparse array for ultrasonic total focusing method by binary particle swarm optimization // *IEEE Access*. 2020. V. 8. P. 111945—111953.
10. Hunter A.J., Drinkwater B.W., Wilcox P.D. The wavenumber algorithm for full-matrix imaging using an ultrasonic array // *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*. 2008. V. 55. No. 11. P. 2450—2462.
11. Zhuang Z., Zhang J., Lian G., Drinkwater B. W. Comparison of time domain and frequency-wavenumber domain ultrasonic array imaging algorithms for non-destructive evaluation // *Sensors*. 2020. V 20 (17). Art. number: 4951.
12. Marmonier M., Robert S., Laurent J., Prada C. Real-time 3D imaging with Fourier-domain algorithms and matrix arrays applied to non-destructive testing // *Ultrasonics*. 2022. V. 124. Art. number. 106708.
13. Долматов Д.О., Седнев Д.А., Булавинов А.Н., Пинчук Р.В. Применение алгоритма расчета в частотной области для ультразвуковой томографии слоисто неоднородных сред с использованием матричных антенных решеток // *Дефектоскопия*. 2019. № 7. С. 12—19.

14. Dolmatov D.O., Salchak Y.A., Pinchuk R. Frequency-domain imaging algorithm for ultrasonic testing by application of matrix phased arrays // MATEC Web of Conferences. 2017. V. 102. Art. number. C. 1015.
 15. Долматов Д.О., Ермошин Н.И. Цифровая когерентная обработка сигналов с расчетами в частотной области для решения задач ультразвуковой томографии с применением матричных антенных решеток с неэквидистантным расположением элементов // Дефектоскопия. 2022. № 10. С. 13—26.
 16. Greengard L., Lee J.Y. Accelerating the nonuniform fast Fourier transform // SIAM review. 2004. V. 46. No. 3. P. 443—454.
 17. Базулин Е.Г., Коколев С.А., Голубев А.С. Применение ультразвуковой антенной решетки для регистрации эхосигналов методом двойного сканирования для получения изображений дефектов // Дефектоскопия. 2009. № 2. С. 18—32.
 18. Holmes C., Drinkwater B.W., Wilcox P.D. Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit-receive array data for non-destructive evaluation // NDT & E International. 2005. V. 38 (8). P. 701—711.
 19. Fan C., Caleap M., Pan M., Drinkwater B.W. A comparison between ultrasonic array beamforming and super resolution imaging algorithms for non-destructive evaluation // Ultrasonics. 2014. V. 54. No. 7. P. 1842—1850.
 20. Zhang J., Drinkwater B.W., Wilcox P.D., Hunter A.J. Defect detection using ultrasonic arrays: The multi-mode total focusing method // NDT&E International. 2010. V. 43. P. 123—133.
-

АКУСТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАРТЕНСИТНО-СТАРЕЮЩЕГО ЖЕЛЕЗОХРОМОНИКЕЛЕВОГО СПЛАВА С ДОБАВЛЕНИЕМ МЕДИ ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ РАСТЯЖЕНИИ

© 2023 г. В.В. Муравьев^{1,2,*}, О.В. Муравьева^{1,2}, А.Л. Владыкин¹

¹Ижевский государственный технический университет имени М.Т. Калашикова,
Россия 426069 Ижевск, ул. Студенческая, 7

²ФГБУН «УдмФИЦ УрО РАН», Россия 426067 Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34
E-mail: *pmkk@istu.ru

Поступила в редакцию 09.04.2023; после доработки 17.04.2023

Принята к публикации 18.04.2023

Представлены результаты исследования акустических и электромагнитных свойств мартенситно-стареющего железохромоникелевого сплава с добавлением меди ХМ-12 (15-5РН) после термических обработок отжигом на твердый раствор при 1040 °С, 0,5 ч и последующего старения при 480 и 565 °С в течение 3 ч. Исследовано влияние одноосного растяжения образцов круглого сечения на скорости продольных поперечных и рэлеевских волн. При исследованиях использован акустический зеркально-теневой метод на многократных отражениях с применением для возбуждения и приема волн электромагнитно-акустического и пьезоэлектрического преобразователей на основе поливинилиденфторидной пленки. Измерены значения удельной электропроводности сплавов и коэрцитивной силы. Рассчитаны упругие модули и коэффициент Пуассона исследуемых образцов.

Ключевые слова: скорости акустических волн, модули упругости, мартенситно-стареющий железохромоникелевый сплав.

DOI: 10.31857/S0130308223050020, **EDN:** YZXLMH

ВВЕДЕНИЕ

Мартенситно-стареющие сплавы содержат большое количество никеля и хрома с добавлением других легирующих элементов, что позволяет обеспечивать высокую прочность и вязкость без потери пластичности. Высокие механические характеристики также достигаются с помощью термической обработки отжигом (закалкой) с последующим старением, которое вносит наибольший вклад в упрочнение [1—3]. Мартенситно-стареющие железохромоникелевые сплавы получили широкое применение в авиационной и ракетной технике, в криогенных камерах и нефтегазовой промышленности [4, 5]. Многие из этих объектов эксплуатируются в условиях растягивающих нагрузок, что требует исследования их поведения в условиях механического нагружения.

Согласно исследованиям [6] микроструктура мартенситной нержавеющей стали значительно изменяется при различных условиях обработки с образованием дискообразных и эллипсоидных изолированных кластеров, богатых медью. По данным работы [7] микроструктура мартенситной нержавеющей стали при длительном старении подвергается сложной эволюции, которая влияет на ее эксплуатационные механические свойства [8].

Авторы работы [9] показали, что осаждение и рост медных выделений в многокомпонентной мартенситной нержавеющей стали с РН 15-5, закаленной при 500 °С, происходят в три стадии: от ОЦК до ГЦК-решетки в процессе старения.

Результаты работы [10] демонстрируют, что в мартенситной нержавеющей стали с РН 15-5 микроструктура сварного шва после обработки старением состоит преимущественно из мартенсита, остаточного аустенита и фазы, обогащенной медью. Количество аустенита и размер обогащенной медью фазы увеличиваются с увеличением температуры старения после сварки. В работах [11, 12] исследовали влияние температуры старения на микроструктуру и механические свойства нержавеющей стали Cr15Ni5 в диапазоне температур старения 440—610 °С.

В работах последних лет большое внимание уделяется анализу структуры и свойств мартенситно-стареющей стали 15-5РН, получаемой методами аддитивных технологий [13—17]. Известно, что структура и механические свойства сталей и сплавов, определяемые режимами термической обработки, а также их напряженно-деформированное состояние напрямую влияют на их акустические, электромагнитные свойства и упругие модули [18—23]. Исследования свойств различных сталей методами акустической структуроскопии и тензометрии являются весьма перспективным направлением.

Целью работы является исследование акустических и электромагнитных свойств мартенситно-старееющего железохромоникелевого сплава с добавлением меди после термических обработок и механических растягивающих нагрузок в упругой области.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследованы образцы мартенситно-старееющего железохромоникелевого сплава с добавлением меди ХМ-12 (сталь также известна под названиями: 15-5PH, 1.4540 и UNS S15500) после отжига на твердый раствор при 1040 °С в течение 0,5 ч с охлаждением на воздухе и последующей термической операции старения при температурах 470 и 565 °С в течение 3 ч. Химический состав сплава ХМ-12 (ASTM A564): С — 0,07 %, Cr — 14 %, Ni — 4 %, Cu — 3 %, Mn и Si по 1 %.

Образцы для растяжения изготовлены с рабочей частью в виде цилиндра диаметром 14 мм, длиной 180 мм, с галтельными переходами на диаметр 22 мм для захватов в испытательной машине. Результаты механических испытаний образцов сплава ХМ-12 после операций термической обработки: отжига на твердый раствор и старения при 470 и 565 °С в течение 3 ч приведены в табл. 1.

Таблица 1

Механические свойства стали ХМ-12

№ образца	Вид и режим термической обработки	Механические свойства при комнатной температуре					
		Предел прочности σ_b , МПа	Предел текучести $\sigma_{0,2}$, МПа	Относительное удлинение, %	Относительное сужение, %	Ударная вязкость КСЧ, Дж/см ²	Твердость, HRC
1	Отжиг на твердый раствор, 1040 °С, 0,5 ч на воздух	1070	990	13,5	67,0	168	30
2	Старение, 470 °С, 3 ч	1455	1420	12,5	60,0	110	45
3	Старение, 565 °С, 3 ч	1230	1200	12,5	65,0	190	39

Результаты испытаний механических характеристик образцов (см. табл. 1) не противоречат результатам [4, 5, 11, 12], показывающим, что прочность мартенситно-старееющего железохромоникелевого сплава (ХМ-12) после отжига на твердый раствор сначала снижалась с увеличением температуры старения с 440 до 540 °С, а затем увеличивалась с увеличением температуры старения с 540 до 610 °С.

Исследование акустических и электромагнитных свойств образцов в процессе механического растяжения проведено на испытательной машине «Instron» серии DX с шагом нагружения 10 кН. В экспериментах по исследованию электропроводности использован измеритель удельной электропроводности металлов и их сплавов МВП-2М в режиме базовой шкалы измерений. Значения коэрцитивной силы на заготовках измерены с помощью коэрцитиметра КИФМ-1Н. Диаметры образцов измерены с помощью микрометра (точность 1 мкм).

Для возбуждения и приема объемных поперечных волн использовался специализированный разъемный ЭМА-преобразователь, обеспечивающий осевую поляризацию поперечной волны, распространяющейся по диаметральному направлению сечения образца и экспериментальная установка ДЭМА-П (рис. 1а) [24, 25].

В качестве акустического преобразователя продольной волны использовался пьезопреобразователь на основе гибкой пьезопленки типа поливинилиденфторид (ПВДФ), обеспечивающей возбуждение и прием волны, распространяющейся по диаметральному направлению сечения образца (рис. 1б). Отличительной особенностью преобразователей на основе пьезопленки является возможность получения широкополосных высокочастотных сигналов (до 15 МГц) малой длительности с высоким разрешением по времени, что обеспечивает высокую точность определения времени распространения акустической волны. Уникальной особенностью указанных преобразователей является возможность возбуждения-приема продольных волн по всей огибающей образца с фоку-

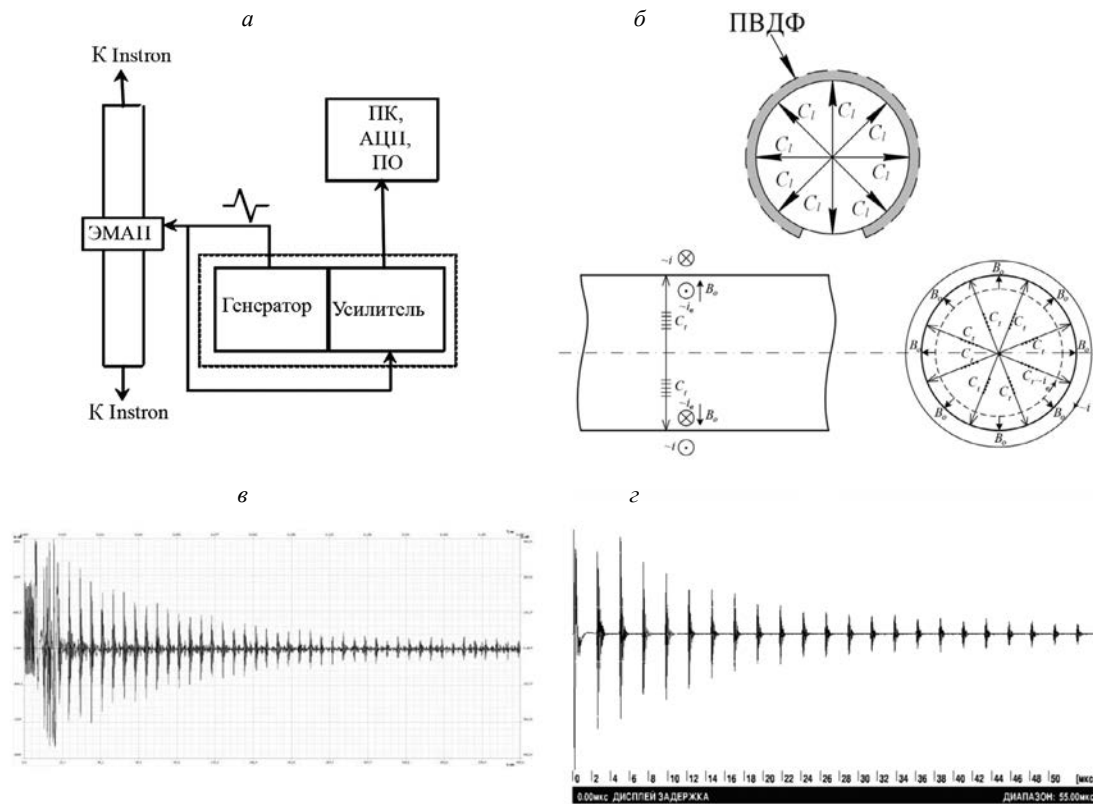


Рис. 1. Схема установки для исследований образцов (а); схема излучения—приема поперечных и продольных волн радиальных направлений (б); характерные осциллограммы серии многократных отражений поперечных (в) и продольных (з) волн по диаметру образца.

сировкой по центру поперечного сечения образца за счет формирования пьезопленки в виде цилиндра. При исследованиях использована экспериментальная установка на базе дефектоскопа DIO-1000 PA, обеспечивающая возможность оцифровки сигнала с высокой частотой дискретизации (200 МГц).

Характерные осциллограммы серии импульсов поперечных и продольных волн, переотраженных по диаметрам образца, представлены на рис. 1в, з.

Расчет скоростей поперечных C_t и продольных C_l волн проводился по формуле:

$$C_{t,l} = \frac{d \cdot n}{\Delta t}, \quad (1)$$

где d — среднее значение диаметра объекта в месте установки преобразователя в пределах его апертуры (отклонение не превышает 5 мкм); n — количество анализируемых отражений; Δt — время, соответствующее n отражениям.

При определении времени использовалась дополнительная интерполяция сигнала и метод «перехода через 0». Систематическая погрешность при определении скорости волны с учетом погрешности измерения времени (5 нс) и погрешности определения диаметра образца (10 мкм) не превышают 1,5 м/с для поперечной волны, 3 м/с для продольной волны и соизмеримы со случайной погрешностью по результатам пяти измерений в одной области (0,5 и 0,8 м/с для поперечной и продольной волн соответственно).

На каждом шаге нагружения регистрировали осциллограммы серии многократных отражений продольных и поперечных волн в трех зонах рабочей части образца (центральная и через 50 мм от центра), а также производили измерения диаметров, электропроводности и коэрцитивной силы в тех же зонах.

При оценке упругих модулей прутка (модуль Юнга E , модуль сдвига G , коэффициент Пуассона ν) использованы формулы, связывающие их со скоростями распространения поперечной C_t и продольной C_l волн и плотностью ρ материала [24, 25]:

$$\nu = \frac{C_l^2 - 2C_t^2}{2(C_l^2 - C_t^2)}; \quad (2)$$

$$G = \rho C_t^2; \quad (3)$$

$$E = \rho C_l^2 \frac{3 - 4C_t^2 / C_l^2}{1 - C_t^2 / C_l^2}. \quad (4)$$

Плотность образцов ρ определяли методом гидростатического взвешивания на аналитических весах HR-AG с точностью $0,5 \text{ кг/м}^3$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованы скорости продольных и поперечных волн в образцах мартенситно-старееющего железохромоникелевого сплава с добавлением меди ХМ-12 после отжига на твердый раствор при 1040°C в течение $0,5 \text{ ч}$ с охлаждением на воздухе и последующего старения при 470 и 565°C в течение 3 ч , а также после механического нагружения (табл. 2). Расчеты скоростей проведены по формуле (1). Здесь же приведены результаты измерений относительных значений электропроводности, определяемых в базовой шкале прибора как величину ЭДС, возникающей в измерительной обмотке преобразователя, и коэрцитивной силы.

Таблица 2

Акустические и электромагнитные свойства исследуемых образцов до и после механического растяжения

Термическая обработка	Скорость продольной волны, м/с		Скорость поперечной волны, м/с		Электропроводность, мкВ		Коэрцитивная сила, А/см	
	до	после	до	после	до	после	до	после
Отжиг	5796	5795	3127	3131	3800	3860	23,7	18,4
Старение 470°C	5853	5852	3176	3178	3767	3800	28,8	29,7
Старение 565°C	5869	5868	3194	3198	3808	3875	19,0	16,2

Низкие значения скоростей продольных и поперечных волн для сплава ХМ-12 наблюдаются после отжига на твердый раствор, что соответствует результатам исследований [26, 27], где показано, что для пересыщенных твердых растворов, создаваемых закалкой для углеродистых сталей или закалкой для алюминиевых сплавов, скорости ультразвуковых волн имеют наименьшее значение. При распаде твердых растворов скорости волн растут с увеличением температуры отпуска для углеродистых сталей [26] или времени зонного старения и времени и температуры фазового старения для закаленных алюминиевых сплавов [27]. При этом отмечается, что твердые растворы замещения на основе ГЦК-решетки имеют меньшие искажения кристаллической решетки, нежели твердые растворы внедрения на основе ОЦК-решетки, чем объясняется значительное различие в них скоростей акустических волн.

Из данных рис. 2 следует, что скорости волн после старения сплава растут в процессе распада твердого раствора с выделением медных осадков, а также выделений из твердого раствора хрома и кремния. Процесс происходит с ростом температуры и времени старения. При этом, как утверждают авторы [7], исследуя мартенситно-старееющую сталь, происходит упорядочение структуры с появлением новых фаз, размер обогащенной медью фазы увеличиваются с увеличением температуры старения. Осаждение меди в многокомпонентной мартенситной нержавеющей стали,

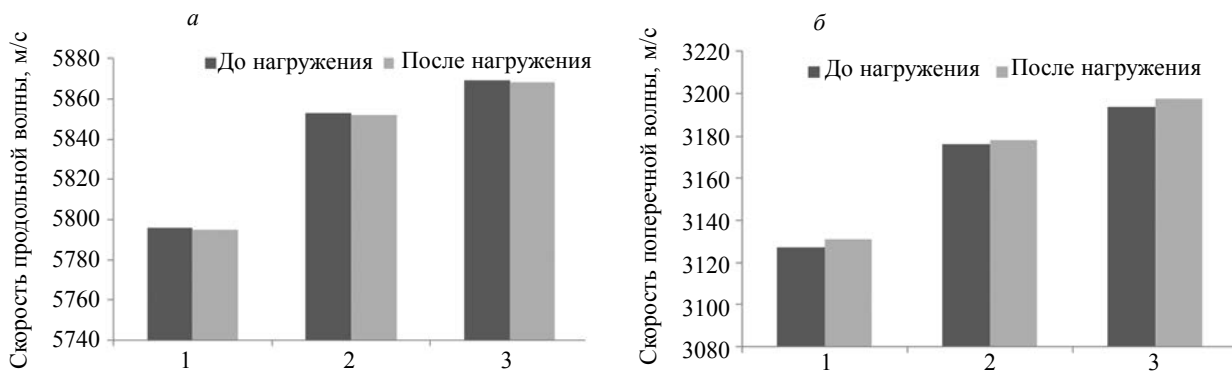


Рис. 2. Скорости продольных (а) и поперечных (б) волн для различных видов термообработки образцов до и после нагружения.

закаленной при 500 °С, по данным [9], происходит в последовательности превращений из ОЦК в ГЦК-решетку. Микроструктура, согласно [11], при длительном старении подвергается сложной эволюции, которая влияет на ее эксплуатационные механические свойства. Эта эволюция включает в себя развитие незначительной аустенитной фазы, богатых медью осадков, а также выделений из твердого раствора хрома и кремния.

Электропроводность снижается относительно отжига на твердый раствор после старения при 470 °С, а при 565 °С увеличивается до значений, соответствующих отжигу. Снижение электропроводности (рост электросопротивления) обусловлен увеличением количества выделяемых зон, на которых происходит рассеяние электронов проводимости [28]. Последующий рост электропроводности объясняется распадом твердого раствора и упорядочением структуры в связи с выделением из твердого раствора богатых медью осадков, фаз хрома и кремния. Подобное изменение электропроводности зарегистрировано при распаде твердого раствора меди в кристаллической решетке алюминия в дюралюминиевом сплаве Д16 [27].

Коэрцитивная сила относительно отжига на твердый раствор незначительно растет после старения при 470 °С. После обработки на твердый раствор мартенситно-стареющий железохромоникелевый сплав состоит из мартенсита, перенасыщенного медью, с возможным присутствием полос феррита, но без аустенита. Повышение температуры старения до 565 °С приводит к снижению значений коэрцитивной силы, что соответствует снижению внутренних напряжений, связанных с искажением кристаллической решетки. Это подтверждается в работе [29], в которой показано, что коэрцитивная сила мартенситно-стареющего железохромоникелевого сплава зависит от морфологии структуры, напряжений, размера и формы зерен.

После термической обработки образцы подвергались механическому одноосному растяжению. Прилагаемая нагрузка для образца с отжигом на твердый раствор составила 1000 МПа, после старения 470 °С — 1500 МПа и после старения 565 °С — 1250 МПа. На рис. 2 показаны изменения скоростей волн после термической обработки и одноосного нагружения.

Скорости продольных и поперечных волн до и после растяжения практически не изменяются. Но электропроводность после механического растяжения значительно растет для всех видов термической обработки как отожженных, так и состаренных образцов (рис. 3а). При этом тенденция изменения электропроводности относительно термических обработок сохраняется. Сохраняется тенденция после механического растяжения и для коэрцитивной силы, но с меньшими изменениями относительно термических обработок (рис. 3б).

По результатам измерений скорости продольных и поперечных волн рассчитаны модули упругости, сдвига и коэффициент Пуассона, согласно формулам (2)—(4) (табл. 3). Значения плотности металла образцов приведены до механического нагружения. Плотность уменьшается после старения 470 °С на 10 кг/м³, что связано с распадом твердого раствора, а после старения 565 °С возвращается к значению после отжига.

Для всех видов термической обработки как отожженных, так и состаренных образцов наблюдается монотонное изменение модулей упругости, сдвига и коэффициента Пуассона (см. табл. 3). При этом модули растут, а коэффициент Пуассона снижается. После растяжения модули упругости, сдвига и коэффициент Пуассона практически не изменяются.

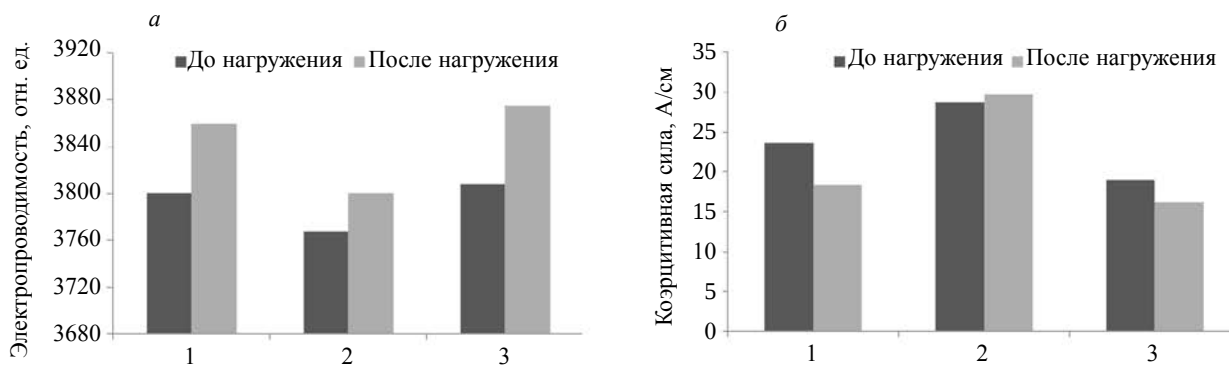


Рис. 3. Электропроводность (а) и коэрцитивная сила (б) для различных видов термообработки образцов до и после нагружения.

Типичное поведение изменения скоростей поперечной и продольной волн при нагружении и разгрузке образца на примере образца после старения 470 °С показаны на рис. 4а. Анализ показывает, что продольные волны практически нечувствительны к прилагаемым нагрузкам, в отличие от поперечных волн. Наблюдаемое уменьшение скорости поперечной волны с увеличением растягивающей нагрузки не противоречит известным исследованиям явления акустоупругости. Кривые изменения скорости показывают практическое отсутствие механического гистерезиса в области упругости для исследованных при нагружении термически обработанных состояний сплава.

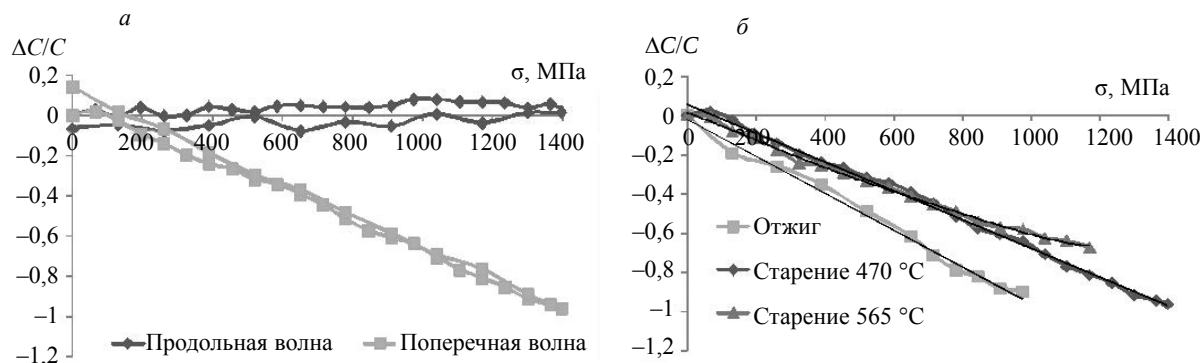


Рис. 4. Изменение скоростей объемных волн в процессе нагружения и разгрузки образца после старения 470 °С (а); поперечных волн при нагружении образцов с различными термообработками (б).

Закономерность уменьшения скорости поперечных волн при нагружении образцов с различными термообработками показана на рис. 4б и свидетельствует о линейности эффекта акустоупругости во всем диапазоне прикладываемых нагрузок, что говорит об отсутствии проявления пластической деформации для исследуемой марки стали. Из результатов эксперимента, в частности, следует, что для образца после старения 470 °С максимальное относительное изменение скорости поперечной волны в диапазоне нагрузок до 1400 МПа составляет 0,96 %. Для продольной волны изменение по скорости не превышает 0,05 % (3 м/с), что находится в пределах погрешности измерений. Существенное влияние механической нагрузки на скорость поперечной волны связано с тем, что ее осевая поляризация совпадает с направлением растягивающей нагрузки. При этом поляризация продольной волны направлена перпендикулярно оси растяжения и поэтому влияние такого вида нагружения на скорость продольной волны пренебрежимо мало.

Степень влияния осевого механического напряжения σ на скорость объемных волн, согласно уравнению акустоупругости, оценивается по коэффициенту акустоупругой связи:

$$k = \frac{\Delta C / C_0}{\sigma}, \quad (5)$$

Таблица 3

Упругие модули и плотность исследуемых образцов до и после механического нагружения

Термическая обработка	Коэффициент Пуассона		Модуль Юнга, ГПа		Модуль сдвига, ГПа		Плотность, кг/м ³	Коэффициент акустоупругой связи, ТПа ⁻¹
	до	после	до	после	до	после		
Отжиг	0,2947	0,2939	194,6	195,0	75,2	75,4	7687	–9,20
Старение 470 °С	0,2913	0,2909	200,0	200,2	77,4	77,5	7677	–6,88
Старение 565 °С	0,2896	0,2887	202,3	202,7	78,4	78,6	7689	–5,75

где k — коэффициент акустоупругой связи; σ — приложенная нагрузка, МПа; $\Delta C/C_0$ — относительное изменение скорости.

Результаты расчета коэффициентов акустоупругой связи для образцов с различной термообработкой приведены в табл. 3. Максимальное значение акустоупругого коэффициента соответствует образцу после отжига, для образцов после старения эффект акустоупругости проявляется в меньшей степени.

Рис. 5 иллюстрирует влияние механического нагружения на коэффициент Пуассона и упругие модули образцов после отжига на твердый раствор, после старения 470 и 565 °С.

Следует отметить, что модули сдвига и Юнга линейно уменьшаются с ростом нагрузки в зависимости от термической обработки сплава. Коэффициент Пуассона, напротив, имеет тенденцию к росту.

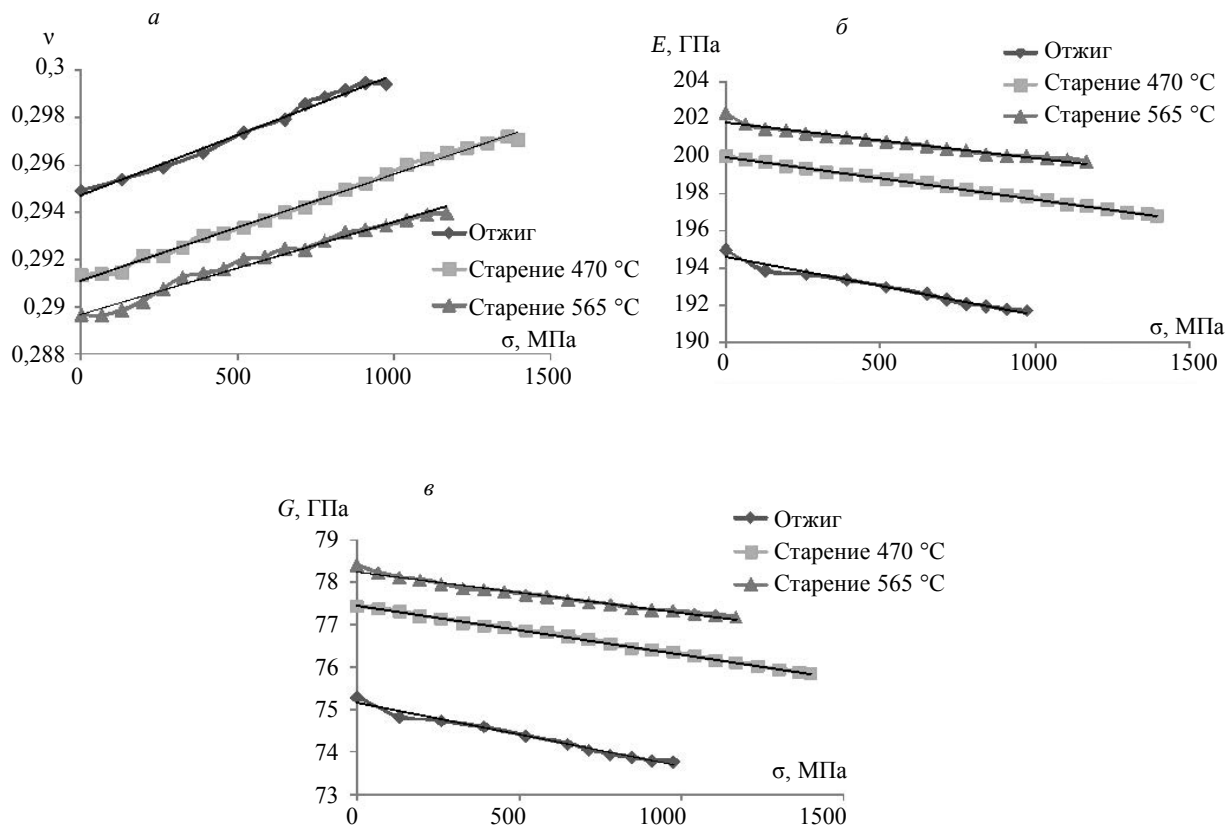


Рис. 5. Влияние механического нагружения на коэффициент Пуассона (а), модуль Юнга (б), модуль сдвига (в) в процессе нагружения образцов после отжига на твердый раствор, после старения 470 и 565 °С.

ВЫВОДЫ

1. Проведенные исследования с помощью метода многократных отражений на образцах мартенситно-старееющего железохромоникелевого сплава марки ХМ-12 после термических операций отжига и старения показали достаточно высокую информативность и высокую точность определения следующих акустических характеристик: абсолютного значения скорости распространения продольной и поперечной волны и рассчитанных на их основе динамических упругих модулей — Юнга, сдвига, коэффициента Пуассона.

2. Показано, что скорость поперечной волны с поляризацией в направлении действия силы в упругой области механического нагружения уменьшается прямо пропорционально нагрузке, при этом максимальное значение акустоупругого коэффициента соответствует образцу после отжига. Модули Юнга и сдвига линейно уменьшаются, а коэффициент Пуассона, напротив, линейно увеличивается в диапазоне исследуемых нагрузок.

3. Электропроводность снижается относительно отжига на твердый раствор после старения при 470 °С, а при старении 565 °С увеличивается до значений, соответствующих отжигу, но после механического растяжения электропроводность значительно растет для всех видов термической обработки как отожженных, так и состаренных образцов.

4. Коэрцитивная сила относительно отжига на твердый раствор растет после старения при 470 °С и незначительно изменяется после механической нагрузки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (грант № 22-19-00252, <https://rscf.ru/project/22-19-00252/>) с использованием УНУ «Информационно-измерительный комплекс для исследований акустических свойств материалов и изделий» (рег. номер: 586308).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Еремин Е.Н., Лосев А.С., Пономарев И.А., Бородихин С.А. Влияние режимов термической обработки на структуру, свойства и фазовый состав стали 10Г7М3С2АФТЮ, наплавленной порошковой проволокой // Научные технологии в машиностроении. 2020. № 5 (107). С. 3—8. DOI: 10.30987/2223-4608-2020-5-3-8

2. Махнева Т.М. О стабильности уровня механических свойств нержавеющей мартенситно-старееющих сталей // Проблемы механики и материаловедения. 2017. С. 310—317.

3. Громов В.И., Якушева Н.А., Полунов И.Л. Оценка влияния режимов термической обработки на уровень механических свойств мартенситостарееющих сталей системы легирования Fe-Ni-Mo-Ti-Al // Труды ВИАМ. 2017. № 11 (59). С. 2. DOI: 10.18577/2307-6046-2017-0-11-2-2

4. Азбалин С.Г., Симонян В.А. Обзор особенностей, методов производства и перспектив использования мартенситно-старееющих сталей // Международный научно-исследовательский журнал. 2022. № 8 (122). DOI: 10.23670/IRJ.2022.122.113

5. Петровский А.В., Жмудин Н.С., Оборин Л.А. Особенности изготовления литосварных конструкций из высокопрочных сталей // Актуальные проблемы авиации и космонавтики. 2018. Т. 1. № 14. С. 451—452.

6. Luo Hong, Yu Qiang, Dong Chaofang, Sha Gang, Liu Zhenbao, Liang Jianxiong, Wang Li, Han Gang, Li Xiaogang. Influence of the aging time on the microstructure and electrochemical behaviour of a 15-5PH ultra-high strength stainless steel // Corrosion Science. 2018. V. 139. P. 185—196. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.corsci.2018.04.032>

7. Couturier Laurent, De Geuser Frédéric, Deschamps Alexis. Microstructural evolution during long time aging of 15-5PH stainless steel // Materialia. 2020. V. 9. 100634. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.mtla.2020.100634>

8. Valiorgue F., Zmelty V., Dumas M., Chomienne V., Verdu C., Lefebvre F., Rech J. Influence of residual stress profile and surface microstructure on fatigue life of a 15-5PH // Procedia Engineering. 2018. V. 213. P. 623—629. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2018.02.058>

9. Zhou Tao, Babu R. Prasath, Odqvist Joakim, Yu Hao, Hedström Peter. Quantitative electron microscopy and physically based modelling of Cu precipitation in precipitation-hardening martensitic stainless steel 15-5 PH // Materials & Design. 2018. V. 143. P. 141—149. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2018.01.049>

10. Niu, J., Cui B., Jin H., Yan J., Meng W., Min C., Xu D. Effect of Post-Weld Aging Temperature on Microstructure and Mechanical Properties of Weld Metal of 15-5 PH // Journal of Materials Engineering and Performance. 2020. V. 29. P. 7026—7033. DOI: <https://doi.org/10.1007/s11665-020-05193-y>

11. Jin Chunhui. Microstructure and mechanical properties of 15-5 PH stainless steel under different aging temperature // Metall. Res. Technol. 2021. V. 118 (6). DOI: <https://doi.org/10.1051/metal/2021078>

12. Zhou Tao, Faleskog Jonas, Babu R. Prasath, Odqvist Joakim, Yu Hao, Hedström Peter. Exploring the relationship between the microstructure and strength of fresh and tempered martensite in a maraging stainless

steel Fe–15Cr–5Ni // *Materials Science and Engineering: A*. 2019. V. 745. P. 420—428. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.msea.2018.12.126>

13. *Avula Indu, Arohi Adya Charan, Kumar Cheruvu Siva, Sen Indrani*. Microstructure, Corrosion and Mechanical Behavior of 15-5 PH Stainless Steel Processed by Direct Metal Laser Sintering // *Journal of Materials Engineering and Performance*. 2021. V. 30. P. 6924—6937. <https://doi.org/10.1007/s11665-021-06069-5>

14. *Nong X.D., Zhou X.L., Li J.H., Wang Y.D., Zhao Y.F., Brochu M.* Selective laser melting and heat treatment of precipitation hardening stainless steel with a refined microstructure and excellent mechanical properties // *Scripta Materialia*. 2020. V. 178. P. 7—12. <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2019.10.040>

15. *Sarkar Sagar, Mukherjee Shreya, Kumar Cheruvu Siva, Nath Ashish Kumar*. Effects of heat treatment on microstructure, mechanical and corrosion properties of 15-5 PH stainless steel parts built by selective laser melting process // *Journal of Manufacturing Processes*. 2020. V. 150. P. 279—294. <https://doi.org/10.1016/j.jmapro.2019.12.048>

16. *Dallas Roberts, Zhang Yi, Charit Indrajit, Zhang Jing*. A comparative study of microstructure and high-temperature mechanical properties of 15-5 PH stainless steel processed via additive manufacturing and traditional manufacturing // *Progress in Additive Manufacturing*. 2018. V. 3. P. 183—190. <https://doi.org/10.1007/s40964-018-0051-5>

17. *Sarkar Sagar, Kumar Cheruvu Siva, Nath Ashish Kumar*. Effects of heat treatment and build orientations on the fatigue life of selective laser melted 15-5 PH stainless steel // *Materials Science and Engineering: A*. 2019. V. 755. P. 235—245. <https://doi.org/10.1016/j.msea.2019.04.003>

18. *Углов А.Л., Хлыбов А.А., Бычков А.Л., Кувшинов М.О.* О неразрушающем контроле остаточных напряжений в деталях осесимметричной формы из стали 03Н17К10В10МТ // *Вестник ИжГТУ имени М.Т. Калашникова*. 2019. Т. 22. № 4. С. 3—9. DOI: 10.22213/2413-1172-2019-4-3-9

19. *Хлыбов А.А., Рябов Д.А., Аносов М.С., Беляев Е.С.* Исследование особенностей микроструктуры и свойств металлов, полученных путем горячего изостатического прессования // *Вестник ИжГТУ имени М.Т. Калашникова*. 2021. Т. 24. № 4. С. 4—10. DOI: 10.22213/2413-1172-2021-4-4-10

20. *Хлыбов А.А., Кабалдин Ю.Г., Рябов Д.А., Аносов М.С., Шатагин Д.А.* Исследование поврежденности образцов из стали 12Х18Н10Т при малоциклового усталости методами неразрушающего контроля // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. 2021. Т. 87. № 5. С. 61—67. DOI: 10.26896/1028-6861-2021-87-5-61-67

21. *Гончар А.В., Ключников В.А., Мишакин В.В.* Влияние пластического деформирования и последующей термообработки на акустические и электромагнитные свойства стали 12Х18Н10Т // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. 2019. Т. 85. № 2. С. 23—28. DOI: 10.26896/1028-6861-2019-85-2-23-28

22. *Попова Н.А., Смирнов А.Н., Никоненко Е.Л., Абабков Н.В., Конева Н.А.* Влияние деформации на структурно-фазовое состояние зоны термического влияния в сварном шве стали 12Х18Н10Т // *Известия вузов. Физика*. 2019. Т. 62. № 9 (741). С. 48—56. DOI: 10.17223/00213411/62/9/48

23. *Бабкин С.Э., Лебедева М.Ю., Савченко Ю.И., Вострокнутова О.Н.* Измерение скорости поверхностных волн ферромагнитных материалов электромагнитно-акустическим способом // *Электротехнические системы и комплексы*. 2019. № 4 (45). С. 47—51. DOI 10.18503/2311-8318-2019-4(45)-47-51

24. *Муравьева О.В., Муравьев В.В., Башарова А.Ф., Синцов М.А., Богдан О.П.* Влияние термической обработки и структурного состояния стали 40Х пруткового сортамента на скорость ультразвуковых волн и коэффициент Пуассона // *Сталь*. 2020. № 8. С. 63—68.

25. *Муравьев В.В., Будрин А.Ю., Синцов М.А.* Структуроскопия термически обработанных стальных прутков по скорости распространения рэлеевских волн // *Интеллектуальные системы в производстве*. 2020. Т. 18. № 2. С. 37—43. DOI: 10.22213/2410-9304-2020-2-37-43

26. *Муравьев В.В.* Взаимосвязь скорости ультразвука в сталях с режимами их термической обработки // *Дефектоскопия*. 1989. № 2. С. 66—68.

27. *Муравьев В.В.* Влияние термической обработки на скорость ультразвука в алюминиевых сплавах // *Дефектоскопия*. 1989. № 11. С. 65—72.

28. *Лившиц Б.Г., Крапошин В.С., Линецкий Я.Л.* Физические свойства металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1980. 320 с.

29. *Kazantseva N.V., Shishkin D.A., Ezhov I.V., Davidov D.I., Rigmant M.B., Terent'ev P.B., Egorova L.Y., Merkushev A.G.* Magnetic Properties and Structure of Products from 1.4540 Stainless Steel Manufactured by 3D Printing // *Physics of Metals and Metallography*. 2019. V. 120. No. 13. P. 1270—1275. DOI: 10.1134/S0031918X19130118

АЛГОРИТМЫ ГИСТЕРЕЗИСНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

© 2023 г. В.В. Павлюченко^{1,*}, Е.С. Дорошевич^{1,**}

¹Белорусский Национальный Технический Университет,
Беларусь 220013 Минск, пр-т Независимости, 65
E-mail: *vv.pavlyuchenko@gmail.com; **es_doroshevich@mail.ru

Поступила в редакцию 20.03.2023; после доработки 07.04.2023

Принята к публикации 07.04.2023

Представлены расчетные распределения величины электрического напряжения U на выходе магнитной головки (МГ), сканирующей магнитный носитель (МН), по координате x . Найдены координаты и амплитуды первых максимумов гистерезисной интерференции (HI), полученной в импульсном магнитном поле. Предложены расчеты с многократным использованием начальной ветви остаточного намагничивания МН при построении гистерезисной интерференции. Проведен анализ начальной и гистерезисных ветвей сигналов для МН и других носителей информации, преобразователей сигналов и систем контроля. Использование полученных результатов позволяет повысить качество контроля свойств материалов и объектов.

Ключевые слова: импульсное магнитное поле, магнитный носитель, гистерезисная интерференция.

DOI: 10.31857/S0130308223050032, **EDN:** ZCAUJP

ВВЕДЕНИЕ

Использование гистерезисной интерференции (HI) позволяет повысить точность контроля толщины металлических объектов, их удельной электропроводности и дефектов сплошности в них [1, 2]. Толщину объектов из алюминия можно определять при воздействии на них сериями разнополярных импульсов [1] с обеспечением одинаковой амплитуды гистерезисных колебаний электрического напряжения, снимаемого с магнитной головки. Применение перекрывающихся во времени импульсных магнитных полей [2] увеличивает скорость записи распределений магнитных полей и позволяет производить контроль в динамическом режиме. Учет параметров дифференциального фона [3] дает возможность выделять полезный сигнал из полного сигнала, содержащего фон электромагнитных помех, фон резонансных явлений в измерительной цепи и фоны других сигналов. Повышение производительности контроля и его возможностей могут быть достигнуты при использовании перемещаемых индукторов импульсных магнитных полей [4]. Контроль толщины объектов из электропроводящих материалов, их электропроводности, толщины покрытий, параметров дефектов сплошности достаточно точно осуществляют также вихретоковым [5—11], магнитодинамическим [12] и другими методами. В [5—11] описаны алгоритмы обработки сигналов, контроль внутренних диаметров труб, шаровых включений, толщины покрытий, трещин в объектах, а также использование проекционных методов анализа. Поле электропроводящего объекта может быть представлено в виде суперпозиции полей элементарных вихревых токов [13], а результаты магнитной дефектоскопии обработаны в масштабе реального времени [14]. Способ оценки параметров дефектов в стали рассмотрен в [15], а применение виброиндукционного преобразователя для исследования магнитных потоков рассеяния поверхностного дефекта изучены в [16]. Для проведения исследований авторами использованы также основополагающие работы по магнитографической дефектоскопии [17, 18].

Одним из главных преимуществ метода гистерезисной интерференции является обеспечение записи мгновенных распределений магнитных полей на значительных площадях при высоком пространственном разрешении, а в случае использования визуализирующих пленок — проведение процесса контроля в режиме, близком к режиму реального времени.

Целью работы является повышение качества контроля свойств материалов и объектов. Поставленная цель достигается путем нахождения координат и амплитуд первых максимумов гистерезисной интерференции в импульсном магнитном поле, разработкой методов расчета с многократным использованием начальной ветви остаточного намагничивания МН при построении гистерезисной интерференции, проведением анализа начальной и гистерезисных ветвей сигналов для МН и других носителей информации, преобразователей сигналов и систем контроля.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При использовании гистерезисной интерференции для контроля свойств объектов могут быть разработаны алгоритмы различных операций. Так, в случае метода нулевого центрального максимума [19] находят последовательности импульсов с заданными параметрами, которые обеспечивают максимальную чувствительность определения искомых величин (толщины объекта, удельной электропроводности его материала).

При этом задают порядок нулевого максимума, т.е. число перемагничиваний участка МН на проекции локального источника магнитного поля.

Алгоритмы могут быть выражены последовательностью операций программы с предварительным нахождением функций или цифровых табличных данных распределения напряженности магнитного поля в зависимости от вида источников поля, параметров импульсов, свойств объектов, расстояний от источников до объектов и так далее.

Произведем расчеты гистерезисной интерференции электрического напряжения U , снимаемого с магнитной головки (МГ), сканирующей магнитный носитель (МН). На МН воздействовали импульсными магнитными полями линейного индуктора.

Начальную кривую $U_{1i}(H)$ применяемого МН, соответствующую начальной ветви остаточного намагничивания носителя, для i -го импульса описывали найденной нами ранее [2] формулой:

$$U_{1i} = 23,5 + 24,3 \arctg(0,011H_1 - 1,45). \quad (1)$$

Электрическое напряжение выражено в милливольтгах, а напряженность магнитного поля — 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 формуле [2]:

$$U_{2i} = -23,5 + 0,61U_1 + (24,5 + 0,4U_1) \arctg((0,011 + 0,000087U_1)H_2 + 1,45 - 0,0016U_1). \quad (2)$$

Значения U после воздействия третьим и последующими импульсами определяли по (2) с коррекцией знаков и заменами U_1 и H_2 на их значения предыдущего импульса. Зависимость тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля линейного индуктора на плоскости измерения, параллельной его оси, от расстояния x до проекции оси индуктора определяли по формуле:

$$H = A/(x^2 + b^2), \quad (3)$$

где b — расстояние от этой оси до ее проекции на плоскость измерения. Расстояния x и b измеряются в см, величина H — в А/см и коэффициент A — в А · см.

Пусть расстояние $b = 0,6$ см. Воздействуем на МН импульсом магнитного поля линейного индуктора с величиной напряженности в прямом направлении $H=400$ А/см. После этого воздействуем на МН импульсами магнитного поля индуктора в обратном направлении и получим зависимости I — II электрического напряжения $U(x)$, снимаемого с магнитной головки при сканировании ею МН, от координаты x , показанные на рис. 1.

Эти зависимости получены для разных величин напряженности обратного поля: 0 А/см (кривая 1); -25 А/см (кривая 2); -35 А/см (кривая 3); -45 А/см (кривая 4); -72 А/см (кривая 5); -100 А/см (кривая 6); -128 А/см (кривая 7); -156 А/см (кривая 8); -183 А/см (кривая 9); -267 А/см (кривая 10); -350 А/см (кривая 11). Здесь также отмечены точки на кривых, соответствующие первым максимумам интерференционной картины. Введенные нами параметры HI показаны в [19].

Из графиков на рис. 1 находим следующие положительные значения координаты x первого максимума зависимостей: $3,8 \cdot 10^{-2}$ см (кривая 2); 0,25 см (кривая 3); 0,35 см (кривая 4); 0,45 см (кривая 5); 0,55 см (кривая 6); 0,65 см (кривая 7); 0,7 см (кривая 8); 0,75 см (кривая 9); 1,2 см (кривая 10); 2,2 см (кривая 11). Полученные зависимости координаты максимума x от величины напряженности обратного поля могут быть описаны аналитическими функциями с цифровыми данными по точкам или представлены в табличном виде. Эти зависимости используют при создании алгоритмов HI для разных последовательностей импульсов.

Воздействуем на МН импульсом магнитного поля линейного индуктора с величиной напряженности в прямом направлении $H = 4000$ А/см и получим зависимости $U(x)$ при разных величинах напряженности обратного импульса, показанные на рис. 2: напряженность обратного

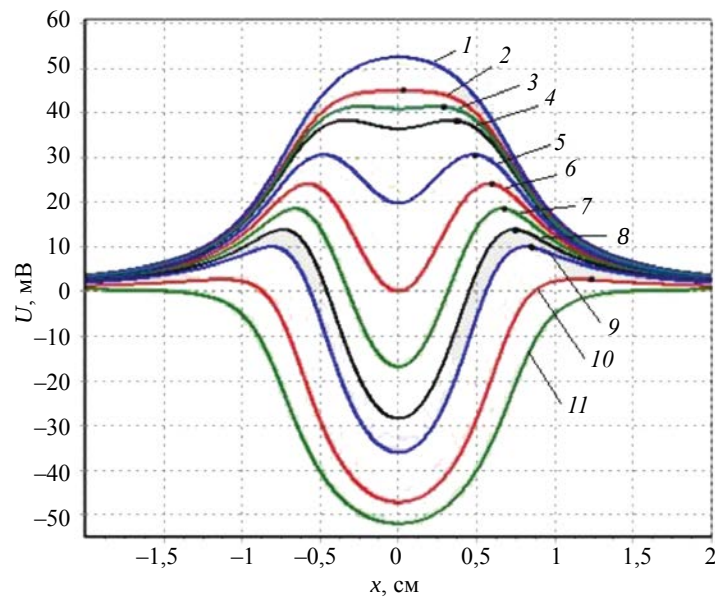


Рис. 1. Зависимости $U(x)$, полученные при разных величинах напряженности обратного импульса и напряженности прямого импульса 400 А/см.

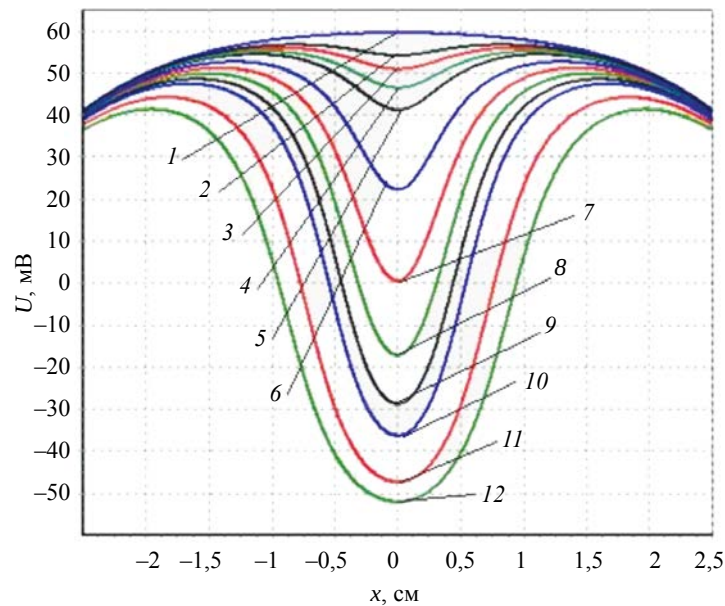


Рис. 2. Зависимости $U(x)$, полученные при разных величинах напряженности обратного импульса и напряженности прямого импульса 4000 А/см.

поля 0 А/см (кривая 1); -17 А/см (кривая 2); -25 А/см (кривая 3); -35 А/см (кривая 4); -45 А/см (кривая 5); -72 А/см (кривая 6); -100 А/см (кривая 7); -128 А/см (кривая 8); -156 А/см (кривая 9); -183 А/см (кривая 10); -267 А/см (кривая 11); -350 А/см (кривая 12).

Далее воздействуем на МН импульсом магнитного поля линейного индуктора с величиной напряженности в прямом направлении $H = 200$ А/см и получим зависимости $U(x)$ 1 — 11 при величинах напряженности обратного импульса, показанные на рис. 3: для напряженности обратного поля 0 (кривая 1); -25 А/см (кривая 2); -35 А/см (кривая 3); -45 А/см (кривая 4); -72 А/см (кривая 5); -100 А/см (кривая 6); -128 А/см (кривая 7); -156 А/см (кривая 8); -183 А/см (кривая 9); -267 А/см (кривая 10); -350 А/см (кривая 11).

Распределения $U(x)$ используют для составления алгоритмов НИ при контроле объектов.

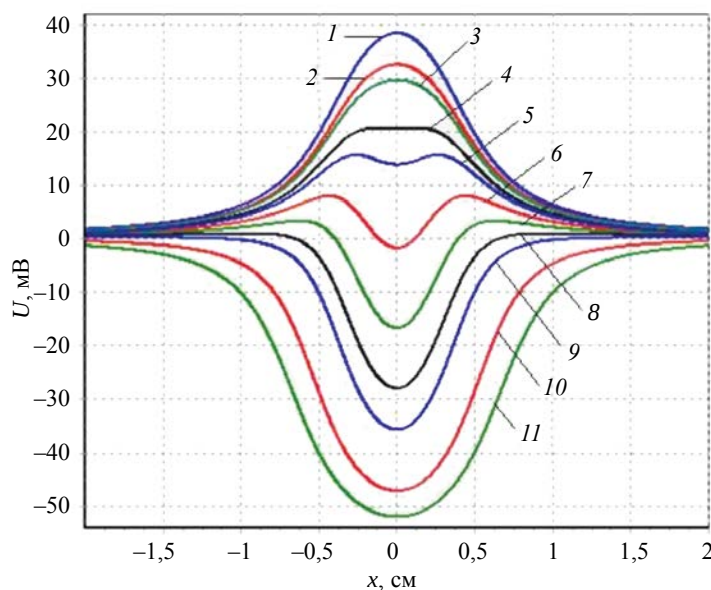


Рис. 3. Зависимости $U(x)$, полученные при разных величинах напряженности обратного импульса и напряженности прямого импульса 200 А/см.

На основании графиков на рис. 1—3 построены зависимости координаты первого максимума x от величины напряженности магнитного поля второго импульса H 1, 2 и 3 (рис. 4) при максимальной величине напряженности магнитного поля первого импульса 200, 400 и 4000 А/см соответственно. Величина напряженности второго импульса взята со знаком «-», так как напряженность магнитного поля направлена противоположно напряженности первого импульса.

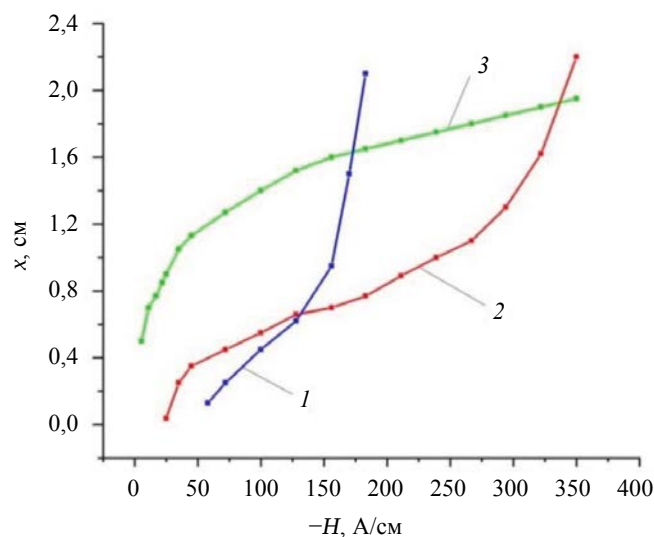


Рис. 4. Зависимости координаты x первого максимума от величины напряженности $-H$ магнитного поля второго импульса для напряженности прямого импульса: 200 (1), 400 (2) и 4000 А/см (3).

На рис. 5 показаны зависимости 1—9 величины электрического напряжения, снимаемого с МГ, от величины напряженности магнитного поля обратного импульса для разных напряженностей прямого импульса. Величина сигнала U пропорциональна величине остаточного магнитного поля над участками МН, которая пропорциональна остаточной намагниченности этих участков.

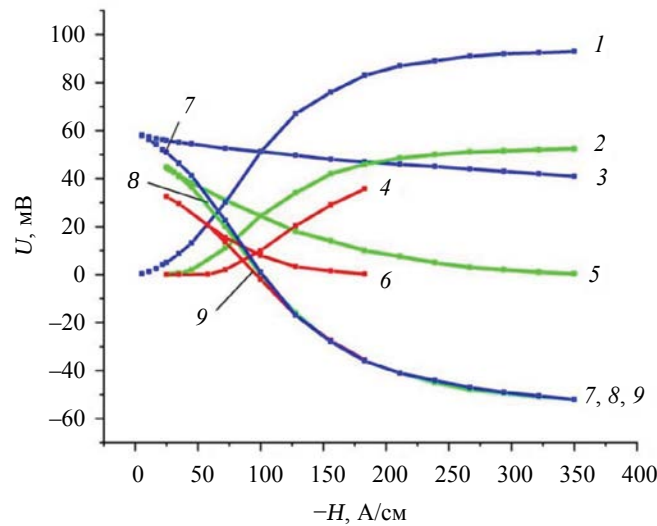


Рис. 5. Зависимости $U(-H)$ для напряженности прямого импульса: 4000 А/см (1, 3, 7); 400 А/см (2, 5, 8) и 200 А/см (4, 6, 9).

Зависимости 3, 5 и 6 соответствуют величине остаточной напряженности МН первого максимума HI в результате воздействия на МН двумя импульсами магнитного поля. Зависимости 7, 8 и 9 соответствуют величине остаточной намагниченности нулевого максимума (минимума) в результате этих воздействий, а зависимости 1, 2, 4 есть разностные характеристики кривых 3 и 7, 5 и 8, 6 и 9.

Проведем построения картин HI тремя импульсами (рис. 6, 7 и 8) и проанализируем разработанные нами методы их получения. На рис. 6 показаны такие распределения, для которых зависимости $U_{2i}(x)$ второго импульса имеют только положительные значения. Обозначим через H_1 , H_2 и H_3 напряженности магнитного поля первого, второго и третьего импульсов. Тогда получаем:

$$H_{11} = 144 / (x^2 + 0,36); \quad (4)$$

$$H_{12} = -35,08 / (x^2 + 0,36); \quad (5)$$

$$H_{13} = 49 / (x^2 + 0,36); \quad (6)$$

$$U_{11} = 23,5 + 24,3 \arctg (0,011 H_{11} - 1,45); \quad (7)$$

$$U_{12} = -23,5 + 0,61 U_{11} + (24,5 + 0,40 U_{11}) \arctg ((0,011 + 0,000087 U_{11}) H_{12} + 1,45 - 0,0016 U_{11}); \quad (8)$$

$$U_{13} = 23,5 + 24,3 \arctg (0,011 H_{13} - 1,45). \quad (9)$$

Зависимости U_{11} соответствует кривая 1; U_{12} — кривая 2-3-2; U_{13} — кривая 4-5-4. Здесь также обозначены точки сопряжения 10 зависимостей U_{12} и U_{13} и показана результирующая зависимость 2-5-2.

Для величин полей:

$$H_{21} = 144 / (x^2 + 0,36); \quad (10)$$

$$H_{22} = -20,8 / (x^2 + 0,36); \quad (11)$$

$$H_{23} = 64,2 / (x^2 + 0,36) \quad (12)$$

получаем кривые 1 (U_{21} та же, что и U_{11}), 6-7-6 (U_{22}), 8-9-8 (U_{23}) и результирующую зависимость 6-9-6.

Зависимости U_{21} , U_{22} и U_{23} рассчитаны по (7), (8), (9) с корректировкой индексов при U для напряженности магнитных полей (10), (11), (12). Здесь точки 11 являются точками сопряжения зависимостей U_{22} и U_{23} .

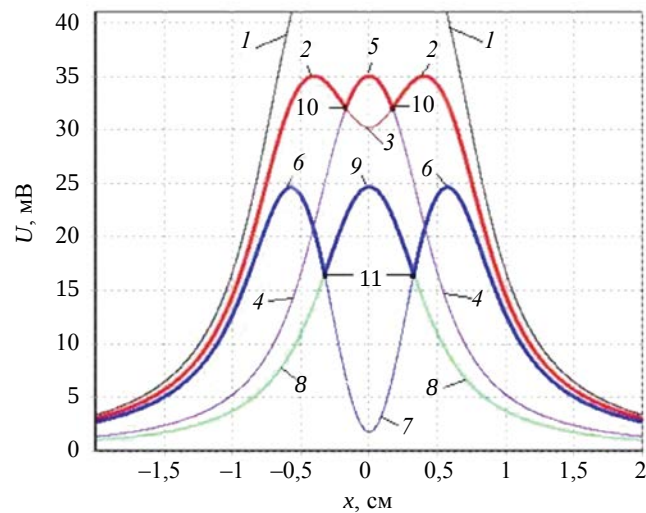


Рис. 6. Распределения $U(x)$, полученные при воздействии на МН тремя импульсами магнитного поля; $U_{12} \geq 0$.

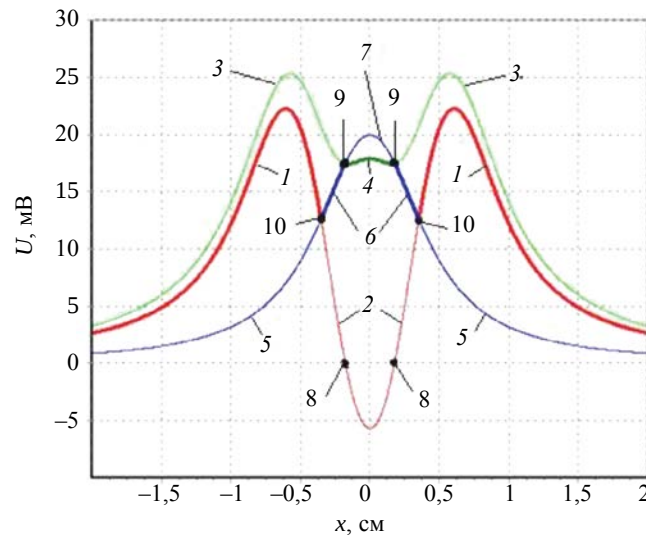


Рис. 7. Распределения $U(x)$, полученные при воздействии на МН тремя импульсами магнитного поля; $-\infty \leq U_{32} \leq \infty$.

Распределения $U(x)$ трех импульсов, второе из которых U_{32} , содержат как положительные, так и отрицательные значения, показаны на рис. 7. Параметры полей H и сигналов U следующие:

$$H_{31} = 144/(x^2 + 0,36); \quad (13)$$

$$H_{32} = -39,08/(x^2 + 0,36); \quad (14)$$

$$H_{33} = 42,6/(x^2 + 0,36); \quad (15)$$

$$U_{31} = 23,5 + 24,3 \arctg(0,011H_{31} - 1,45); \quad (16)$$

$$U_{32} = -23,5 + 0,61U_{31} + (24,5 + 0,40U_{31}) \arctg((0,011 + 0,000087U_{31})H_{32} + 1,45 - 0,0016U_{31}); \quad (17)$$

$$U_{33} = 23,5 - 0,61U_{32} + (24,5 + 0,40U_{32}) \arctg((0,011 + 0,000087U_{32})H_{33} - 1,45 + 0,0016U_{32}); \quad (18)$$

$$U_{34} = 23,5 + 24,3 \arctg(0,011H_{33} - 1,45). \quad (19)$$

Зависимость U_{32} содержит участки $1-2-1$; U_{33} — участки $3-4-3$; U_{34} — участки $5-6-7-6-5$. Здесь также отмечены общие точки кривых 8, 9 и 10.

Результирующая зависимость третьего импульса: $1-6-4-6-1$. Точки 8 являются границами положительных и отрицательных значений распределения $U(x)$ второго импульса. Им соответствуют точки пересечения десяти зависимостей.

На основании графиков на рис. 6 и рис. 7 построены результирующие распределения 1 и 2 на рис. 8, которые соответствуют распределению остаточной намагниченности МН, а также оптическое изображение сигнала 3. Кривым 1 и 2 на рис. 8 соответствуют участки распределений 2-5-2 и 6-9-6 на рис. 6, а верхней огибающей линии оптического изображения 3 соответствуют участки распределения $1-6-4-6-1$ на рис. 7.

Амплитуда (и размах) сигнала прямо пропорциональна величине остаточной намагниченности МН.

Гистерезисные циклы сигналов $U(H)$ для указанных выше импульсов изображены на рис. 9. Здесь показаны участки начальной и гистерезисных ветвей, по которым осуществлено движение при формировании распределений на рис. 8. Распределение 1 (см. рис. 8) содержит точки 1-2-3-4-5-6-7 на рис. 9, а распределение 2 (рис. 8) — точки 1-2-3-8-9-10-11 на рис. 9. Распределение 3 (верхняя огибающая линия оптического изображения, см. рис. 8) находим по точкам 1-2-3-12-13-14-15 на рис. 9.

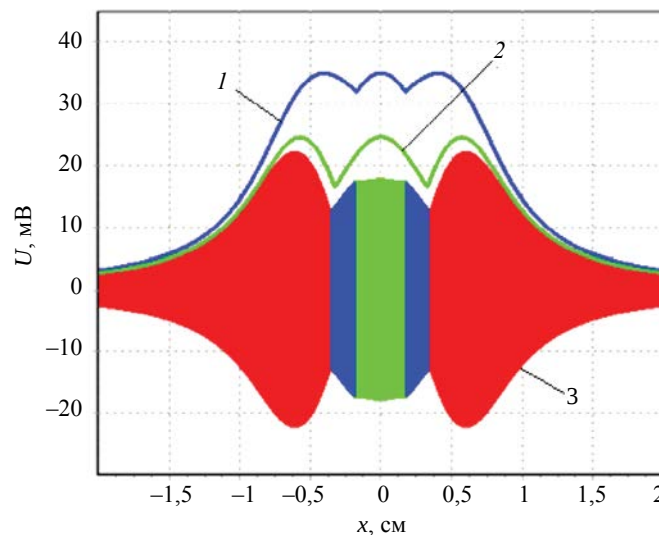


Рис. 8. Распределения $U(x)$ результирующего сигнала 1, 2 и оптическое изображение сигнала 3.

На основании проведенных исследований нами установлены следующие правила построения картины гистерезисной интерференции.

Продолжением цикла третьего (прямого) импульса для положительных значений сигнала второго (обратного) импульса является прямая начальная ветвь, а для отрицательных — прямая гистерезисная ветвь.

Для этого определяют границы области отрицательных значений сигнала второго (обратного) импульса и строят внутри этих границ распределения сигнала третьего (прямого) импульса по положительной гистерезисной ветви.

Далее находят общие точки распределений второго (обратного) импульса и распределений третьего (прямого) импульса, построенного для начальной ветви, участки которого оставляют неизменными между этими точками и границами областей отрицательных значений сигнала.

Достраивают результирующее распределение, оставляя неизменными участки распределения второго (обратного) импульса в областях за общими точками.

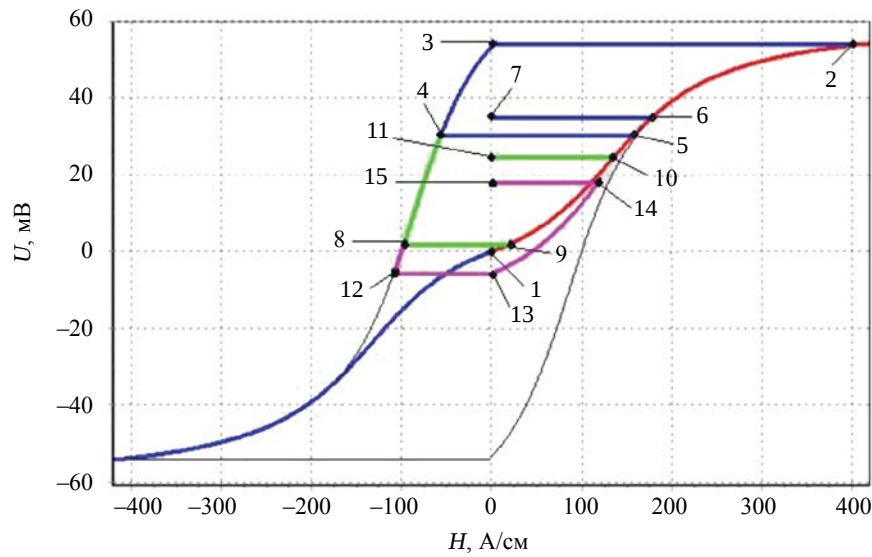


Рис. 9. Зависимости $U(H)$ для разных последовательностей импульсов.

Так, для распределений $U(x)$ на рис. 7 границами отрицательных значений сигнала второго импульса являются точки 8 ($x_1 = -0,18$ см и $x_2 = 0,18$ см) и соответствующие им точки 9.

Общими точками сигнала второго импульса и распределения третьего импульса, построенного для начальной ветви, являются точки 10 ($x_3 = -0,35$ см и $x_4 = 0,35$ см).

Тогда в области $x_1 \leq x \leq x_2$ реализуется распределение U_{33} (18), в областях $x_3 \leq x \leq x_1$ и $x_2 \leq x \leq x_4$ действует распределение U_{34} (19), а в областях $-\infty \leq x \leq x_3$ и $x_4 \leq x \leq \infty$ остается распределение U_{32} (17).

Использование начальной ветви для положительных значений сигнала второго (обратного) импульса обусловлено тем, что магнитное поле третьего (прямого) импульса направлено в ту же сторону, что и остаточная намагниченность МН. Для того, чтобы прямым импульсом вывести МН в состояние с большей намагниченностью, надо приложить поле, напряженность которого больше напряженности магнитного поля, выводящего МН в это состояние из размагниченного состояния.

Найденные правила используют при построении картины HI каждого последующего импульса.

Исходное состояние МН, при котором величина сигнала, снимаемого с МГ, равна нулю может быть достигнута разными способами. Например, путем перемагничивания МН в однородном переменном магнитном поле с плавно убывающей амплитудой. Сигнал нулевого уровня может быть получен на оси линейного индуктора в переменном магнитном поле с убывающей амплитудой или при воздействии на МН разнополярными импульсами магнитного поля. В зависимости от параметров воздействия могут быть получены разные начальные ветви $U(H)$ магнитного носителя. В общем случае для разных носителей информации свойства начальной ветви $U(H)$ носителя информации зависят от числа однополярных импульсов и от времени $t_{\max}$ их нарастания (рис. 10).

На рис. 10 показаны следующие начальные ветви $U_{14} — U_{54}$:

$$U_{14} = 23,5 + 24,3 \arctg(0,021H_{14} - 1,45); \quad (20)$$

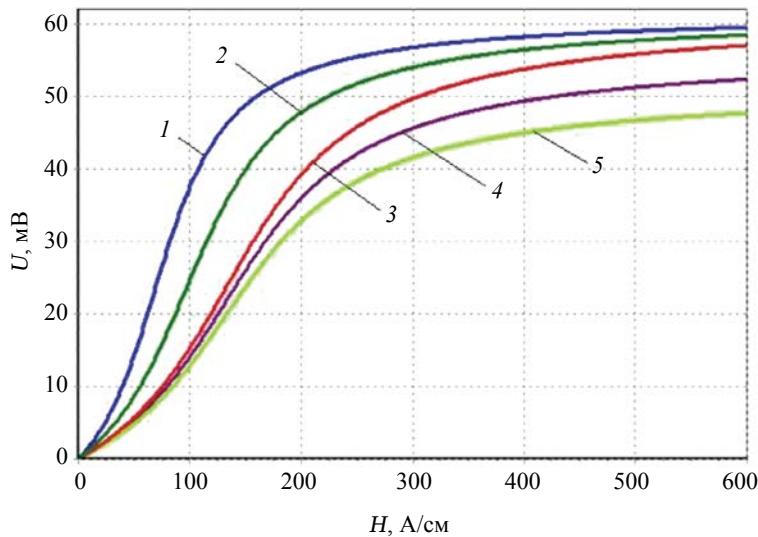
$$U_{24} = 23,5 + 24,3 \arctg(0,015H_{24} - 1,45); \quad (21)$$

$$U_{34} = 23,5 + 24,3 \arctg(0,011H_{34} - 1,45); \quad (22)$$

$$U_{44} = 21,6 + 22,3 \arctg(0,011H_{44} - 1,45); \quad (23)$$

$$U_{54} = 19,7 + 20,3 \arctg(0,011H_{54} - 1,45). \quad (24)$$

Ветвь 1 (U_{14}) получена для пяти импульсов, ветви 2 (U_{24}) и 3 (U_{34}) — соответственно для двух и одного импульсов.

Рис. 10. Начальные ветви $U(H)$ для разных импульсов.

Ветви 3 (U_{34}), 4 (U_{44}) и 5 (U_{54}) получены для разного времени нарастания импульсов в порядке его уменьшения.

Из графиков на рис. 10 следует, что с увеличением числа воздействий импульсами с одинаковыми параметрами на носитель информации увеличиваются углы наклона начальных ветвей. Для носителя информации в виде пленочного флюкс-детектора зависимость сигнала от числа одинаковых импульсов получена нами ранее [20]. Там сигналом являлся яркостной сигнал оптического изображения в отраженном свете, определяемый уровнем серого. Зависимости параметров начальной ветви от числа импульсов получены нами также для МН при разных условиях воздействия.

Анализ ветвей 3—5 на рис. 10 показывает, что с уменьшением $t_{\max}$ уменьшаются как углы наклона ветвей, так и предельная величина сигнала. Такие результаты получены нами для дискретного датчика магнитного поля (ДДМП), состоящего из последовательности параллельных полос МН [3], магнитооптических пленок и пленочных флюкс-детекторов.

Для достижения цели контроля могут быть составлены различные алгоритмы HI , определяющие число максимумов и минимумов, их амплитуды и координаты. Отметим некоторые из них. Так, задают параметры импульсов, обеспечивающих оптимальные величины следующих амплитуд и порядков максимумов HI :

- 1) амплитуды нулевых максимумов первого и второго порядков;
- 2) амплитуд всей последовательности нулевых максимумов первого, второго, ... n -го порядка;
- 3) амплитуд нулевого, первого, ..., n -го максимума всех порядков;
- 4) амплитуд нулевого максимума третьего порядка и первого максимума второго порядка;
- 5) амплитуд крайнего максимума первого порядка и амплитуды и порядка нулевого максимума.

Оптимальные параметры HI трех импульсов могут быть получены при амплитуде второго импульса 10 мВ (см. зависимость 9 на рис. 1) и 3 мВ (см. зависимость 7 на рис. 3). Еще большие возможности построения HI как по амплитуде, так и по протяженности контролируемого участка дает использование зависимости 12 на рис. 2 с максимумом первого порядка 41 мВ. Этот максимум может быть крайним не только при воздействии на МН двумя импульсами, но и большим числом импульсов, в любом случае осуществляя контроль на участке $-2,1 \text{ см} \leq x \leq 2,1 \text{ см}$ магнитного носителя.

Для построения алгоритмов контроля могут быть использованы зависимости нулевого и первого максимумов от величины напряженности магнитного поля обратного импульса (см. рис. 5) и зависимости координаты первого максимума от величины напряженности магнитного поля второго импульса (см. рис. 4).

Проведен анализ свойств начальной ветви $U(H)$ разных МН и других носителей информации с учетом явлений, определяющих эти свойства. К таким носителям относятся магнитооптические пленки, визуализирующие магнитные поля пленочные флюкс-детекторы, преобразователи Холла, индукционные катушки, магнитные и электрические зонды, сегнетоэлектрики и другие носители

с собственной памятью или с записью на дополнительные элементы памяти, например, на электронные элементы памяти. При этом сигнал преобразователей разного вида может быть представлен в виде электрического напряжения или в виде интенсивности отраженного света с разным уровнем серого или разными оттенками цветности. Этот сигнал может представлять любую другую величину, измеряемую непосредственно или определяемую по каким-либо формулам.

ВЫВОДЫ

На основании полученных распределений величины электрического напряжения U , снимаемого с магнитной головки (МГ), считывающей информацию с магнитного носителя (МН) по координате x , определены зависимости координаты и амплитуды первого максимума гистерезисной интерференции (HI) от параметров воздействующих полей. На МН воздействовали двумя разнополярными импульсами магнитного поля. Начальная и гистерезисные ветви, т.е. зависимости электрического напряжения от напряженности магнитного поля $U(H)$, соответствующие остаточной намагниченности МН, представлены функциями арктангенс.

Представлены расчеты картины HI при воздействии на МН тремя и более импульсами магнитного поля с повторными использованиями начальной ветви $U(H)$, соответствующей начальной ветви остаточного намагничивания МН. Показано, что построение HI каждого последующего импульса следует осуществлять по начальной ветви $U(H)$ или по гистерезисной ветви $U(H)$ в зависимости от полярности сигнала, достигнутого в результате предшествующего импульса в конкретных точках зависимостей $U(H)$. Найдены условия, при которых в результирующем распределении остаются неизменными участки распределения второго (обратного) импульса.

Проведен анализ свойств начальной ветви $U(H)$ разных МН и других носителей информации.

Полученные зависимости максимумов HI и найденные авторами методики построения картины HI с использованием начальной кривой $U(H)$ и гистерезисных ветвей остаточного намагничивания позволяют повысить качество контроля свойств материалов и объектов (повысить чувствительность и точность контроля толщины металлических объектов, электропроводности их материала и дефектов сплошности в них).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. 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.
3. 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.
4. Павлюченко В.В., Дорошевич Е.С. Гистерезисная интерференция магнитного поля перемещаемого линейного индуктора // Дефектоскопия. 2020. № 1. С. 51—60.
5. 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.
6. Киселев Е.К., Гольдштейн А.Е. Вихретоковая система контроля внутреннего диаметра труб // Дефектоскопия. 2019. № 3. С. 25—30.
7. Печенков А.Н., Щербинин В.Е. Вихревые токи и поля проводящих и намагничивающихся шаровых включений в немагнитную среду // Дефектоскопия. 2016. № 4. С. 48—55.
8. 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.
9. Шубочкин А.Е., Ефимов А.Г. Современные тенденции развития вихретоковой дефектоскопии и дефектотрии // Контроль. Диагностика. 2014. № 3. С. 68—73.
10. Астахов В.И., Данилина Э.М., Еришов Ю.К. К вопросу о диагностике пластины с трещиной вихретоковым методом // Дефектоскопия. 2018. № 3. С. 39—49.
11. Егоров А.В., Поляков В.В. Вихретоковый контроль металлических материалов с помощью проекционных методов многомерного анализа данных // Дефектоскопия. 2018. № 5. С. 55—62.
12. Лухвич А.А., Шарандо В.И., Шукевич А.К., Янушкевич К.И. Выявление ферромагнитной составляющей в нержавеющих сталях магнитодинамическим методом // Дефектоскопия. 2015. № 3. С. 3—10.
13. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Представление поля электропроводящего объекта в виде суперпозиции полей элементарных вихревых токов и их томография // Известия вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 11. С. 28—34.

14. Печенков А.Н. Способ обработки результатов магнитной дефектоскопии для достоверного обнаружения опасных дефектов сплошности в реальном времени // Дефектоскопия. 2020. № 12. С. 58—64.
 15. Новослугина А.П., Смородинский Я.Г. Расчетный способ оценки параметров дефектов в стали // Дефектоскопия. 2017. № 11. С. 13—19
 16. Николаев Ю.Л., Шкатов П.Н., Чернова А.В. Исследование сигнала от тангенциальной составляющей магнитных потоков рассеяния поверхностного дефекта при его регистрации виброиндукционным преобразователем // Дефектоскопия. 2018. № 5. С. 50—54.
 17. Козлов В.С. Техника магнитографической дефектоскопии. Мн.: Высшая школа, 1976. 256 с.
 18. Михайлов С.П., Щербинин В.Е. Физические основы магнитографической дефектоскопии. М.: Наука, 1992. 238 с.
 19. Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S. Using Film Flux Detectors to Determine Properties of Conducting and Magnetic Objects // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2018. V. 54. No. 1. P. 70—76.
 20. Pavlyuchenko V.V., Doroshevich E.S. Testing for Discontinuities in Metals Using Film Flux // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2019. V. 55. No. 1. P. 48—58.
-

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ЦИЛИНДРА, ПОМЕЩЕННОГО В ПРОИЗВОЛЬНОЕ ВНЕШНЕЕ ПОЛЕ

© 2023 г. В.В. Дякин¹, О.В. Кудряшова^{1,*}, В.Я. Раевский^{1,**}

¹Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН,
Россия 620108 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
E-mail: *kudryashova_ov@imp.uran.ru; **ravskii@mail.ru

Поступила в редакцию 06.03.2023; после доработки 07.04.2023
Принята к публикации 07.04.2023

В модели полубесконечного цилиндра выведены формулы и представлен соответствующий алгоритм нахождения напряженности магнитного поля внутри и вне однородного цилиндра, помещенного во внешнее магнитное поле произвольной конфигурации. Проведено тестирование результатов расчетов по этим формулам на их соответствие известным физическим законам, а также на их совпадение с известными аналитическими ответами в предельных частных случаях формы магнетика.

Ключевые слова: интегро-дифференциальное уравнение магнитостатики, цилиндрический магнетик, расчет магнитостатических полей.

DOI: 10.31857/S0130308223050044, **EDN:** ZDVPVM

1. ВВЕДЕНИЕ

Для решения многих практических задач из области магнетизма, например, задач неразрушающего магнитного контроля, актуальной является проблема создания обоснованных алгоритмов аналитического или численно-аналитического решения задач магнитостатики по вычислению напряженности результирующего поля применительно к магнитным телам различной формы, помещенным во внешнее магнитное поле. Такие алгоритмы, позволяющие вычислять напряженность поля внутри и вне магнитного тела с гарантированной и контролируемой точностью, представляют собой как реальный практический интерес, так и пополняют базу алгоритмов точно решаемых задач (в указанном выше смысле), которая необходима для тестирования известных пакетов универсальных программ (типа ELCUT, ANSYS, ELMER), формальное использование которых приводит ко многим проблемам. Подробному описанию недостатков этих программ и подводных камней при их использовании посвящена работа [1].

В статье авторов [2] предложен и обоснован подход, сводящий вычисление напряженности магнитного поля от однородного цилиндра конечных размеров, помещенного в произвольное внешнее поле, к решению некоторого количества систем трех одномерных линейных интегральных уравнений. В следующей работе [3] предложен численный алгоритм, основанный на дискретизации указанных интегральных уравнений методом квадратур [4, с. 157], а в качестве квадратурной формулы, приближенно заменяющей интегралы, выбрана формула средних прямоугольников, которая при разбиении используемого в интегральных уравнениях отрезка интегрирования $[0, 1]$ на m равных частей имеет вид:

$$\int_0^1 f(x)dx \approx \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m f(x_i), \quad (1)$$

где узлы квадратурной формулы выбираются в середине отрезков разбиения:

$$x_i = \frac{2i-1}{2m}, \quad i = 1, \dots, m. \quad (2)$$

Указанный алгоритм успешно прошел различные тестовые проверки, описанные в [3], однако обнаружил и ряд недостатков, проявляющихся при расчетах в случае достаточно длинных цилиндров. Для дискретизации интегральных уравнений оказалось неудачным применение квадратурной формулы (1) с равномерным распределением узлов интегрирования (2) при больших значениях длины l цилиндра из-за «нетривиального» поведения в этом случае соответствующих подынтегральных функций (ниже об этом подробнее). В связи с этим для поддержания достаточной точности расчетов при использовании этой формулы с ростом длины цилиндра приходилось значительно увеличивать число разбиений m (до нескольких тысяч) в (1). Это приводило к резкому

увеличению порядка (равному $3m$) систем линейных уравнений, получаемых при дискретизации интегральных уравнений, что, в свою очередь, влекло ужесточение требований к объему памяти используемого компьютера и, что наиболее важно, к увеличению числа обусловленности этих систем и, тем самым, неконтролируемо увеличивало ошибки в их решениях.

Для преодоления этих недостатков при необходимости расчета напряженности результирующего поля внутри и вне достаточно длинного цилиндра предлагается не использовать описанный в [3] общий алгоритм, а использовать значительно более простые и более точные (в этой ситуации) формулы, полученные в модели бесконечного или полубесконечного цилиндра. Выводу таких формул и проверке их адекватности и посвящена настоящая работа. Формулы для полубесконечного цилиндра предполагается использовать в том случае, когда требуется вычисление напряженности поля в точке, достаточно близкой к плоскости одного из торцов длинного цилиндра. А формулы для бесконечного цилиндра — в случае, когда такая точка удалена от обеих торцевых плоскостей длинного цилиндра. Существующие ограничения на объем материала статьи не позволяют в рамках одной работы рассмотреть случаи полубесконечного и бесконечного цилиндра. Поэтому в настоящей работе будет рассмотрен случай только полубесконечного цилиндра. Выводу формул для бесконечного цилиндра в дальнейшем тоже будет посвящена отдельная работа. Но даже такое сокращение материала не позволяет сколько-нибудь подробно изложить достаточно объемные выкладки, приводящие к расчетным формулам. Поэтому при их выводе будет, в основном, даваться направление выкладок и указываться способы преодоления возникающих на этом пути подводных камней.

2. СХЕМА РАСЧЕТА НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ РЕАКЦИИ КОНЕЧНОГО ЦИЛИНДРА

Для решения задач магнитостатики мы исходим из так называемого основного уравнения магнитостатики, которое в случае однородного магнетика с постоянной магнитной проницаемостью μ имеет вид:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) - \frac{\mu - 1}{4\pi} \nabla \operatorname{div} \int_{\Omega} \frac{\mathbf{H}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' = \mathbf{H}^0(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in R^3 \setminus S. \quad (3)$$

Это трехмерное интегро-дифференциальное уравнение эквивалентно системе уравнений Максвелла для случая магнитостатики (см. [5, с. 17; 6, с. 149; 7—9]) и связывает искомую напряженность результирующего магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \{H_x(\mathbf{r}), H_y(\mathbf{r}), H_z(\mathbf{r})\}$ в произвольной точке пространства $\mathbf{r} = (x, y, z)$ (не лежащей на границе магнетика) с напряженностью $\mathbf{H}^0(\mathbf{r}) = \{H_x^0(\mathbf{r}), H_y^0(\mathbf{r}), H_z^0(\mathbf{r})\}$ заданного поля внешнего источника. В уравнении (3) Ω есть область в пространстве R^3 , ограниченная поверхностью S и занятая исследуемым магнетиком с заданной постоянной магнитной проницаемостью μ .

Рассмотрим магнетик в форме прямого кругового цилиндра (см. рис. 1). Область Ω , занятая магнетиком, представляет собой прямой круговой цилиндр длины l с боковой поверхностью S_1 , ось которого совмещена с осью z , а нижнее и верхнее основания S_2 и S_3 суть круги радиуса R , расположенные в плоскостях $z = d$ и $z = d + l$ соответственно.

В нашей работе [2] разработана и обоснована методика вычисления так называемого поля реакции (магнетика) $\mathbf{H}^R(\mathbf{r}) := \mathbf{H}(\mathbf{r}) - \mathbf{H}^0(\mathbf{r})$, которая сводится к схеме, представленной ниже.

Цилиндрические координаты поля реакции $\mathbf{H}^R(r, \varphi, z) = \{H_r^R(r, \varphi, z), H_\varphi^R(r, \varphi, z), H_z^R(r, \varphi, z)\}$ в произвольной точке пространства с цилиндрическими координатами (r, φ, z) , не лежащей на поверхности магнетика $S = S_1 \cup S_2 \cup S_3$ или на его оси, вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} H_r^R(r, \varphi, z) = & \sqrt{\pi}(\mu - 1) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \cos n\varphi \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz' + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \right. \right. \\ & \left. \left. + \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z} - t) dr' \right] + \sin n\varphi \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - t \cdot z') dz' + \right. \right. \\ & \left. \left. + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z} - t) dr' \right] \right\}; \end{aligned} \quad (4)$$

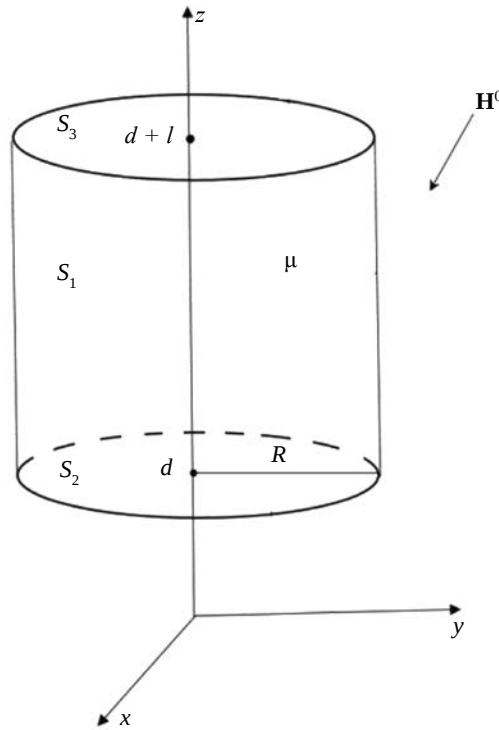


Рис. 1. Однородный цилиндр в магнитном поле.

$$\begin{aligned}
 H_{\varphi}^R(r, \varphi, z) = & -\sqrt{\pi}(\mu-1) \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \cos n\varphi \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \beta_n(\bar{r}, 1, \bar{z}-tz') dz' + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z}-t) dr' \right] - \sin n\varphi \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \beta_n(\bar{r}, 1, \bar{z}-t \cdot z') dz' + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z}-t) dr' \right] \right\}; \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_z^R(r, \varphi, z) = & \sqrt{\pi}(\mu-1) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \cos n\varphi \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \gamma_n(\bar{r}, 1, \bar{z}-tz') dz' + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z}-t) dr' \right] + \sin n\varphi \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \gamma_n(\bar{r}, 1, \bar{z}-tz') dz' + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' + \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z}-t) dr' \right] \right\}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

где приняты обозначения:

$$\bar{r} := \frac{r}{R}, \quad \bar{z} := \frac{z-d}{R}, \quad t := \frac{l}{R}; \quad (7)$$

$$\alpha_n(a, b, q) := \frac{(-1)^{n+1} b \delta(a, b, q)}{a \Gamma(n-1/2)} \left\{ \left[a^2 - \frac{n(a^2 + b^2 + q^2)}{2n+1} \right] P_{1/2}^n(\varepsilon(a, b, q)) + \frac{2ab}{4n^2-1} P_{1/2}^{n+1}(\varepsilon(a, b, q)) \right\}; \quad (8)$$

$$\beta_n(a, b, q) := \frac{(-1)^{n+1} n b \delta(a, b, q)}{a \Gamma(n-1/2)} \left[\frac{a^2 + b^2 + q^2}{2n+1} P_{1/2}^n(\varepsilon(a, b, q)) + \frac{4ab}{4n^2-1} P_{1/2}^{n+1}(\varepsilon(a, b, q)) \right]; \quad (9)$$

$$\gamma_n(a, b, q) := \frac{(-1)^{n+1} b q \delta(a, b, q)}{\Gamma(n-1/2)} P_{1/2}^n(\varepsilon(a, b, q)). \quad (10)$$

В формулах (8)—(10):

$$\delta(a, b, q) = \left[(a^2 + b^2 + q^2)^2 - 4a^2 b^2 \right]^{-3/4}, \quad \varepsilon(a, b, q) = \left[1 - \left(\frac{2ab}{a^2 + b^2 + q^2} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (11)$$

$P_{\frac{1}{2}}^n(\cdot)$ — присоединенная функция Лежандра [10]; $\Gamma(\cdot)$ — гамма-функция.

Функции $\{a_n^{(1)}(z), a_n^{(2)}(r), a_n^{(3)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ в (4)—(6) для каждого $n = 0, 1, 2, \dots$ являются решением системы следующих одномерных линейных интегральных уравнений:

$$a_n^{(1)}(z) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \alpha_n(1, 1, t(z-z')) dz' + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \alpha_n(1, r', tz) dr' + \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \alpha_n(1, r', t(1-z)) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(01)}(z); \quad (12)$$

$$a_n^{(2)}(r) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \gamma_n(r, 1, tz') dz' + \int_0^1 a_n^{(3)}(r') \gamma_n(r, r', t) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(02)}(r); \quad (13)$$

$$a_n^{(3)}(r) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 a_n^{(1)}(z') \gamma_n(r, 1, t(1-z')) dz' + \int_0^1 a_n^{(2)}(r') \gamma_n(r, r', t) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(03)}(r). \quad (14)$$

Функции $\{b_n^{(1)}(z), b_n^{(2)}(r), b_n^{(3)}(r)\}_{n=1}^{\infty}$ в (4)—(6) для каждого $n = 1, 2, \dots$ есть решение системы одномерных линейных интегральных уравнений:

$$b_n^{(1)}(z) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \alpha_n(1, 1, t(z-z')) dz' + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \alpha_n(1, r', tz) dr' + \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \alpha_n(1, r', t(1-z)) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} b_n^{(01)}(z); \quad (15)$$

$$b_n^{(2)}(r) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \gamma_n(r, 1, tz') dz' + \int_0^1 b_n^{(3)}(r') \gamma_n(r, r', t) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} b_n^{(02)}(r); \quad (16)$$

$$b_n^{(3)}(r) - 2\lambda\sqrt{\pi} \left[t \int_0^1 b_n^{(1)}(z') \gamma_n(r, 1, t(1-z')) dz' + \int_0^1 b_n^{(2)}(r') \gamma_n(r, r', t) dr' \right] = \frac{2}{\mu+1} b_n^{(03)}(r). \quad (17)$$

В системах (12)—(14) и (15)—(17) параметр $\lambda := (\mu - 1)/(\mu + 1)$, а сами системы отличаются только правыми частями и обозначениями искомых функций. Функции в правых частях этих систем $\{a_n^{(01)}(z), a_n^{(02)}(r), a_n^{(03)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ и $\{b_n^{(01)}(z), b_n^{(02)}(r), b_n^{(03)}(r)\}_{n=1}^{\infty}$ выражаются следующим образом через декартовы компоненты напряженности заданного поля внешних источников $\mathbf{H}^0(x, y, z) = \{H_x^0(x, y, z), H_y^0(x, y, z), H_z^0(x, y, z)\}$:

$$a_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} [H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, lz + d) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, lz + d) \sin \varphi] \cos n\varphi \, d\varphi; \quad (18)$$

$$a_n^{(02)}(r) = -h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d) \cos n\varphi \, d\varphi; \quad (19)$$

$$a_n^{(03)}(r) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d + l) \cos n\varphi \, d\varphi; \quad (20)$$

$$b_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} [H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, lz + d) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, lz + d) \sin \varphi] \sin n\varphi \, d\varphi; \quad (21)$$

$$b_n^{(02)}(r) = -h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d) \sin n\varphi \, d\varphi; \quad (22)$$

$$b_n^{(03)}(r) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d + l) \sin n\varphi \, d\varphi. \quad (23)$$

В формулах (18)—(23):

$$z, r \in (0, 1), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad h_0 := 1/2\pi, \quad h_n := 1/\pi, \quad n = 1, 2, \dots; \quad (24)$$

В часто встречаемом случае постоянного в окрестности цилиндра внешнего поля $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\} = \text{const}$ формулы (18)—(23) очевидным образом упрощаются:

$$a_0^{(01)} = 0, \quad a_1^{(01)} = H_x^0, \quad b_1^{(01)} = H_y^0, \quad a_n^{(01)} = b_n^{(01)} = 0, \quad n = 2, 3, \dots; \quad (25)$$

$$a_0^{(02)} = -H_z^0, \quad a_0^{(03)} = H_z^0, \quad a_n^{(02)} = b_n^{(02)} = a_n^{(03)} = b_n^{(03)} = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots;$$

$$a_0^{(03)} = H_z^0, \quad a_n^{(02)} = b_n^{(02)} = a_n^{(03)} = b_n^{(03)} = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (26)$$

Следовательно, для $n = 2, 3, \dots$ системы (12)—(14) и (15)—(17) являются однородными с нулевыми решениями соответственно, а потому в формулах напряженности поля реакции (4)—(6) ненулевыми могут быть только функции $\{a_0^{(1)}(z), a_0^{(2)}(r), a_0^{(3)}(r)\}$ — решение системы (14)—(16) для $n = 0$, $\{a_1^{(1)}(z), a_1^{(2)}(r), a_1^{(3)}(r)\}$ — решение этой системы для $n = 1$; $\{b_1^{(1)}(z), b_1^{(2)}(r), b_1^{(3)}(r)\}$ — решение системы (17)—(19) для $n = 1$ с правыми частями в соответствии с (25), (26). Таким образом, в случае $\mathbf{H}^0 = \text{const}$ ряды в формулах напряженности (4)—(6) обрываются на первом или втором слагаемом.

Для расчета декартовых координат поля реакции $\mathbf{H}^R(\mathbf{r})$ в точках $\mathbf{r} = (0, 0, z)$ на оси цилиндра (внутри или вне его, т.е. z либо внутри интервала $(d, d + l)$, либо вне отрезка $[d, d + l]$), помещенного в произвольное внешнее поле $\mathbf{H}^0(\mathbf{r})$, в работе [2] получены следующие расчетные формулы:

$$H_x^R(0, 0, z) = -\frac{\mu-1}{4} \left\{ t \int_0^1 a_1^{(1)}(z') [1 + (\bar{z} - tz')^2]^{-3/2} dz' + \int_0^1 a_1^{(2)}(r') r'^2 (r'^2 + \bar{z}^2)^{-3/2} dr' + \right. \\ \left. + \int_0^1 a_1^{(3)}(r') r'^2 [\bar{z} - t]^2]^{-3/2} dr' \right\}; \quad (27)$$

$$H_y^R(0, 0, z) = -\frac{\mu-1}{4} \left\{ t \int_0^1 b_1^{(1)}(z') [1 + (\bar{z} - tz')^2]^{-3/2} dz' + \int_0^1 b_1^{(2)}(r') r'^2 (r'^2 + \bar{z}^2)^{-3/2} dr' + \right. \\ \left. + \int_0^1 b_1^{(3)}(r') r'^2 [\bar{z} - t]^2]^{-3/2} dr' \right\}; \quad (28)$$

$$H_z^R(0, 0, z) = \frac{\mu-1}{2} \left\{ t \int_0^1 a_0^{(1)}(z') (\bar{z} - t \cdot z') [1 + (\bar{z} - tz')^2]^{-3/2} dz' + \int_0^1 a_0^{(2)}(r') r' (r'^2 + \bar{z}^2)^{-3/2} dr' + \right. \\ \left. + (\bar{z} - t) \int_0^1 a_0^{(3)}(r') r' [\bar{z} - t]^2]^{-3/2} dr' \right\}, \quad (29)$$

где функции $\{a_0^{(1)}(z), a_0^{(2)}(r), a_0^{(3)}(r)\}$, $\{a_1^{(1)}(z), a_1^{(2)}(r), a_1^{(3)}(r)\}$, $\{b_1^{(1)}(z), b_1^{(2)}(r), b_1^{(3)}(r)\}$ суть решения систем (14)—(16) и (17)—(19) с правыми частями (18)—(23) с соответствующим значением n .

3. НАПРЯЖЕННОСТЬ ПОЛЯ РЕАКЦИИ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ЦИЛИНДРА

Полубесконечным цилиндром мы считаем предельную форму конечного цилиндра, нижнее основание которого S_2 остается в плоскости $z = d$, а длина $l \rightarrow +\infty$. Для получения формул напряженности поля реакции полубесконечного цилиндра необходимо перейти к пределу $l \rightarrow +\infty$ (эквивалентно $t = l/R \rightarrow +\infty$) в формулах конечного цилиндра (4)—(6), (12)—(23), (27)—(29). Однако некоторые определенные интегралы по отрезку $[0, 1]$ в этих формулах являются несобственными (второго рода — от неограниченных функций), что делает невозможным непосредственный переход к такому пределу под знаком интеграла. Опишем неоднократно используемый в дальнейшем прием (назовем его «прием (*)»), позволяющий для вычисления такого предела выразить несобственный интеграл через собственный. Этот прием также неоднократно применялся в программной реализации предлагаемого алгоритма, поскольку стандартные квадратурные формулы могут применяться только к собственным интегралам.

Прием (*). Пусть имеется несобственный интеграл второго рода $\int_0^1 g(x)f(x)dx$, причем функция $g(x)$ достаточно гладкая на $[0, 1]$, а $f(x) \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow b \in [0, 1]$ (но эта особенность интегрируемая). Тогда, вычитая и добавляя $g(b)$, получаем:

$$\int_0^1 g(x)f(x)dx = \int_0^1 [g(x) - g(b)]f(x)dx + g(b) \int_0^1 f(x)dx. \quad (30)$$

Первый интеграл в правой части (30) является собственным, поскольку подынтегральное выражение можно представить в виде $[(g(x) - g(b))/(x - b)](x - b)f(x)$, и при $x \rightarrow b$ дробь имеет пределом конечную производную $g'(b)$, а $(x - b)f(x) \rightarrow 0$, так как особенность в $f(x)$ интегрируема. Что касается несобственного интеграла $\int_0^1 f(x)dx$ в правой части (30), то либо он может быть вычислен аналитически, либо, в противном случае, выделением порядка особенности в $f(x)$ подбирается простая (в смысле аналитической интегрируемости) функция $p(x)$, такая, что $f(x) = p(x) + O(1)$ при $x \rightarrow b$. Тогда

$$\int_0^1 f(x) dx = \int_0^1 (f(x) - p(x)) dx + \int_0^1 p(x) dx, \quad (31)$$

причем первый интеграл в правой части особенности не имеет, а второй вычисляется аналитически.

Для получения формул напряженности поля реакции для полубесконечного цилиндра необходимо в аналогичных формулах (4)–(6) для конечного цилиндра перейти к пределу $l \rightarrow +\infty$. Прежде всего получим «предельный» вид функций $\{a_n^{(1)}(z), a_n^{(2)}(r), a_n^{(3)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ и $\{b_n^{(1)}(z), b_n^{(2)}(r), b_n^{(3)}(r)\}_{n=1}^{\infty}$ в этих формулах как решение «предельных» систем, полученных переходом к пределу $l \rightarrow +\infty$ в правых и левых частях систем (12)–(14) и (15)–(17). Непосредственный переход к такому пределу под знаком первого интеграла в левой части (12) невозможен, так как его ядро имеет логарифмическую (интегрируемую) особенность при $z' = z$, а именно, используя асимптотические формулы для присоединенных функций Лежандра [10], можно показать, что для всех $n = 0, 1, 2, \dots$ при $q \rightarrow 0$:

$$\alpha_n(1, 1, q) = -\frac{1}{4\pi^{3/2}}(\ln |q| - D_n) + O(q \ln |q|), \quad D_n := \ln 8 - 2 \left(\sum_{k=1}^{n+1} \frac{1}{2k-1} - \frac{1}{2n+1} \right) - 1.$$

Применяя к этому интегралу прием (*), в котором переменная интегрирования $x = z'$, $b = z$, $g(x) = a_n^{(1)}(x)$, $f(x) = t\alpha_n(1, 1, t(z-x))$, можно получить с учетом асимптотики:

$$\alpha_0(a, b, q) = O(1/q^3), \alpha_n(a, b, q) = O(1/q^{2n+1}), q \rightarrow \infty, n = 0, 1, 2, \dots, \quad (32)$$

что при $t \rightarrow +\infty$ в выражении (30) первое слагаемое в правой части имеет пределом ноль, а второе слагаемое имеет пределом $A_n a_n^{(1)}(z)$, где числа:

$$A_n := 2 \int_0^{+\infty} \alpha_n(1, 1, x) dx, \quad A_0 = 0,282095299 \dots, \quad A_1 = A_2 = \dots = 0. \quad (33)$$

Второй и третий интеграл в (12) особенностей не имеют, поэтому с учетом асимптотики (32) можно показать, что эти интегралы имеют пределом ноль при $t \rightarrow +\infty$. При переходе к пределу $t \rightarrow +\infty$ в левых частях уравнений (13) и (14) оба слагаемых в квадратных скобках этих уравнений, содержащих интегралы без особенностей, имеют пределом ноль, что легко получить, учитывая асимптотику $\gamma_n(a, b, q) = O(1/q^{2n+2})$, $q \rightarrow \infty$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Переходя в формулах (18)–(20) к пределу $t \rightarrow +\infty$, имеем следующие предельные значения параметров, входящих в правые части системы (12)–(14):

$$a_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} [H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, +\infty) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, +\infty) \sin \varphi] \cos n \varphi d \varphi; \quad (34)$$

$$a_n^{(02)}(r) = -h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d) \cos n \varphi d \varphi; \quad (35)$$

$$a_n^{(03)}(r) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, +\infty) \cos n \varphi d \varphi, \quad (36)$$

где введено обозначение $f(x, y, +\infty) := \lim_{z \rightarrow +\infty} f(x, y, z)$. Учитывая изложенное выше, получаем следующий предельный ($l \rightarrow +\infty$) вид системы (12)–(14) для случая полубесконечного цилиндра:

$$a_n^{(1)}(z) - 2\lambda\sqrt{\pi}A_n a_n^{(1)}(z) = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(01)}(z); \quad (37)$$

$$a_n^{(2)}(r) = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(02)}(r), \quad a_n^{(3)}(r) = \frac{2}{\mu+1} a_n^{(03)}(r). \quad (38)$$

Из (37) получаем:

$$a_n^{(1)}(z) = \frac{2}{(\mu + 1)(1 - 2\lambda\sqrt{\pi}A_n)} a_n^{(01)}(z). \quad (39)$$

Таким образом, (39) и (38) суть решение предельных систем (полученных из (12)—(14) при $l \rightarrow +\infty$), где в правых частях стоят функции (34)—(36), $n = 0, 1, 2, \dots$. Аналогично, решение предельных систем, полученных из (15)—(17) при $l \rightarrow +\infty$, с учетом (33) имеет вид:

$$b_n^{(1)}(z) = \frac{2}{(\mu + 1)(1 - 2\lambda\sqrt{\pi}A_n)} b_n^{(01)}(z); \quad (40)$$

$$b_n^{(2)}(r) = \frac{2}{\mu + 1} b_n^{(02)}(r), \quad b_n^{(3)}(r) = \frac{2}{\mu + 1} b_n^{(03)}(r), \quad (41)$$

где в правых частях стоят функции ($n = 1, 2, \dots$):

$$b_n^{(01)}(z) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} [H_x^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, +\infty) \cos \varphi + H_y^0(R \cos \varphi, R \sin \varphi, +\infty) \sin \varphi] \sin n\varphi \, d\varphi; \quad (42)$$

$$b_n^{(02)}(r) = -h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, d) \sin n\varphi \, d\varphi; \quad (43)$$

$$b_n^{(03)}(r) = h_n \int_{-\pi}^{\pi} H_z^0(Rr \cos \varphi, Rr \sin \varphi, +\infty) \sin n\varphi \, d\varphi. \quad (44)$$

В случае постоянного в окрестности цилиндра внешнего поля $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\} = \text{const}$ формулы (34)—(36) и (42)—(44) снова переходят в простые формулы (25), (26), подстановка которых в (38), (39) и (40), (41) дает следующие решения предельных систем для полубесконечного цилиндра:

$$a_0^{(1)}(z) = 0, \quad a_0^{(2)}(r) = -\frac{2}{\mu + 1} H_z^0, \quad a_0^{(3)}(r) = \frac{2}{\mu + 1} H_z^0, \quad a_1^{(1)}(z) = \frac{2}{(\mu + 1)} H_x^0; \quad (45)$$

$$a_1^{(2)}(r) = a_1^{(3)}(r) = 0, \quad a_n^{(1)}(z) = a_n^{(2)}(r) = a_n^{(3)}(r) = 0, \quad n = 2, 3, \dots; \quad (46)$$

$$b_1^{(1)}(z) = \frac{2}{(\mu + 1)} H_y^0, \quad b_1^{(2)}(r) = b_1^{(3)}(r) = 0; \quad (47)$$

$$b_n^{(1)}(z) = b_n^{(2)}(r) = b_n^{(3)}(r) = 0, \quad n = 2, 3, \dots \quad (48)$$

Получим формулы для поля реакции на оси полубесконечного цилиндра, переходя к пределу $t_1 \rightarrow +\infty$ в формулах (27)—(29). При переходе к пределу в первом слагаемом $\int_0^1 a_1^{(1)}(z') t [1 + (\bar{z} - tz')^2]^{-3/2} dz'$ в фигурной скобке (27) ядро $t [1 + (\bar{z} - tz')^2]^{-3/2}$ на левом конце отрезка интегрирования $z' = 0$ имеет пределом бесконечность при $t \rightarrow +\infty$, а потому формальный переход к пределу под знаком интеграла некорректен. Поэтому к этому интегралу применяем формулу (30) приема (*), где $x = z'$, $b = 0$, $g(x) = a_n^{(1)}(x)$, $f(x) = t [1 + (\bar{z} - tx)^2]^{-3/2}$. Тогда первый интеграл в (30) является собственным, подынтегральное выражение в котором при $t \rightarrow +\infty$ равномерно идет к нулю, а второй интеграл легко вычисляется аналитически с последующим переходом к пределу $t \rightarrow +\infty$. Второй интеграл правой части (27) от t не зависит, а третий интеграл является собственным, подынтегральное выражение в котором при $t \rightarrow +\infty$ равномерно идет к нулю. Учитывая вышеизложенное и (38), (39), получаем из (27) формулу для вычисления x -компоненты поля реакции на оси полубесконечного цилиндра:

$$H_x^R(0, 0, z) = -\frac{\lambda}{2} \left\{ a_1^{(01)}(0) \left(1 + \frac{\bar{z}}{\sqrt{1 + \bar{z}^2}} \right) + \int_0^1 \frac{a_1^{(02)}(r') r'^2 dr'}{[r'^2 + \bar{z}^2]^{3/2}} \right\}. \quad (49)$$

Аналогично получаем из (28) формулу для вычисления y -компоненты поля реакции на оси полубесконечного цилиндра:

$$H_y^R(0, 0, z) = -\frac{\lambda}{2} \left\{ b_1^{(01)}(0) \left(1 + \frac{\bar{z}}{\sqrt{1 + \bar{z}^2}} \right) + \int_0^1 \frac{b_1^{(02)}(r') r'^2 dr'}{[r'^2 + \bar{z}^2]^{3/2}} \right\}. \quad (50)$$

Переход к пределу $t \rightarrow +\infty$ в формуле (29) для $H_z^R(0, 0, z)$ проводится по той же схеме, что и переход к этому пределу в (27) для $H_x^R(0, 0, z)$: предел первого слагаемого в фигурных скобках (29) считается с использованием приема (*), второе слагаемое от t не зависит, а третье имеет пределом ноль. Получаем:

$$H_z^R(0, 0, z) = -\lambda \left\{ \frac{a_0^{(01)}(0)/\sqrt{1 + \bar{z}^2}}{1 - 2\lambda\sqrt{\pi}A_0} - \bar{z} \int_0^1 \frac{a_0^{(02)}(r') r' dr'}{[r'^2 + \bar{z}^2]^{3/2}} \right\}. \quad (51)$$

Таким образом, компоненты поля реакции на оси полубесконечного цилиндра внутри и вне его (но не на его поверхности: $z \neq d$, т.е. $\bar{z} \neq 0$), помещенного в произвольное внешнее поле, вычисляются по формулам (49)—(51), где входящие в них функции определяются формулами (34), (35), (42), (43). В случае постоянного в области цилиндра поля $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\} = \text{const}$ подстановка в (49)—(51) соответствующих этому случаю значений (25), (26) дает следующие простые формулы для поля реакции на оси цилиндра:

$$H_x^R(0, 0, z) = -\frac{\lambda}{2} H_x^0 \left(1 + \frac{\bar{z}}{\sqrt{\bar{z}^2 + 1}} \right); \quad H_y^R(0, 0, z) = -\frac{\lambda}{2} H_y^0 \left(1 + \frac{\bar{z}}{\sqrt{\bar{z}^2 + 1}} \right); \quad (52)$$

$$H_z^R(0, 0, z) = -\lambda H_z^0 \left(\text{sgn}(\bar{z}) - \frac{\bar{z}}{\sqrt{\bar{z}^2 + 1}} \right), \quad \text{sgn}(x) := \frac{x}{|x|}. \quad (53)$$

В ходе тестовых расчетов поля реакции от однородного цилиндра конечной длины по общим формулам (4)—(6), (12)—(17) и (27)—(29) выявили существенные недостатки численной реализации расчетов по этим формулам в подходе [3], основанном на дискретизации входящих в эти формулы интегралов квадратурной формулой средних прямоугольников (1), (2) с равномерным распределением узлов интегрирования. Оказалось, что этот подход дает большую погрешность результата в случае достаточно длинных цилиндров, что привело к необходимости получения для этого случая более простых и более точных асимптотических формул расчета поля реакции, что и реализовано в настоящей работе. Поясним на примере использования формулы (27) для расчета x -компоненты $H_x^R(0, 0, z)$ поля реакции на оси конечного цилиндра в случае постоянного внешнего поля. По логике вещей при увеличении длины цилиндра результаты расчета по этой формуле должны приближаться к результатам расчета по соответствующей асимптотической формуле (52). Однако этого не происходило, более того, при увеличении длины цилиндра результаты расчетов по (27) все более расходились с результатом по (52). Численные эксперименты и более глубокий анализ формулы (27) выявил следующую причину такого явления. При увеличении длины цилиндра $l \rightarrow \infty$ (т.е. $t \rightarrow \infty$) последние два интеграла в (27) стремятся к нулю, а потому основной вклад в $H_x^R(0, 0, z)$ вносит первый интеграл: $\int_0^1 a_1^{(1)}(x) t / [1 + (tx - \bar{z})^2]^{3/2} dz'$. В нем при $l \rightarrow \infty$ по (45) будет $a_1^{(1)}(z') \rightarrow 2H_x^0 / (\mu + 1) = \text{const}$, поэтому особенности при приближенном вычислении этого интеграла квадратурными формулами определяются особенностями поведения его ядра $f_t(x) := t / [1 + (tx - \bar{z})^2]^{3/2}$ на отрезке интегрирования $[0, 1]$. А особенности эти таковы, что при больших $t = l/R$ ($t \rightarrow \infty$) данная функция почти на всем отрезке интегрирования принимает практически нулевые значения, однако имеет очень большой всплеск на очень узком отрезке с началом в нуле (чем больше t , тем уже этот отрезок и тем выше всплеск). А потому при использовании для

приближенного вычисления этого интеграла квадратурных формул (1), (2) с равноотстоящими узлами при больших t основная масса узлов попадает на «нулевой» участок, а на «несущий» узкий участок попадает один-два (иногда ни одного) узла, а потому интеграл получается практически нулевым, что не соответствует его истинному значению. Чтобы при описанной методике в узкий «несущий» интервал попало достаточно много узлов, надо брать большое число разбиений отрезка интегрирования m . Но тогда возникающая в методике работы [3] система линейных уравнений при дискретизации системы интегральных уравнений (12)—(17) оказывается очень большого порядка $3m$. Это приводит к проблеме с объемом компьютерной памяти и увеличению времени расчетов, а, главное, к неприемлемому увеличению числа обусловленности системы, что ведет к низкой точности ее решения.

Получим формулы напряженности поля реакции полубесконечного цилиндра (вне и внутри, но не на его поверхности и не на оси), для чего перейдем к пределу $l \rightarrow +\infty$ (т.е. $t = l/R \rightarrow +\infty$) в формулах (4)—(6) для напряженности поля реакции конечного цилиндра. Функции $\{a_n^{(1)}(z), a_n^{(2)}(r), a_n^{(3)}(r)\}_{n=0}^{\infty}$ и $\{b_n^{(1)}(z), b_n^{(2)}(r), b_n^{(3)}(r)\}_{n=1}^{\infty}$ в этих формулах заменяются полученными их предельными значениями (38), (39), (34)—(36), (40)—(44). Рассмотрим предельные переходы в самих интегралах, входящих в эти формулы. В первом интеграле $\int_0^1 a_n^{(1)}(z') t \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz'$ формулы (4) нельзя непосредственно переходить к пределу $t \rightarrow +\infty$, так как его ядро $t \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz')$ имеет особенность на левом конце отрезка интегрирования $z' = 0$ (неограниченно возрастает при $t \rightarrow +\infty$), которая выделяется приемом (*). По (30) получаем:

$$\int_0^1 [a_n^{(1)}(z') - a_n^{(1)}(0)] t \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz' + a_n^{(1)}(0) \int_0^1 t \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz') dz'. \quad (54)$$

Учитывая асимптотическое поведение присоединенных функций Лежандра [10], можно доказать следующую асимптотическую формулу при $q \rightarrow +\infty$:

$$\alpha_n(a, b, q) = \frac{b(4ab)^n p_n}{a} \left[-\frac{n}{q^{2n+1}} + \frac{(2n^2 + 5n + 2)a^2 + (2n^2 + n)b^2}{2q^{2n+3}} \right] + O\left(\frac{1}{q^{2n+5}}\right); \quad (55)$$

$$p_n := \frac{2n-1}{32\pi^2 \Gamma(n-\frac{1}{2})} \left[\Gamma\left(\frac{n}{2} - \frac{1}{4}\right) \Gamma\left(\frac{n}{2} + \frac{1}{4}\right) \right]^2, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Из представления (55) следует, что ядро $t \alpha_n(\bar{r}, 1, \bar{z} - tz')$ первого интеграла в (54) при $t \rightarrow +\infty$ стремится к нулю не медленнее, чем $1/t^2$, чем обеспечивает его сходимость к нулю, делая нулевым предел первого слагаемого в (54). Интеграл во втором слагаемом заменой переменной интегрирования сводится к $\int_{-\bar{z}}^{t-\bar{z}} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx$, а потому при $t \rightarrow +\infty$ имеет пределом $\int_{-\bar{z}}^{+\infty} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx$. Ядро второго интеграла в (4) вообще от t не зависит, а ядро третьего интеграла в силу (55) идет к нулю не медленнее, чем $1/t^3$, зануляя в пределе весь интеграл. Следующие три интеграла в (4) совершенно аналогичны первым трем, разобранным выше. Таким образом, переходя к пределу $t \rightarrow +\infty$ в формуле (4) с учетом вышесказанного и формул (38), (39), (34)—(36), (40)—(44), получаем формулу для цилиндрической r -компоненты поля реакции полубесконечного цилиндра в произвольной точке, не лежащей на поверхности цилиндра или на его оси, при произвольном внешнем поле $\mathbf{H}^0(x, y, z) = \{H_x^0(x, y, z), H_y^0(x, y, z), H_z^0(x, y, z)\}$:

$$\begin{aligned} H_r^R(r, \varphi, z) = 2\sqrt{\pi}\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \cos n\varphi \left[\frac{a_n^{(01)}(0)}{1 - 2\sqrt{\pi}\lambda A_n} \int_{-\bar{z}}^{+\infty} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx + \int_0^1 a_n^{(02)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' \right] + \right. \\ \left. + \sin n\varphi \left[\frac{b_n^{(01)}(0)}{1 - 2\sqrt{\pi}\lambda A_n} \int_{-\bar{z}}^{+\infty} \alpha_n(\bar{r}, 1, x) dx + \int_0^1 b_n^{(02)}(r') \alpha_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' \right] \right\}. \quad (56) \end{aligned}$$

Аналогичные рассуждения о вычислении предела $t \rightarrow +\infty$ в (5), (6) дают формулы для остальных двух компонент поля реакции полубесконечного цилиндра:

$$H_{\varphi}^R(r, \varphi, z) = -2\sqrt{\pi}\lambda \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \cos n\varphi \left[\frac{b_n^{(01)}(0)}{1-2\sqrt{\pi}\lambda A_n} \int_{-\bar{z}}^{+\infty} \beta_n(\bar{r}, 1, x) dx + \int_0^1 b_n^{(02)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' \right] - \right. \\ \left. - \sin n\varphi \left[\frac{a_n^{(01)}(0)}{1-2\sqrt{\pi}\lambda A_n} \int_{-\bar{z}}^{+\infty} \beta_n(\bar{r}, 1, x) dx + \int_0^1 a_n^{(02)}(r') \beta_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' \right] \right\}; \quad (57)$$

$$H_z^R(r, \varphi, z) = 2\sqrt{\pi}\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \cos n\varphi \left[-\frac{a_n^{(01)}(0)}{1-2\sqrt{\pi}\lambda A_n} \int_{\bar{z}}^{+\infty} \gamma_n(\bar{r}, 1, x) dx + \int_0^1 a_n^{(02)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' \right] + \right. \\ \left. + \sin n\varphi \left[-\frac{b_n^{(01)}(0)}{1-2\sqrt{\pi}\lambda A_n} \int_{\bar{z}}^{+\infty} \gamma_n(\bar{r}, 1, x) dx + \int_0^1 b_n^{(02)}(r') \gamma_n(\bar{r}, r', \bar{z}) dr' \right] \right\}. \quad (58)$$

В формулах (56)–(58) $\bar{r} = r/R$, $\bar{z} = (z-d)/R$, $\lambda = (\mu-1)/(\mu+1)$, числа A_n считаются по (33), $a_n^{(01)}$, $a_n^{(02)}$, $b_n^{(01)}$, $b_n^{(02)}$ — по формулам (34), (35), (42), (43).

Для постоянного внешнего поля $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\} = \text{const}$ формулы напряженности поля реакции полубесконечного цилиндра (56) – (58) с учетом (25), (26) упрощаются следующим образом:

$$H_r^R(r, \varphi, z) = 2\sqrt{\pi}\lambda \left[-H_z^0 \int_0^1 \alpha_0(\bar{r}, x, \bar{z}) dx + H_r^0 \int_{-\bar{z}}^{+\infty} \alpha_1(\bar{r}, 1, x) dx \right]; \quad (59)$$

$$H_{\varphi}^R(r, \varphi, z) = -2\sqrt{\pi}\lambda H_{\varphi}^0 \int_{-\bar{z}}^{+\infty} \beta_1(\bar{r}, 1, x) dx; \quad (60)$$

$$H_z^R(r, \varphi, z) = -2\sqrt{\pi}\lambda \left[H_z^0 \operatorname{sgn}(\bar{z}) \int_0^1 \gamma_0(\bar{r}, x, |\bar{z}|) dx + H_r^0 \int_{|\bar{z}|}^{+\infty} \gamma_1(\bar{r}, 1, x) dx \right], \quad (61)$$

где цилиндрические компоненты напряженности внешнего поля $H_r^0 = H_x^0 \cos \varphi + H_y^0 \sin \varphi$, $H_{\varphi}^0 = -H_x^0 \sin \varphi + H_y^0 \cos \varphi$.

4. ПРОВЕРКА ПОЛУЧЕННЫХ ФОРМУЛ НА ИЗВЕСТНЫХ ПРЕДЕЛЬНЫХ СЛУЧАЯХ

В виду сложности и объемности аналитических преобразований, приведших к получению приведенных выше формул для напряженности поля реакции однородного полубесконечного цилиндра, помещенного в произвольное внешнее магнитное поле, важное значение приобретает проверка этих формул на их соответствие известным физическим законам, а также известным аналитическим формулам для предельных случаев рассматриваемой формы полубесконечного цилиндра (бесконечно длинный цилиндр, магнитное полупространство). Для указанной проверки была составлена на языке фортран соответствующая программа, реализующая расчеты по полученным формулам. Сразу отметим, что все описанные ниже виды тестирования пройдены успешно.

В точках границы S магнетика для нормальной составляющей H_n напряженности результирующего поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}^0(\mathbf{r}) + \mathbf{H}^R(\mathbf{r})$ должно выполняться:

$$\frac{H_n^{(e)}}{H_n^{(i)}} = \mu, \quad (62)$$

где $H_n^{(e)}$ и $H_n^{(i)}$ суть предельные значения H_n на поверхности S извне и изнутри магнетика соответственно [11]. На основании полубесконечного цилиндра нормальная составляющая H_n совпадает с обратной z -компонентой напряженности, поэтому (62) имеет вид:

$$\frac{H_z^{(e)}}{H_z^{(i)}} = \mu. \quad (63)$$

Выполнение равенства (63) было проверено аналитически в точке центра основания полубесконечного цилиндра с декартовыми координатами $(0, 0, d)$ как для формулы (53), выражающей $H_z^R(0, 0, z)$ на оси цилиндра в постоянном внешнем поле, так и для формулы (51) для $H_z^R(0, 0, z)$ в случае произвольного внешнего поля. Выполнение (63) в остальных точках основания полубесконечного цилиндра проверялось расчетами по упомянутой компьютерной программе для формулы (61), выражающей компоненту H_z^R в произвольной точке пространства (не на поверхности цилиндра и не на его оси) в случае постоянного внешнего поля.

На боковой поверхности полубесконечного цилиндра нормальная составляющая H_n совпадает с r -компонентой напряженности, поэтому (62) имеет вид:

$$\frac{H_r^{(e)}}{H_r^{(i)}} = \mu. \quad (64)$$

Выполнение (64) в различных точках боковой поверхности полубесконечного цилиндра проверялось компьютерными расчетами для формулы (59), выражающей компоненту H_r^R в произвольной точке пространства (не на поверхности цилиндра и не на его оси) в случае постоянного внешнего поля.

Следующая проверка основывалась на том, что при безграничном увеличении радиуса основания полубесконечного цилиндра ($R \rightarrow \infty$) получается однородное магнитное полупространство, для которого, в случае его погружения в постоянное внешнее поле $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\}$, известны аналитические формулы для напряженности результирующего поля [12]: внутри и вне полупространства $H_x = H_x^0$, $H_y = H_y^0$; внутри полупространства $H_z = 2H_z^0/(\mu + 1)$, а вне его $H_z = 2\mu H_z^0/(\mu + 1)$. Приближенное выполнение этих соотношений для больших значений радиуса R основания полубесконечного цилиндра проверялось компьютерными расчетами по формулам (59)–(61) для вычисления напряженности поля реакции такого цилиндра, погруженного в постоянное внешнее поле.

Заключительная проверка полученных формул основана на том, что при значительном удалении точки расчета напряженности от плоскости основания полубесконечного цилиндра (ее координата $z \rightarrow +\infty$) значение напряженности поля реакции в ней (вне или внутри цилиндра) должно приближаться к значению в этой точке напряженности поля реакции для бесконечного в обе стороны цилиндра, формулы для которой в случае постоянного внешнего поля $\mathbf{H}^0 = \{H_x^0, H_y^0, H_z^0\}$ известны [13, с. 209; 11, с. 339; 14, с. 245], а именно, в точке с цилиндрическими координатами (r, φ, z) внутри или вне такого цилиндра выполнено: $H_r^R(r, \varphi, z) = -\lambda H_r^0$, $r < R$; $H_r^R(r, \varphi, z) = \lambda H_r^0/\bar{r}^2$, $r > R$; $H_\varphi^R(r, \varphi, z) = -\lambda H_\varphi^0$, $r < R$; $H_\varphi^R(r, \varphi, z) = -\lambda H_\varphi^0/\bar{r}^2$, $r > R$; $H_z^R(r, \varphi, z) = 0$, $r < R$ или $r > R$. Справедливость этого для формул напряженности поля реакции на оси цилиндра (52), (53) легко проверяется непосредственно аналитически, а для формул напряженности поля реакции в произвольной (не на оси или поверхности цилиндра) точке пространства (59)–(61) проверялась с помощью упомянутой компьютерной программы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко сформулируем основные результаты, полученные в настоящей работе.

1. Выяснены причины потери точности вычисления по алгоритму, предложенному в [3], напряженности магнитного поля реакции однородного цилиндра в случае большой его длины.

2. Для указанного случая получены эффективные асимптотические формулы расчета напряженности поля реакции полубесконечного цилиндра, погруженного в произвольное внешнее магнитное поле.

3. Составлена реализующая предложенный подход компьютерная программа (на языке фортран), работающая на бытовом компьютере быстро (несколько секунд расчета в одной точке) и не требующая больших ресурсов памяти.

4. Проведено тестирование полученных формул и компьютерной реализации соответствующего алгоритма, состоящее в проверке результатов расчета на соответствие физическим законам явления, а также сравнение этих результатов в предельных частных случаях формы магнетика с известными аналитическими ответами.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Квант» (“Quantum”) № АААА-А18-118020190095-4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я. О проблемах использования пакетов универсальных программ для решения задач магнитостатики // Дефектоскопия. 2018. № 11. С. 23—34.
2. Dyakin V.V., Kudryashova O.V., Raevskii V.Ya. One Approach to the Numerical Solution of the Basic Equation of Magnetostatics for a Finite Cylinder in an Arbitrary External Field // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2021. V. 57. No. 4. P. 291—302. [Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я. Один подход к численному решению основного уравнения магнитостатики для конечного цилиндра в произвольном внешнем поле // Дефектоскопия. 2021. № 4. С. 22—34.]
3. Dyakin V.V., Kudryashova O.V., Raevskii V.Ya. Calculating the Strength of Magnetic Field from a Homogeneous Cylinder of Finite Dimensions Placed in an Arbitrary External Field // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2022. V. 58. No. 4. P. 308—319. [Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я. Расчет напряженности магнитного поля от однородного цилиндра конечных размеров, помещенного в произвольное внешнее поле // Дефектоскопия. 2022. № 4. С. 63—74.]
4. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Интегральные уравнения: Методы, алгоритмы, программы / Справочное пособие. Киев: Наукова думка, 1986. 544 с.
5. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986. 280 с.
6. Дякин В.В. Математические основы классической магнитостатики. Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2016. 404 с.
7. Friedman M.J. Mathematical study of the nonlinear singular integral magnetic field equation. 1 // SIAM Journal Appl. Math. 1980. V. 39. № 1. P. 14—20.
8. Friedman M.J. Mathematical Study of the Nonlinear Singular Integral Magnetic Field Equation. 2 // SIAM J. Numer. Anal. 1981. V. 18. N 4. P. 644—653.
9. Friedman M.J. Mathematical Study of the Nonlinear Singular Integral Magnetic Field Equation. 3 // SIAM J. Math. Analys. 1981. V. 12. N 4. P. 536—540.
10. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1. М.: Наука, 1973. 294 с.
11. Ахиезер А.И. Общая физика. Электрические и магнитные явления. Киев: Наукова думка, 1981. 471 с.
12. Дякин В.В., Умергалина О.В., Раевский В.Я. Поле конечного дефекта в трехмерном полупространстве // Дефектоскопия. 2005. № 8. С. 28—42.
13. Татур Т.А. Основы теории электромагнитного поля. М.: Высшая школа, 1989. 271 с.
14. Неразрушающий контроль и диагностика / Под ред. В.В. Клюева. М.: Машиностроение, 1995. 487 с.

КОНТРОЛЬ НАРУШЕНИЙ АДГЕЗИИ И ДЕФЕКТОВ, ЗАПОЛНЕННЫХ ВОДОЙ, В МНОГОСЛОЙНЫХ КОМПОЗИТАХ С СОТОВЫМ ЗАПОЛНИТЕЛЕМ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ТОМОГРАФИИ

Гозэн Лю¹, Вэйчэн Гао^{1,*}, Вэй Лю¹, Сюнхуэй Цзоу¹, Цзяньсюнь Сюй¹, Тао Лю²

¹Харбинский технологический институт, Харбин, Китай

²Харбинский университет коммерции, Харбин, Китай

Email: *gaoweicheng@sina.com

Поступила в редакцию 21.01.2023; после доработки 19.03.2023

Принята к публикации 28.03.2023

Многослойные композиты с сотовым наполнителем (МСКСЗ) активно используются в аэрокосмической, автомобильной и судостроительной промышленности благодаря легкому весу, высокой термостойкости, высокой прочности и сопротивлению усталости. В данной работе инфракрасная термография использовалась для обнаружения нарушения адгезии и дефектов, заполненных водой, в МСКЗ-образцах при импульсной тепловой стимуляции. Для улучшения эффективности контроля дефектов исходные последовательности инфракрасных изображений обрабатывались с помощью методов динамической тепловой томографии (ДТТ), общего гармонического искажения (ОГИ) и метода главных компонент (МГК). Результаты показывают, что при контроле МСКЗ идентификация дефектов может быть улучшена при использовании обозначенных выше методик обработки изображений, при этом отношение сигнал/шум (ОСШ) может быть значительно улучшено с помощью метода ОГИ. Это подтверждается тем, что нарушение адгезии и дефекты, заполненные водой, могут достоверно обнаруживаться с использованием такого метода неразрушающего контроля, как импульсная инфракрасная томография.

Ключевые слова: многослойные композиты с сотовым наполнителем (МСКСЗ), импульсная инфракрасная томография, динамическая тепловая томография (ДТТ), метод главных компонент (МГК), общее гармоническое искажение (ОГИ).

DOI: 10.31857/S0130308223050056, EDN: ZEFRGM

1. ВВЕДЕНИЕ

С быстрым развитием авиационных технологий материалы, используемые в конструкциях самолетов, постепенно переходят от алюминиевых сплавов и сталей к композитным материалам. Многослойные композиты с сотовым наполнителем (МСКСЗ) [1] широко используются в ключевых элементах, таких как обшивка фюзеляжа, встроенные воздухозаборники, элероны, хвостовой стабилизатор и т.д. МСКЗ делятся на лицевой слой, слой сотового наполнителя и клеевой слой. Лицевая отделочная панель изготавливается из углеродного волокна, стекловолокна и т.д.; клеевой слой — из эпоксидной смолы и т.д.; сотовый наполнитель — из алюминиевого сплава, картона и т.д. [2, 3]. В процессе эксплуатации между сотовым слоем и поверхностным слоем МСКЗ в клеевом слое возникает нарушение целостности, а в сотовом слое сердцевины возникают скрытые дефекты с водой. Поэтому необходимо выявлять нарушение адгезии и дефекты с водой в МСКЗ.

К распространенным методам неразрушающего контроля относятся: вихретоковый контроль, ультразвуковой контроль, радиографический контроль, контроль проникающими веществами, магнитопорошковый контроль и т.д. [4, 5]. Инфракрасная термография имеет такие преимущества, как бесконтактность, экологичность, высокая точность обнаружения, отсутствие повреждений внутренней структуры материала и широкая зона обнаружения. Она представляет собой эффективный метод неразрушающего контроля для выявления отслоений и дефектов с водой в МСКЗ. Hu C. и др. [6] предложили метод инфракрасной термографии на основе LSTM-RNN для автоматической классификации распространенных дефектов в сотовых материалах. Tian G Y. и др. [7] производили сканирование углепластиковых панелей и сотовых сэндвич-панелей импульсным вихретоковым методом для контроля различных типов дефектов. Bernardo C.F. De Oliveira и др. [8] использовали оптическую термографию с синхронизацией фазы (ОТСФ) и оптическую зонную шерографию (ОЗШ) для определения дефектов в образцах из углепластика при низкоэнергетическом воздействии. Чулков А.О. и др. [9] исследовали метод терагерцовой (ТГц) термографии для обнаружения скрытых дефектов с водой в сотовых конструкциях. Song Z. и др. [10] исследовали дефекты типа нарушения адгезии в сотовых сэндвич-пластинах при многоугольных воздействиях, вызванных градом из льда. Wang F. и др. [11] использовали синхронную термографию для обнаружения

дефектов в сотовых сэндвич-структурах типа углерод/эпоксидная облицовка—алюминий посредством теоретических и экспериментальных исследований. Ву С. и др. [12] применили алгоритмы пульсационной нейронной сети (ПНС) для оценки дефектов в материалах из аэрокосмической отрасли. Rellinger T. и др. [13] использовали комбинацию вихретокового метода и метода лазерного сканирования для выявления ударных повреждений в сотовых сэндвич-панелях. В данном исследовании с помощью метода неразрушающего контроля импульсной инфракрасной термографии были выявлены отслоения и дефекты с водой в МСКСЗ. Данная работа организована следующим образом. Во-первых, в разделе 2 описаны эксперименты по импульсной инфракрасной термографии. Во-вторых, полученные последовательности инфракрасных изображений были обработаны с помощью методов ДТТ, МГК и ОГИ, которые представлены в разделе 3. Результаты и обсуждение представлены в разделе 4, после чего следуют выводы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Образцы

Представленные образцы сотовых панелей из армированного углеродным волокном пластика (углепластика) и алюминия (УП/Al) состояли из пяти слоев, а именно: два лицевые панели из углепластика толщиной 0,5 мм, один слой сотового заполнителя из Al толщиной 3,8 мм и два клеевых слоя (из эпоксидной смолы) толщиной 0,1 мм. Образцы МСКСЗ показаны на рис. 1. Как показано на рис. 1а, цилиндрические отверстия использовали для моделирования дефектов типа нарушения адгезии. Дефекты с водой были смоделированы путем заполнения внутренней части сотового заполнителя водой, как показано на рис. 1б. Размеры образца составляли $160 \times 120 \times 5$ мм, а сторона ячеек сотового заполнителя — 5 мм. Размеры дефектов приведены в табл. 1. Дефекты в первой линии были расположены между верхней панелью и клеевым слоем; дефекты типа нарушения адгезии во второй линии были смоделированы между клеевым слоем и слоем сотового заполнителя; наконец, дефекты в третьей линии были смоделированы между слоем сотового заполнителя и нижней панелью.

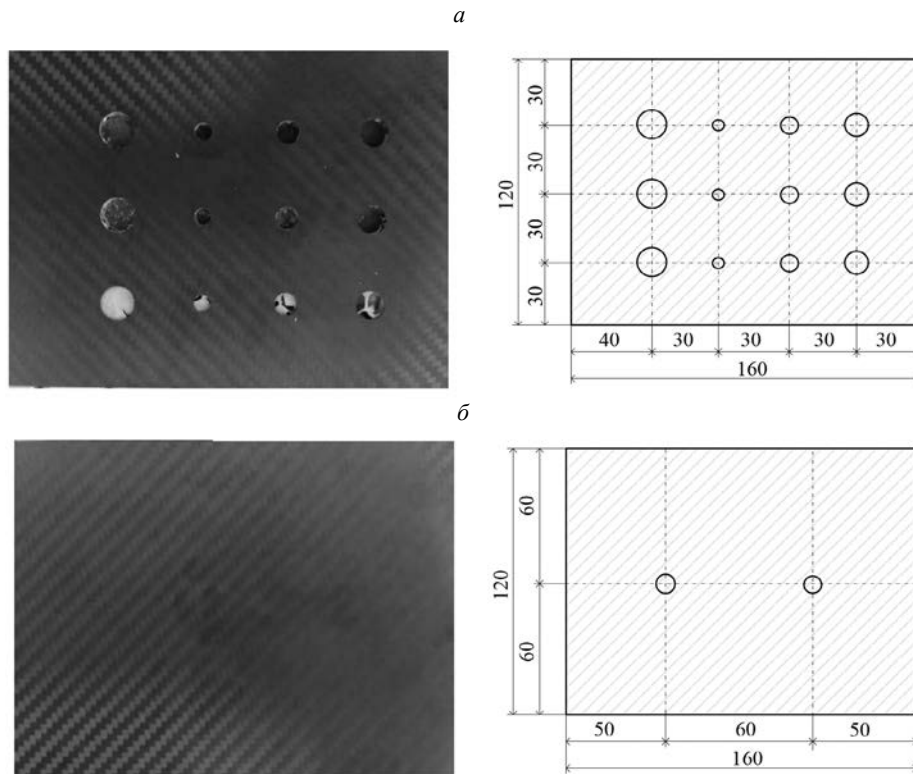


Рис. 1. Образцы, моделирующие сотовые панели с УП/Al: дефекты типа нарушение адгезии в образце 1 (а); дефекты, заполненные водой, в образце 2 (б).

Таблица 1

Размеры дефектов типа нарушение адгезии (Φ — диаметр, h — высота)

1	$\Phi = 12$ $h = 4,6$	$\Phi = 6$ $h = 4,6$	$\Phi = 8$ $h = 4,6$	$\Phi = 10$ $h = 4,6$
2	$\Phi = 12$ $h = 4,4$	$\Phi = 6$ $h = 4,4$	$\Phi = 8$ $h = 4,4$	$\Phi = 10$ $h = 4,4$
3	$\Phi = 12$ $h = 0,6$	$\Phi = 6$ $h = 0,6$	$\Phi = 8$ $h = 0,6$	$\Phi = 10$ $h = 0,6$

2.2. Схема эксперимента

Схема эксперимента по применению такого метода неразрушающего контроля, как импульсная инфракрасная термография для контроля МСКСЗ, показана на рис. 2. Импульсный сигнал генерировался компьютером, который управлял платой сбора данных; две галогенные лампы управлялись диммером, чтобы вызвать появление тепловых сигналов на поверхности образца. Тепловые сигналы, создаваемые нарушением адгезии и заполненными водой дефектами, регистрировались инфракрасной камерой FLIR A655sc, а последовательность инфракрасных изображений обрабатывалась с помощью программного обеспечения FLIR Research Studio.

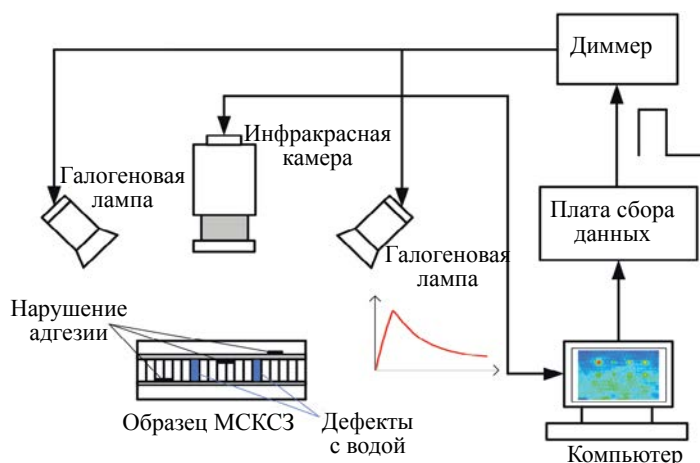


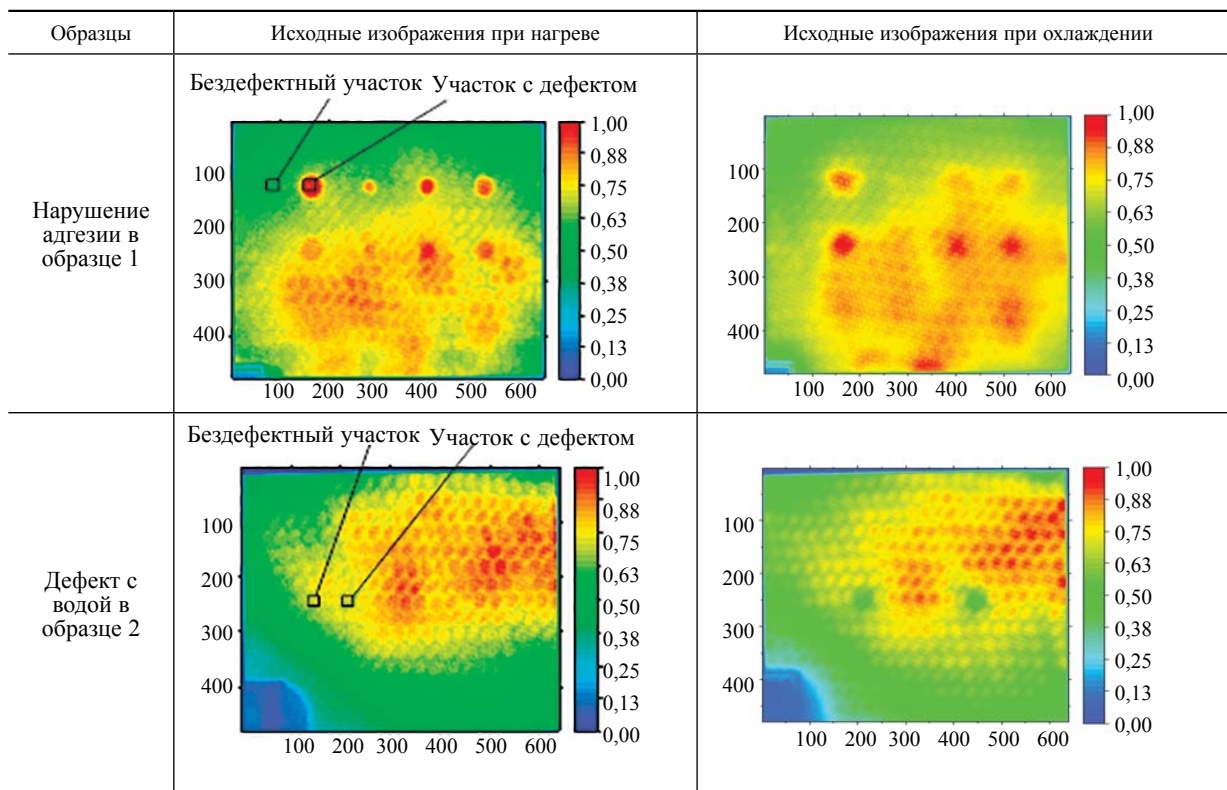
Рис. 2. Схема установки импульсной инфракрасной термографии.

2.3. Параметры эксперимента

Параметры эксперимента были следующие: мощность источника тепла 2000 Вт, длительность импульса 5 с, частота съемки 25 Гц длительностью 20 с. Расстояние между двумя образцами и инфракрасной камерой составляло 300 мм. Примеры исходных инфракрасных изображений приведены в табл. 2. Видно, что расслоения легко обнаруживаются и идентифицируются на стадии нагрева, в то время как сигналы температуры дефектов с водой лучше проявляются в процессе охлаждения. Контур дефектов на исходных изображениях в табл. 2 не очень четкие из-за шумовых помех и неравномерного нагрева. Поэтому инфракрасные изображения были обработаны с применением некоторых специальных алгоритмов для лучшей идентификации как нарушений клеевых соединений, так и дефектов воды. Перед обработкой изображений все они были нормализованы, чтобы уменьшить влияние неравномерного нагрева. Для оценки шума инфракрасных изображений было рассчитано отношение сигнал/шум (ОСШ) [14, 15].

Таблица 2

Примеры исходных инфракрасных изображений



3. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ИНФРАКРАСНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

3.1. Динамическая тепловая томография

В классической методике динамической тепловой томографии (ДТТ) [16, 17] требуется выбор бездефектных участков. Безэталонный метод не требует выбора эталона для бездефектной области, а для выделения бездефектной области используется температурный отклик ΔT с помощью полиномов разного порядка. Каждое изображение сначала разделяется безэталонным методом для получения нового распределения сигналов. Выполнив такую операцию над значением каждого пикселя, можно получить соответствующую максиграмму.

Безэталонный алгоритм метода ДТТ использует полиномы третьего и шестого порядков. Согласно уравнению (1), каждый пиксель может быть описан созданием карт максимальных значений $\Delta T(x, y, t)$ и времен их появления:

$$\Delta T(x, y, t) = T_h(x, y, t) - T_l(x, y, t). \quad (1)$$

3.2. Метод главных компонент

Метод главных компонент (МГК) [18, 19] использовался в первую очередь для уменьшения размерности исходных данных инфракрасных изображений, тем самым уменьшая влияние посторонних шумов. МГК применялся путем ранжирования оценки кумулятивного вклада, что позволило получить инфракрасные изображения с явными признаками дефектов. Доля дисперсии главной компоненты в общей дисперсии всех наблюдаемых случайных величин (оценка вклада) рассчитывалась по матрице коэффициентов λ :

$$CRP_y = \frac{\lambda_y}{\sum_{i=1}^n \lambda_i}, \quad (2)$$

где CRP_y — вклад y -й главной компоненты; λ_i — собственное значение матрицы коэффициентов.

Ковариационная матрица, так же как и собственные значения λ_i , и собственный вектор B_i рассчитывались для определения оценки кумулятивного вклада, который показан в виде:

$$\sum_{y=1}^m CRP_y = \frac{\sum_{k=1}^m \lambda_k}{\sum_{i=1}^n \lambda_i}. \quad (3)$$

3.3. Общее гармоническое искажение

В области технологии микроэлектроники была предложена идея общего гармонического искажения (ОГИ) [20]. Типичное опытное устройство не является идеально линейным, поэтому выходной сигнал имеет дополнительные гармонические составляющие, отличные от входных температурных сигналов, что приводит к искажениям сигнала. Таким образом, ОГИ можно использовать для количественной оценки гармонических искажений в температурных сигналах. ОГИ_p определяется как отношение мощности к сумме мощностей основной частоты, что описывается формулой:

$$\text{ОГИ}_p = \frac{\sum_{n=2}^{\infty} P_n}{P_1} = \frac{\sum_{n=2}^{\infty} V_n^2}{V_1^2}, \quad (4)$$

где P_n и V_n — мощность и напряжение N -й гармоники, при этом частота первой гармоники является основной частотой. Другой подход связан с описанием общего гармонического искажения через отношение амплитуд, определяемое как ОГИ_a, что показано в уравнении:

$$\text{ОГИ}_a = \frac{\sqrt{\sum_{n=2}^{\infty} V_n^2}}{V_1}. \quad (5)$$

Поскольку шум всегда присутствует в инфракрасном изображении, метод ОГИ может быть использован для квантования такого шума и уменьшения вклада шума в последовательность инфракрасных изображений. ОГИ эффективно измеряет степень смещения в отклике, вызванном внутренними дефектами и бездефектной областью. Количественная оценка первой гармоники позволяет эффективно нормализовать последовательность инфракрасных изображений благодаря тому, что на соответствующие инфракрасные изображения меньше влияет излучательная способность поверхности.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Температурная кривая теплового отклика показана на рис. 3. Видно, что при импульсном нагреве температура поверхности над дефектами всегда выше, чем температура бездефектной области. В результате, на стадии охлаждения температура поверхности над дефектом и температура бездефектной области постепенно достигают теплового равновесия. Кроме того, на стадии нагрева температура поверхности над дефектом, заполненным водой, остается такой же, как температура бездефектной области; а в процессе охлаждения температура над таким дефектом становится ниже, чем температура бездефектной области, соответственно скорость охлаждения заполненной водой области быстрее, чем скорость охлаждения бездефектной поверхности. Таким образом, на-

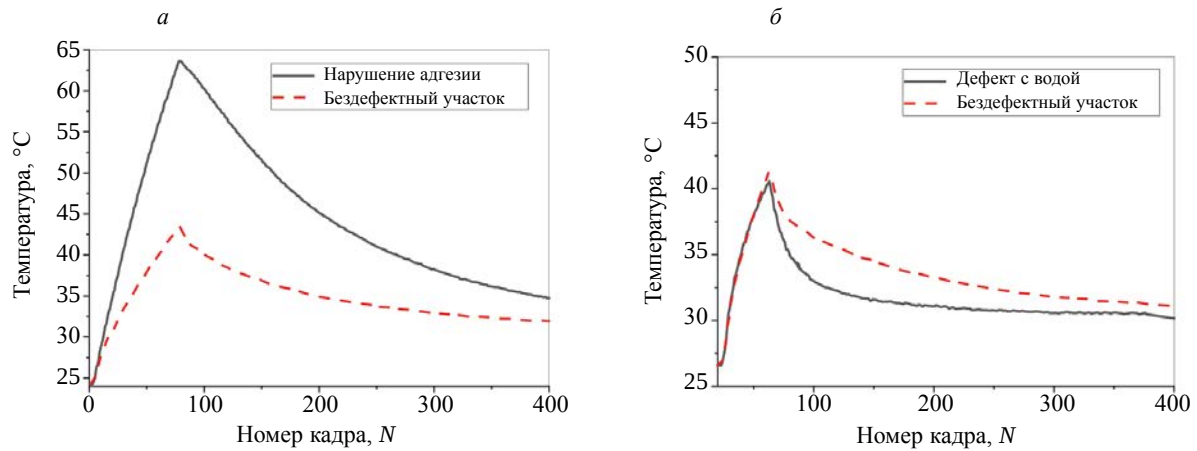


Рис. 3. Температурная кривая теплового отклика над дефектами: дефект типа нарушение адгезии в образце 1 (а); Заполненные водой дефекты в образце 2 (б).

рушения адгезии в МСКСЗ могут быть легко идентифицированы при импульсном нагреве, в то время как заполненные водой дефекты МСКСЗ становятся хорошо заметными при охлаждении.

На рис. 4 представлены результаты обработки образца 1 после нормализации. ДТТ-максиграмма показана на рис. 4а, изображение МГК—ГКЗ — на рис. 4б, а изображение ОГИ—ОГИ_р — на рис. 4в. ОСШ был улучшено благодаря применению методов МГК, ДТТ и ОГИ. После обработки ДТТ некоторые дефекты все еще остаются затененными шумом, хотя и не искаженными. МГК отфильтровывает шумовые помехи, особенно хорошо это сказывается на нарушениях адгезии. Кроме того, метод ОГИ выглядит более эффективным в случае нарушения адгезии.

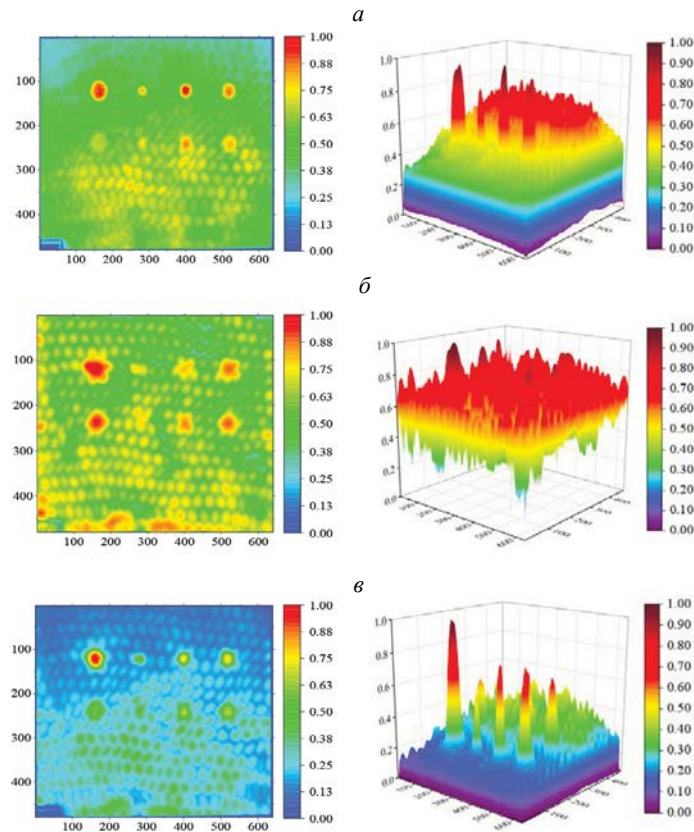


Рис. 4. Результаты обработки изображения для образца 1: результат обработки с помощью ДТТ-максиграммы (а); результат обработки с помощью ДТТ—ГКЗ (б); результат обработки с помощью ОГИ—ОГИ_р (в).

Результаты обработки образца 2 представлены на рис. 5. На рис. 5а—в показаны изображения, обработанные с помощью ДТТ-максиграммы, МГК—ГКЗ и ОГИ—ОГІ_а. Видно, что ОСШ, характерные для инфракрасных изображений, могут быть улучшены путем применения методов ДТТ, МГК и ОГИ, однако метод ДТТ оказался не идеальным для обнаружения дефектов, заполненных водой, в то время как с помощью МГК такие дефекты были четко идентифицированы. В свою очередь, метод ОГИ позволил значительно повысить контрастность инфракрасного изображения участков с водой в проинспектированной сотовой панели.

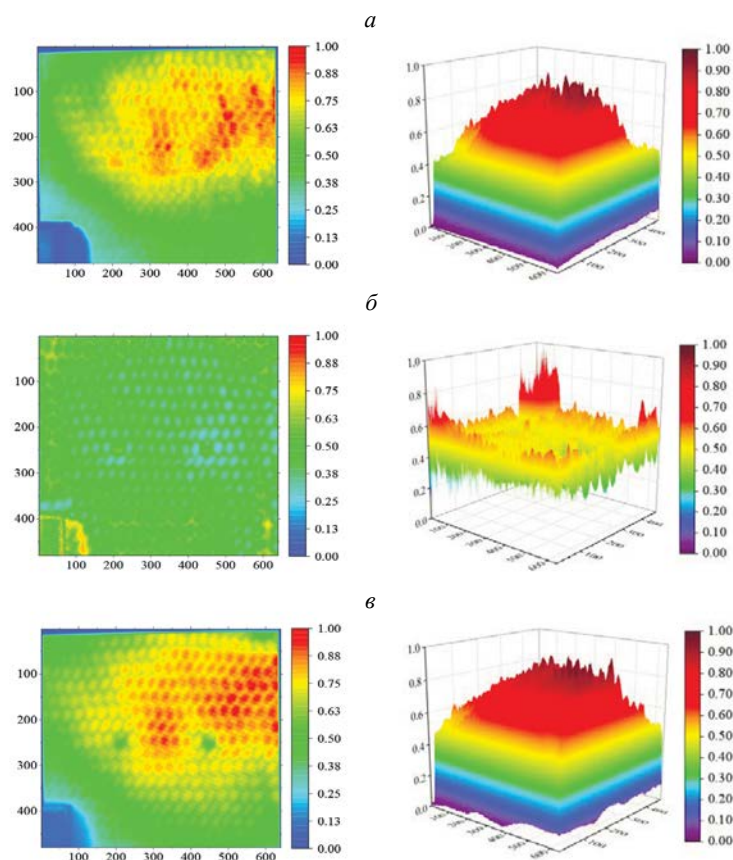


Рис. 5. Результаты обработки изображений для образца 2: результат обработки с помощью ДТТ-максиграммы (а); результат обработки с помощью ДТТ—ГКЗ (б); результат обработки с помощью ОГИ—ОГІ_а (в).

Таблица 3

Обработка инфракрасных изображений: величины ОСШ

Образцы	Исходные изображения	ДТТ	МГК	ОГИ
Образец 1	52	94	103	135
Образец 2	10	14	17	19

Значения ОСШ, полученные в результате обработки изображений, представлены в табл. 3. Видно, что исходные ИК-изображения характеризуются существенным вкладом шума, что приводит к низким значениям ОСШ. Результаты контроля были улучшены путем применения некоторых известных методов обработки данных. Было показано, что метод ДТТ, в отличие от метода МГК, не улучшает значения ОСШ, в то время как максимальные значения ОСШ при обнаружении как нарушений адгезии, так и дефектов, заполненных водой, были получены с помощью метода ОГИ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для контроля нарушений адгезии и заполненных водой дефектов в многослойных композитах с сотовым наполнителем (МСКСЗ) был исследована методика неразрушающего контроля, а именно импульсная инфракрасная термография. Было установлено, что нарушения адгезии могут быть более эффективно обнаружены на стадии нагрева, а заполненные водой ячейки сот могут быть выявлены во время охлаждения образца. Для обработки последовательностей исходных инфракрасных изображений использовались методы динамической тепловой томографии (ДТТ), метод главных компонент (МГК) и метод общего гармонического искажения (ОГИ). Результаты показали, что различимость вышеупомянутых дефектов в МСКСЗ может быть улучшена с помощью методов ДТТ, МГК и ОГИ, причем метод ОГИ является предпочтительным при контроле МСКСЗ. Соотношение сигнал/шум (ОСШ) было улучшено при применении всех использованных методов, но самые высокие значения ОСШ были получены при повторном использовании метода ОГИ. В будущем с помощью инфракрасной термографии будет исследовано большее количество дефектов в МСКСЗ, таких как ударные повреждения поверхности, лед в сотах и т.д.

Авторы благодарны Chiwi Bu за предложения по представлению рукописи, редакторам журнала и рецензентам за полезные предложения по доработке текста.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wu X., Li Y., Cai W. et al. Dynamic responses and energy absorption of sandwich panel with aluminium honeycomb core under ice wedge impact // *International Journal of Impact Engineering*. 2022. V. 162. P. 104137.
2. Tiska V., Chlebeek T., Hnidka J. et al. Testing of the heating element integrated into the honeycomb sandwich structure for active thermography inspection // *Journal of Sandwich Structures and Materials*. 2021. V. 23. No. 7. P. 3368—3389.
3. Fan T., Zou G. Influences of defects on dynamic crushing properties of functionally graded honeycomb structures // *Journal of Sandwich Structures & Materials*. 2015. V. 17 (3). P. 295—307.
4. Quattrocchi A., Freni F., Montanini R. Comparison between air-coupled ultrasonic testing and active thermography for defect identification in composite materials // *Nondestructive Testing and Evaluation*. 2019. P. 1—16.
5. He H., Zhao Y., Lu B. et al. Detection of Debonding Defects Between Radar Absorbing Material and CFRP Substrate by Microwave Thermography // *IEEE Sensors Journal*. 2022. P. 22.
6. Hu C., Duan Y., Liu S. et al. LSTM-RNN-based defect classification in honeycomb structures using infrared thermography // *Infrared Physics & Technology*. 2019. V. 102. P. 103032.
7. He Y., Tian G.Y., Pan M. et al. Non-destructive testing of low-energy impact in CFRP laminates and interior defects in honeycomb sandwich using scanning pulsed eddy current // *Composites Part B: Engineering*. 2014. V. 59. P. 196—203.
8. de Oliveira Bernardo C.F., Nienheysen P., Baldo C.R. et al. Improved impact damage characterisation in CFRP specimens using the fusion of optical lock-in thermography and optical square-pulse shearography images // *NDT & E International*. 2020. V. 111. P. 102215.
9. Chulkov A.O., Gaverina L., Pradere C. et al. Water detection in honeycomb composite structures using terahertz thermography // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2015. V. 51. No. 8. P. 520—523.
10. Song Z., Luong S., Whisler D. et al. Honeycomb core failure mechanism of CFRP/Nomex sandwich panel under multi-angle impact of hail ice // *International Journal of Impact Engineering*. 2021. V. 150. P. 103817.
11. Wang F., Wang Y., Liu J. et al. Theoretical and experimental study on carbon/epoxy facings-aluminum honeycomb sandwich structure using lock-in thermography // *Measurement*. 2018. V. 126. P. 110—119.
12. Bu C., Liu T., Li R., Zhao B., Tang Q. Infrared Image Segmentation Algorithm Based on Multi Structure Morphology—Pulse Coupled Neural Network in Application to the Inspection of Aerospace Materials // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2021. V. 57. No. 11. P. 1018—1026.
13. Rellinger T., Underhill P.R., Krause T.W. et al. Combining eddy current, thermography and laser scanning to characterize low-velocity impact damage in aerospace composite sandwich panels // *NDT & E International*. 2021. V. 120. P. 102421.
14. Bu C., Sun Z., Tang Q. et al. Thermography sequence processing and defect edge identification of the structure debonding defects detection using long-pulsed infrared wave non-destructive testing technology // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2019. V. 55. No. 1. P. 80—87.
15. Bu C., Liu G., Zhang X. et al. Debonding defects detection of FMLs based on long pulsed infrared thermography technique // *Infrared Physics & Technology*. 2020. V. 104. P. 103074.
16. Vavilov V.P., Kuimova M.V. Dynamic thermal tomography of composites: a comparison of reference and reference-free approaches // *Journal of Nondestructive Evaluation*. 2019. V. 38. No. 1. P. 1—13.

17. *Peng W., Wang F., Liu J.* et al. Pulse phase dynamic thermal tomography investigation on the defects of the solid-propellant missile engine cladding layer // *International Journal of Thermophysics*. 2018. V. 39. P. 1—12.
 18. *Vavilov V.P., Nesteruk D.A., Shiryaev V.V., Ivanov A.I., Swiderski W.* Thermal (infrared) tomography: terminology, principal procedures, and application to nondestructive testing of composite materials // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2010. V. 46. No. 3. P. 151—161.
 19. *Wang F., Liu J., Song P.* et al. Multimodal optical excitation pulsed thermography: Enhanced recognize debonding defects of the solid propellant rocket motor cladding layer // *Mechanical Systems and Signal Processing*. 2022. V. 163. P. 108164.
 20. *Bu C., Li R., Liu T.* et al. Micro-crack defects detection of semiconductor Si-wafers based on Barker code laser infrared thermography // *Infrared Physics & Technology*. 2022. V. 123. P. 104160.
-

НОВЫЙ СПОСОБ АКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО КОНТРОЛЯ: КОМБИНИРОВАНИЕ НАГРЕВА И ПРИНУДИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

© 2023 г. А.О. Чулков^{1*}, В.П. Вавилов¹, Б.И. Шагдыров¹, Д.Ю. Кладов¹, В.И. Стасевский¹

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
Россия 634050 Томск, пр-т Ленина, 30
E-mail: *chulkovao@tpu.ru

Поступила в редакцию 09.04.2023; после доработки 17.04.2023

Принята к публикации 18.04.2023

Описан новый способ активного теплового неразрушающего контроля, который заключается в последовательном применении нагрева и принудительного охлаждения поверхности объекта контроля. Результаты численного моделирования и экспериментальные данные продемонстрировали эффективность комбинирования нагрева и охлаждения при контроле материалов с высоким уровнем излучательно-поглощательной помехи. Оптимизация процедуры испытаний требует правильного выбора мощности и момента включения принудительного охлаждения для того, чтобы стимулировать рост температурных контрастов в соответствующие моменты времени. Дополнительным преимуществом охлаждения является снижение тепловой нагрузки на контролируемые материалы.

Ключевые слова: тепловой неразрушающий контроль, тепловизионное сканирование, композиционный материал, дефект, расслоение, нагрев и охлаждение.

DOI: 10.31857/S0130308223050068, EDN: ZGAEXS

1. ВВЕДЕНИЕ

Для выявления приповерхностных дефектов в полимерных композитах и теплозащитных покрытиях, включая сотовые и пенонаполненные структуры, все чаще выбирают тепловой контроль (ТК) [1—4]. В общем случае наиболее эффективна двухсторонняя процедура, в которой источник нагрева и тепловизор расположены по обеим сторонам контролируемого объекта [5]. На практике чаще используют односторонний ТК, особенно если речь идет о неразрушающих испытаниях элементов эксплуатируемой техники, например, фюзеляжа самолета. Односторонняя процедура ТК в общем случае менее эффективна по сравнению с двухсторонней схемой контроля, однако является более пригодной для целей дефектometрии, например, для оценки глубины залегания дефектов [6—8]. В ряде случаев меньшую эффективность одностороннего ТК можно компенсировать, используя нагреватели большей мощности, чем в двухсторонней процедуре (обычно в качестве источников тепловой стимуляции используют галогенные лампы, которые обеспечивают сравнительно равномерный и мощный нагрев контролируемой поверхности). Однако применение мощных нагревателей ограничено температурой деструкции контролируемых материалов, например, для некоторых полимерных композитов и покрытий эта температура не превышает +80 °С. Кроме того, мощность нагревателя связана с его габаритами и массой, что также может иметь значение при разработке тепловых дефектоскопов.

Таким образом, ограничения ТК, связанные с особенностями контролируемого материала, а также массогабаритными характеристиками источников нагрева, требуют разработки новых способов одностороннего ТК. В последнее время были возобновлены исследования способа ТК, включающего линейный нагрев и тепловизионное сканирование [9—12]. В работе [12] приведены сравнительные результаты одностороннего классического ТК и тепловизионного сканирования, полученные с помощью самодвижущегося сканирующего дефектоскопа. Способ тепловизионного сканирования зачастую позволяет выявлять больше дефектов в контрольных образцах, чем при использовании классической процедуры ТК, что связано с большей интенсивностью нагрева (линейный нагреватель, расположенный близко к контролируемой поверхности, создает более мощный тепловой поток и при этом обладает меньшими массой и габаритами). Кроме того, линейный источник нагрева создает меньший уровень отраженной тепловой помехи благодаря тому, что зона нагрева не попадает в поле зрения тепловизора.

Поскольку, с точки зрения теории теплопроводности, нагрев и охлаждение являются эквивалентными процессами, была высказана идея комбинирования двух процессов, что позволит снизить тепловую нагрузку на материал и повысить контрастный сигнал над дефектом в тот момент времени, когда избыточная температура бездефектной области пересекает нулевую ось [13]. Практическая реализация такого способа не исследовалась и заключения носили умозрительный

характер. В настоящем исследовании рассмотрены теоретические и экспериментальные аспекты способа ТК, который включает кратковременное принудительное охлаждение контролируемой поверхности спустя определенное время после окончания основного импульса нагрева. Показано, что такой подход повышает температурный контраст в дефектных областях, а также улучшает визуальное распознавание дефектов при контроле материалов и изделий, поверхность которых характеризуется высоким уровнем мультипликативных помех.

Приведены результаты численного моделирования ТК при комбинировании нагрева и принудительного охлаждения, а также экспериментальные результаты ТК многослойных конструкций с искусственными дефектами способом тепловизионного сканирования. Исследования выполнены на лабораторной установке, реализующей оптический нагрев и конвективное принудительное охлаждение.

2. ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПРИНУДИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для оценки эффективности выявления скрытых дефектов способом ТК с применением принудительного охлаждения, а также оптимизации процедуры контроля, в частности, для определения оптимального момента начала и длительности охлаждения, выполнили численное моделирование с помощью программы ThermoCalc-3D (НИ ТПУ). Исследовали пластину из анизотропного углепластика размерами $400 \times 125 \times 6$ мм (рис. 1). Количество узлов расчета по пространству составило $300 \times 100 \times 100$. Пластина содержала 4 искусственных дефекта (воздух) толщиной $h = 0,08; 0,06; 0,04$ и $0,02$ мм, расположенных на глубине 1,5 мм. Теплофизические характеристики (ТФХ): анизотропный углепластик — теплопроводность $8,74(x)/0,611(y)/0,619(z)$ Вт·м⁻¹·К⁻¹; теплоемкость 2462 Дж·кг⁻¹·К⁻¹; плотность 1411 кг·м⁻³; воздух — теплопроводность $0,07$ Вт·м⁻¹·К⁻¹; 928 Дж·кг⁻¹·К⁻¹; плотность $0,03$ кг·м⁻³.



Рис. 1. Моделирование активного ТК углепластика.

Параметры типовой процедуры ТК с использованием галогенных ламп для нагрева: длительность теплового процесса — 40 с при шаге расчета 1 с, длительность нагрева — 2 с, мощность нагрева — 10 кВт/м². Использовали сравнительно низкую мощность охлаждения, которую на практике можно достичь, применяя обдув изделия холодным воздухом. Мощность охлаждения варьировали в зависимости от длительности процесса при сохранении постоянной энергии охлаждения.

На основе общей модели (см. рис. 1) были рассмотрены модели ТК № 1—7, в которых варьировали мощность и время охлаждения. Базовая модель № 1 описывала классическую процедуру одностороннего ТК с указанными выше параметрами. Во всех моделях был введен аддитивный шум с максимальной амплитудой 50 мК и мультипликативная помеха с максимальной амплитудой 5% . Напомним, что предельный аддитивный шум определяется температурной чувствительностью тепловизора, измеряемой в миллиКельвинах, а мультипликативная помеха определяется оптическими свойствами контролируемого материала и измеряется в процентах от текущей избыточной температуры контролируемой поверхности (в виде контраста шума).

На рис. 2 показаны профили температуры в бездефектных зонах исследуемого изделия для моделей № 1—7 и температурные распределения (термограммы) для моделей № 1 и № 5, которые демонстрируют эффективность охлаждения, осуществленного в оптимальный момент времени.

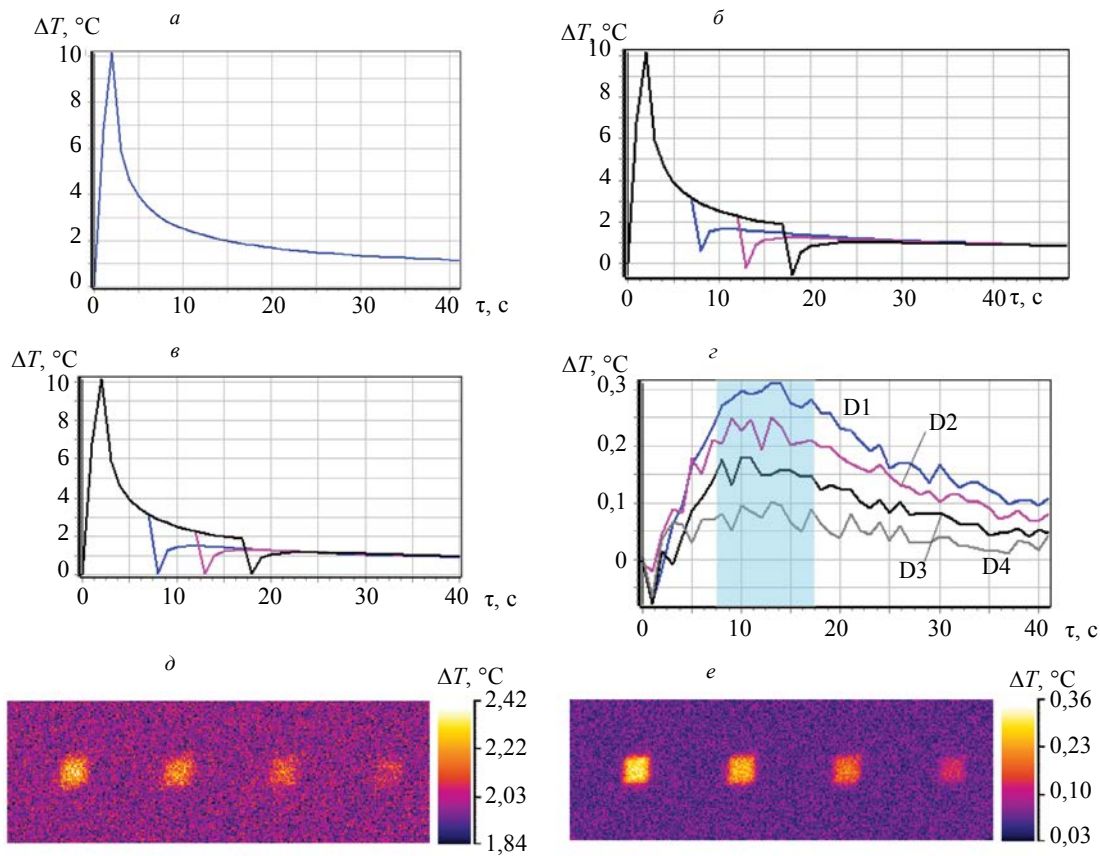


Рис. 2. Результаты численного моделирования ТК изделия из углепластика, показанные на рис.1 (модели № 1—7): *a* — график температуры в бездефектной зоне (модель № 1); *б* — то же (модели № 2—4); *в* — то же (модели № 5—7); *г* — изменение температурных сигналов во времени (модель № 1, дефекты D1—D4); *д* — термограмма при 10 с (модель № 1, SNR = 4,9 для дефекта D1); *е* — термограмма при 8 с (модель № 5, SNR = 8,8 для дефекта D1).

В моделях № 2—7 импульсы охлаждения были инициированы на 7-й, 12-й и 17-й секунде контроля (рис. 2б, в), т.е. находились в интервале времени вблизи максимума температурных сигналов над дефектами D1—D4 для базовой модели № 1 без охлаждения (см. выделенный интервал времени на рис. 2г). Всего анализировали шесть ситуаций (моделей) ТК с охлаждением, три из которых характеризовались импульсами охлаждения постоянной мощности $3,5 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$ (модели № 2—4), а три другие (модели № 5—7) включали импульсы охлаждения различной мощности (соответственно $4,2$; $3,15$ и $2,6 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$), подобранные таким образом, чтобы обеспечить «приближение» текущей температуры поверхности образца к его начальной температуре (см. рис. 2в). Для всех рассмотренных ситуаций импульсы принудительного охлаждения имели длительность 1 с. На рис. 2д, е также приведены термограммы моделей № 1 и № 5, демонстрирующие эффективность принудительного охлаждения.

В табл. 1 приведены величины отношения сигнал/шум SNR для дефектов D1—D4, определенные стандартным образом для зон, выбранных в дефектных и бездефектных областях. Данные рис. 2 и табл. 1 показывают, что принудительное охлаждение повышает SNR и улучшает визуальное восприятие термограмм как при ранних временах контроля (при достаточной мощности импульса охлаждения), так и в интервале времен, соответствующих оптимальным временам обнаружения дефектов (при ограниченной мощности принудительного охлаждения). Тем не менее наилучшие результаты обеспечивает модель № 5 (наблюдение в момент наступления максимального температурного сигнала при мощности охлаждения, приводящей к снижению температуры поверхности до начальной температуры) с наибольшей средней величиной SNR для всех дефектов, а также максимальной величиной SNR для трудно выявляемого дефекта D4.

Таблица 1

Результаты численного моделирования ТК изделия из углепластика

SNR	Модель						
	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 6	№ 7
Дефект D1	4,9	8,4	9,1	7,7	8,8	9,1	8,3
Дефект D2	3,6	6,9	7,0	6,0	7,1	7,0	6,5
Дефект D3	2,7	5,3	5,0	4,0	5,2	4,9	4,2
Дефект D4	1,5	2,8	2,2	2,0	2,9	2,2	2,2
Среднее значение SNR	3,2	5,9	5,8	4,9	6,0	5,8	5,3

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Устройство для конвективного охлаждения

Для реализации принудительного охлаждения в комбинации с линейным нагревом было разработано устройство, показанное на рис. 3. Устройство реализовано на базе четырех элементов Пельтье, двух алюминиевых радиаторов, формирующих канал для охлажденного воздуха, и 6 вентиляторов, 2 из которых создают поток охлаждающего воздуха. На выходе охлаждающего канала установлено сопло, формирующее воздушный поток для принудительного охлаждения поверхности объекта контроля в зоне длиной 100 мм и шириной 2 мм.

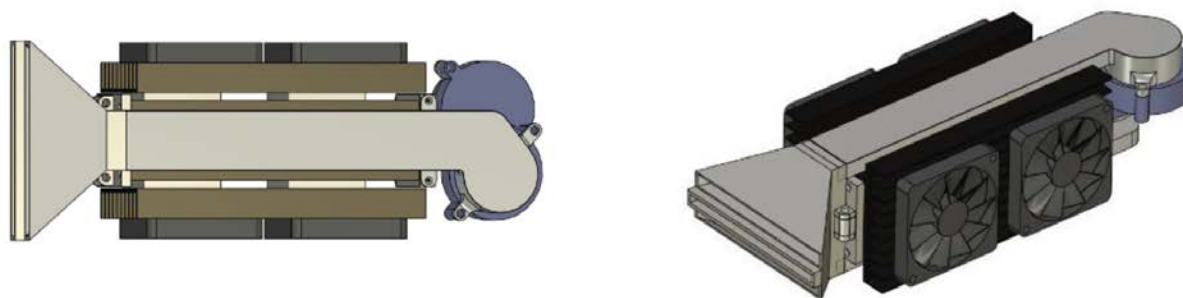


Рис. 3. Устройство конвективного охлаждения (модель).

3.2. Объекты контроля

Исследовали два стандартных образца с различным состоянием поверхности и, следовательно, различным уровнем оптической (излучательно-поглощательной) помехи.

Образец № 1 представлял собой пластину размерами 300×130×8,3 мм (рис. 4) и состоял из четырех слоев полиметилметакрилата, склеенных между собой двухсторонней клейкой лентой. Образец содержал 9 искусственных дефектов в виде расслоений с поперечными размерами от 5×5 до 20×20 мм и толщиной от 0,1 до 2 мм, расположенных на глубинах от 2,1 до 4 мм. Для исключения влияния частичной оптической прозрачности полиметилметакрилата поверхность образца была окрашена черной матовой краской, что обеспечило коэффициент излучения около 0,96.

Ввиду ограниченной длины зон нагрева и принудительного охлаждения, контроль образца № 1 проводили в зоне дефектов размерами 10×10 и 15×15 (см. выделенную зону контроля на рис. 4), которые характеризовались временем τ_m максимального температурного сигнала ΔT ,

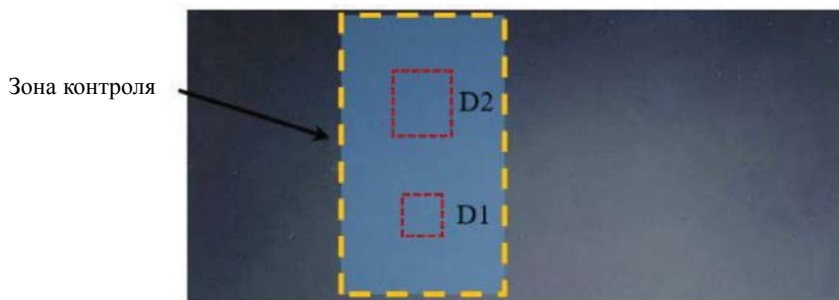


Рис. 4. Внешний вид и схема расположения дефектов D1 и D2 в образце № 1.

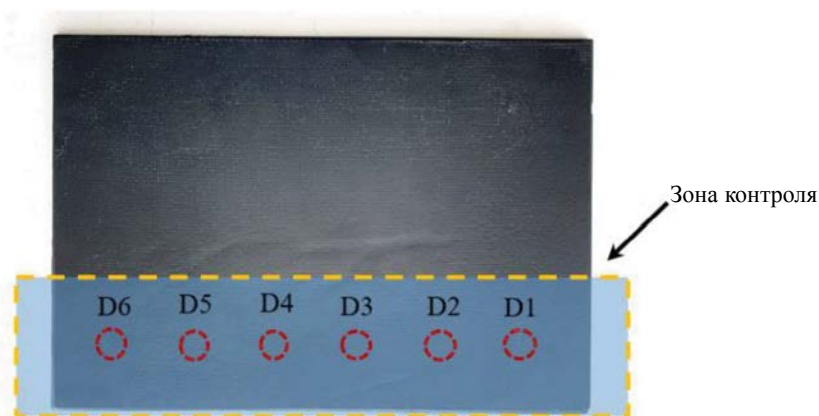


Рис. 5. Внешний вид и схема расположения дефектов D1 — D6 в образце № 2.

равном 27 и 40 с. Следует отметить, что оптимальное время выявления данных дефектов было определено экспериментально с использованием классической процедуры одностороннего ТК.

Образцом № 2 служила пластина размерами 300×200×12 мм (рис. 5), состоявшая из двух склеенных пластин: верхняя пластина была изготовлена из углеродной ткани и стеклоткани (суммарная толщина 8 мм), нижняя пластина была изготовлена из дюралюминия (толщина 4 мм). Композиционная часть образца № 2 содержала 18 искусственных дефектов в виде плоскостных несквозных отверстий диаметром 10 мм и глубиной от 1 до 6 мм (дефекты в композитной части образца были проделаны до склеивания композитной и металлической пластин). В ходе экспериментальных исследований для оценки эффективности применения принудительного охлаждения контролировали дефекты 1-го ряда (D1—D6), для которых оптимальные времена τ_m составляли от 25 до 80 с.

3.3. Экспериментальная установка

На рис. 6 показана лабораторная установка, реализующая контроль способом тепловизионного сканирования с принудительным охлаждением. В установке применен роботизированный манипулятор KUKA, на 6-й оси которого с помощью специального кронштейна размещали образцы № 1 и № 2. Манипулятор перемещал объект контроля с постоянной скоростью 5,8 мм/с. Термограммы регистрировали с частотой 9,8 Гц с использованием тепловизионного модуля Optiris PI 640, для тепловой стимуляции образцов использовали линейную галогенную лампу мощностью 500 Вт. Путем численного моделирования было определено, что оптимальная мощность принудительного охлаждения должна приближать текущую температуру контролируемой поверхности к начальной температуре образца. Такое условие было обеспечено снижением мощности нагрева до 80 Вт. Также с помощью моделирования было установлено, что оптимальным моментом включения импульса принудительного охлаждения является узкий интервал времени непосредственно перед

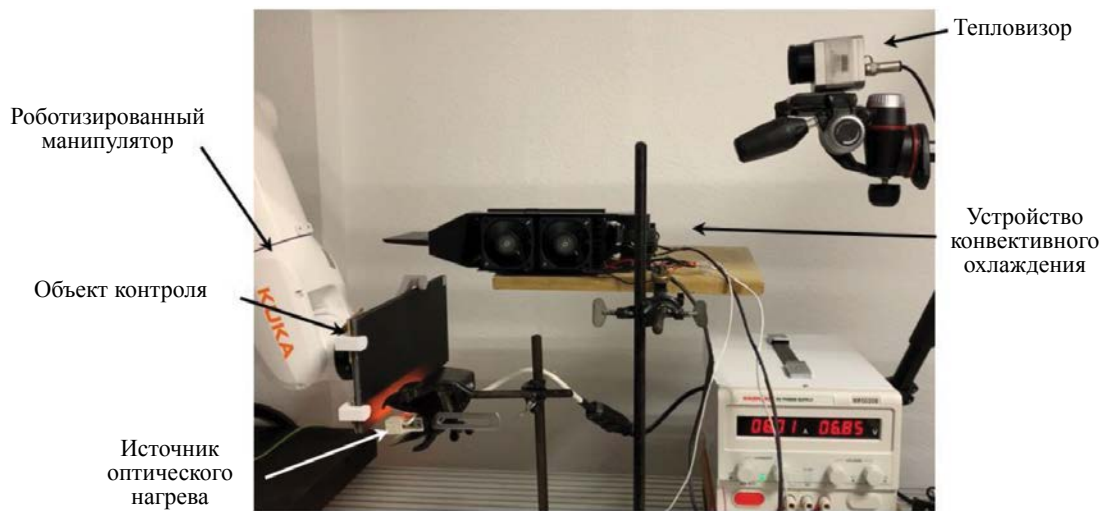


Рис. 6. Экспериментальная установка.

наступлением максимума температурного сигнала над конкретным дефектом. Поэтому сопло устройства конвективного охлаждения было установлено на расстоянии 230 мм от переднего края отражателя источника оптического нагрева; при этом принудительное охлаждение было инициировано на 40-й с процедуры контроля, а контролируемый образец находился в поле зрения тепловизора в интервале 40—80 с.

3.4. Экспериментальные результаты

Различия между образцами № 1 и № 2 проиллюстрированы на рис. 7, где приведено изменение контраста шума во времени для записанных последовательностей реконструированных термограмм. Контраст шума $C_n = \sigma_T / \bar{T}$ есть отношение стандартного отклонения теплового сигнала в выбранной бездефектной зоне к средней температуре этой зоны [13]. Контраст шума характеризует амплитуду поверхностной помехи, которая, в свою очередь, определяет реальные возможности ТК. Из графиков рис. 7 следует, что оптическая помеха для образца № 1 составляет приблизительно 3 %, что приближает образец к «черному телу». В то же время флуктуации бездефектной температуры в образце № 2 достигают 6 % при малых временах наблюдения; визуально это проявлялось в пятнистом характере поверхности контроля.

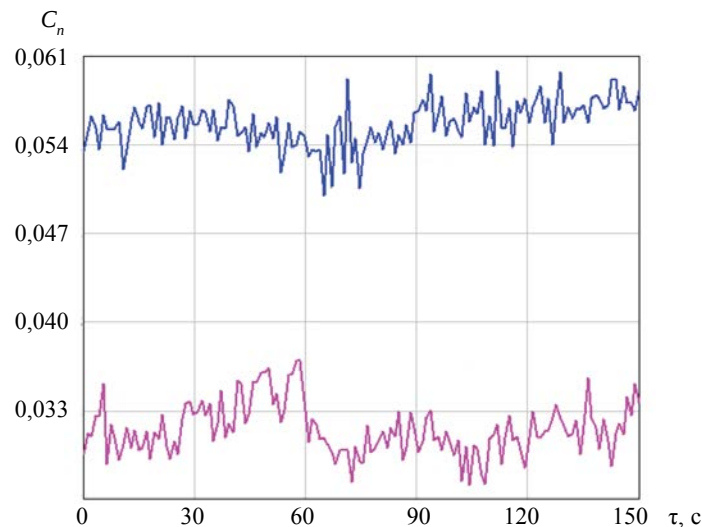


Рис. 7. Изменение контраста шума для образцов № 1, 2 во времени.

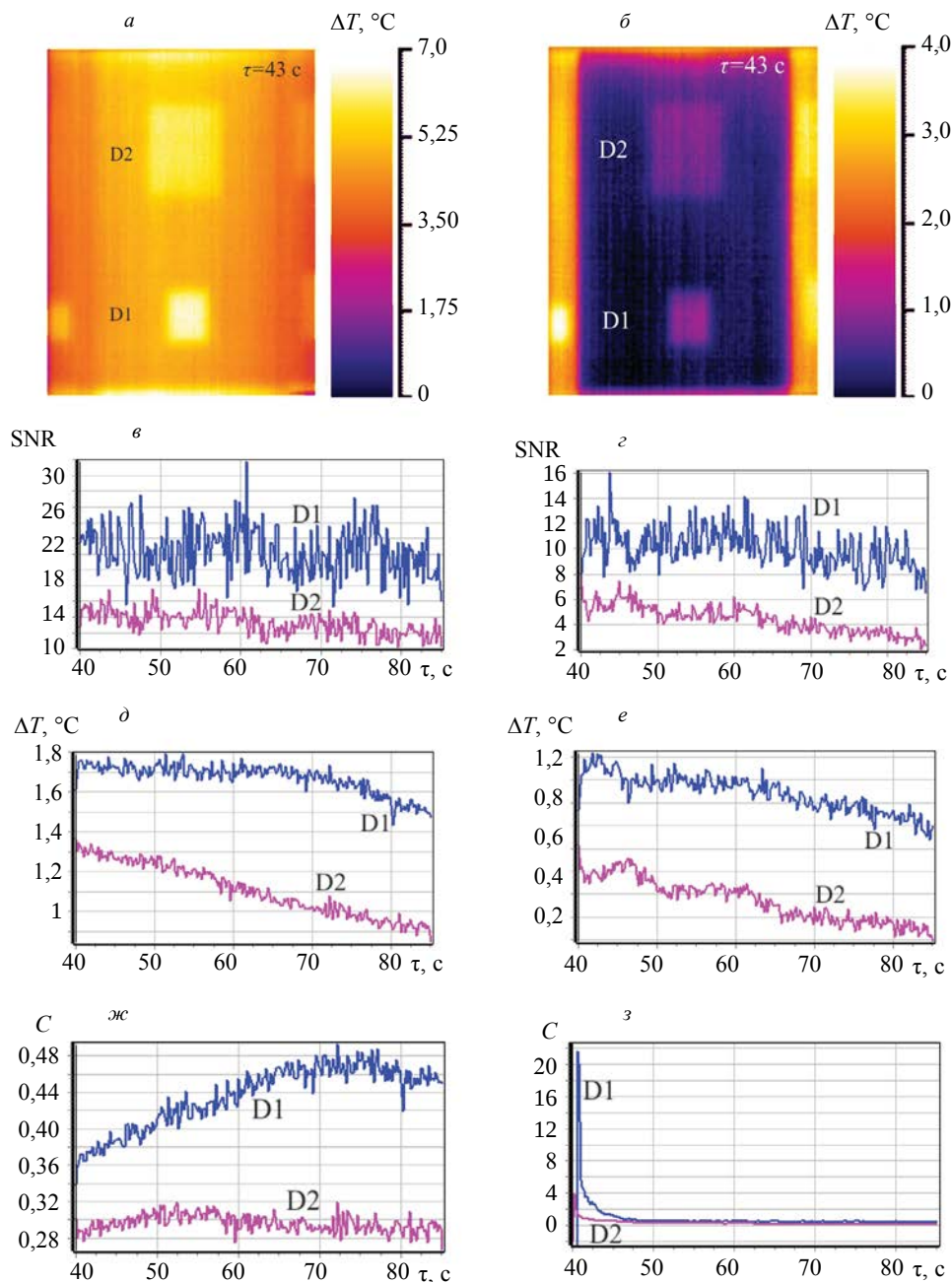


Рис. 8. Результаты контроля образца № 1 способом тепловизионного сканирования без принудительного охлаждения (а, в, д, ж) и с применением принудительного охлаждения (б, г, е, з).

Рис. 8 содержит результаты контроля образца № 1. На рис. 8а, б приведены реконструированные термограммы, т.е. построенные из записанной последовательности при фиксированной временной задержке. Два дефекта уверенно распознаются на обоих изображениях, однако в случае принудительного охлаждения величина SNR оказалась приблизительно вдвое ниже (рис. 8в, г). Величины температурных сигналов в дефектных зонах также в 2 раза ниже при действии охлаждения, что объясняется более низкой поглощенной энергией в случае комбинирования нагрева и охлаждения (рис. 8д, е). В соответствии с результатами моделирования графики температурных контрастов продемонстрировали существенный всплеск сразу после окончания принудительного охлаждения (рис. 8 ж, з) вследствие того, что избыточная температура бездефектной области близка к нулю, однако рост контраста не привел к улучшению выявляемости дефектов. В данном слу-

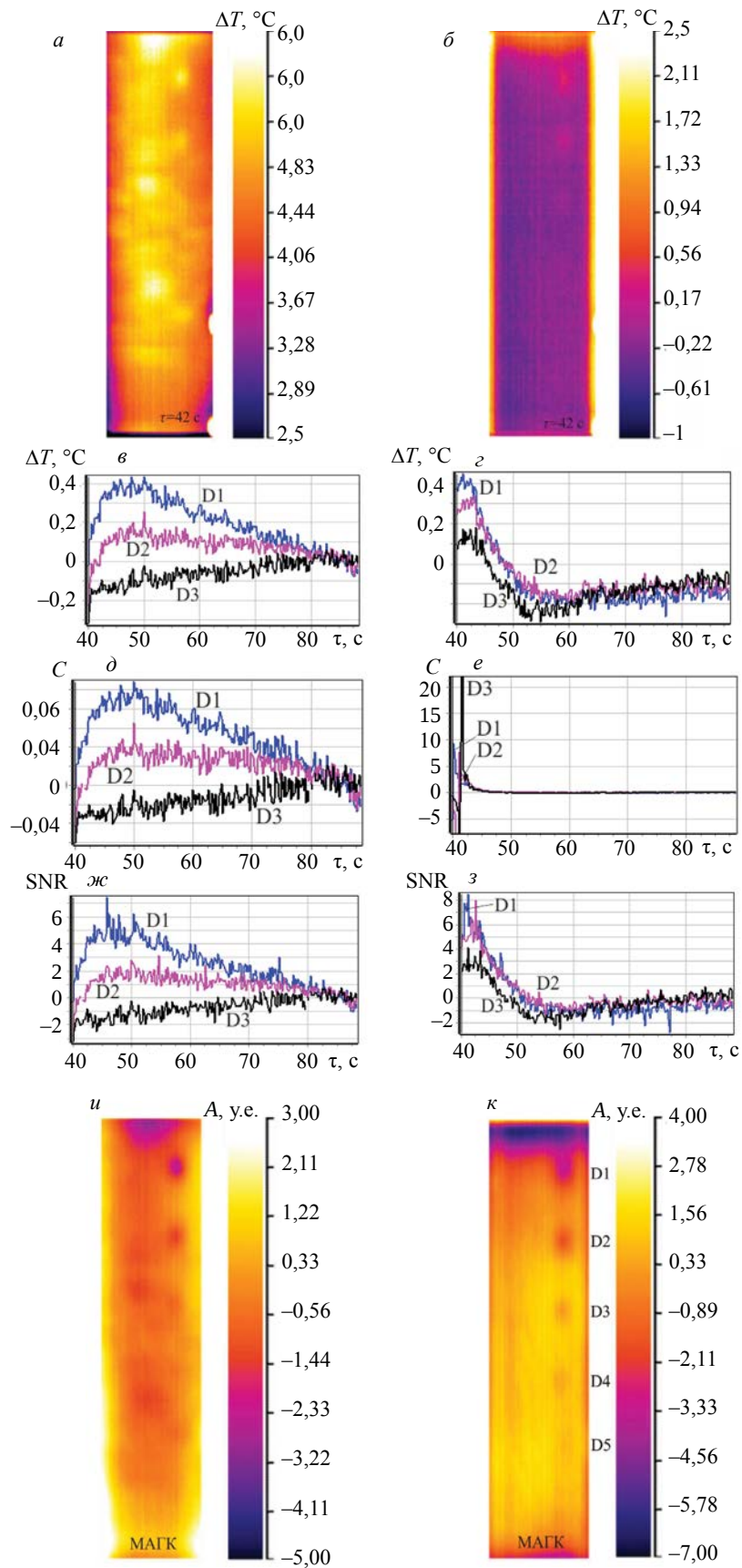


Рис. 9. Результаты контроля образца № 2 способом тепловизионного сканирования без принудительного охлаждения (а, в, д, ж, и) и с применением принудительного охлаждения (б, г, з, к).

чае принудительное охлаждение неэффективно, поскольку при низком уровне помехи лучше выявляются дефекты, обеспечивающие максимальные сигналы ΔT , которые, в свою очередь, прямо пропорциональны поглощенной тепловой энергии.

Рис. 9 иллюстрирует результаты ТК образца № 2 со сравнительно высоким уровнем поверхностной помехи, обусловленной неоднородным коэффициентом поглощения/излучения. Реконструированные термограммы (рис. 9а, б) показывают, что принудительное охлаждение «сглаживает» температурное поле контролируемой поверхности и обеспечивает лучшее визуальное распознавание дефектов (термограммы для 42-й с контроля). Графики температурных сигналов для дефектов D1, D2 и D3 (рис. 9в, г) обнаруживают определенный (двукратный для дефекта D2) рост в случае применения принудительного охлаждения, причем это, по-видимому, обусловлено существенными флуктуациями температуры в бездефектных зонах. Пиковые амплитуды температурных контрастов C также выше при принудительном охлаждении (рис. 9д, е). Соответственно, принудительное охлаждение увеличивает отношение сигнал/шум, причем для дефектов D2 и D3 превышение более, чем двукратное (рис. 9ж, з). Следует заметить, что в образце № 2 дефекты создают в дефектных зонах температурные сигналы малой амплитуды, поэтому положительный эффект охлаждения может быть подчеркнут соответствующей обработкой данных. Например, на рис. 9и, к приведены изображения, полученные методом анализа главных компонент (МАГК). Применение охлаждения позволило обнаружить до 5 дефектов на рис. 9к, в то время как на стандартной МАГК-термограмме оператор обнаруживает только 3 дефекта и ряд ложных отметок (рис. 9и).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследован новый способ активного одностороннего ТК, заключающийся в том, что объект контроля подвергают принудительному охлаждению спустя определенное время после импульса нагрева. Показано, что избыточная температура поверхности объекта контроля пересекает нулевую ось, то есть становится равной начальной температуре объекта, что приводит к росту контраста температуры над дефектами. Установлено, что в случае ТК материалов с низким уровнем излучательно-поглощательной помехи (материалы, близкие к «черному телу») принудительное охлаждение неэффективно. При наличии существенной помехи принудительное охлаждение может улучшать показатели обнаружения дефектов. Оптимизация процедуры испытаний требует правильного выбора мощности и момента включения принудительного охлаждения для того, чтобы стимулировать рост температурных контрастов в соответствующие моменты времени. Дополнительным преимуществом охлаждения является снижение тепловой нагрузки на контролируемые материалы, что может быть важным в случае композитов. Будущие исследования будут включать анализ поведения аддитивных и мультипликативных шумов различных материалов при комбинировании нагрева и охлаждения.

Настоящее исследование было выполнено в рамках гранта Российского научного фонда №22-29-01469.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rani A., Mulaveesala R. Novel pulse compression favorable excitation schemes for infrared non-destructive testing and evaluation of glass fibre reinforced polymer materials // *Composite Structures*. 2022. P. 286.
2. Švantner M., Muzika L., Moskovchenko A., Pereira C.M.C., Das S. *Infrared Physics and Technology*. 2022. P. 126.
3. Alhammad M., Avdelidis N.P., Ibarra-Castaneda C., Zolotas A., Maldague X.P.V. Automated impact damage detection technique for composites based on thermographic image processing and machine learning classification // *Sensors*. 2022. V. 22 (23). P. 9031.
4. Ward C., Burleigh D. Pulse thermography applications in aerospace composites manufacturing processes // *Proceedings of SPIE — The International Society for Optical Engineering*. 2020. V. 11409. P. 114090J.
5. Maldague X. *Theory and practice of infrared technology for nondestructive testing / Wiley Series in Microwave and Optical Engineering*. New York: John Wiley & Sons, 2001.
6. Gryns S. Determining the dimension of subsurface defects by active infrared thermography — experimental research // *Journal of Sensors and Sensor Systems*. 2018. V. 7. P. 153—160.
7. Maillet D., Andre S., Batsale J.-C., Degiovanni A., Moyne C. *Thermal Quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*. England: John Wiley & Sons Publisher, 2000.
8. Moskovchenko A., Švantner M., Muzika L. Infrared thermographic method for depth characterization of low size/depth aspect ratio defects in metal parts / 31st International Conference on Metallurgy and Materials, METAL 2022. 2022. P. 481—486.

9. *Cramer K., Perey D.F., Brown J.L.* The application of line scan thermography using multiple collaborative robots / Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. 2019. Portland, USA. P. 4.
10. *Chulkov A.O., Tuschl C., Nesteruk D.A., Oswald-Tranta B., Vavilov V.P., Kuimova M.V.* The Detection and Characterization of Defects in Metal / Non-metal Sandwich Structures by Thermal NDT, and a Comparison of Areal Heating and Scanned Linear Heating by Optical and Inductive Methods // Journal of Nondestructive Evaluation. 2021, V. 40 (2). P. 44. DOI: 10.1007/s10921-021-00772-y
11. *Chulkov A.O., Vavilov V.P., Nesteruk D.A., Burleigh D., Moskovchenko A.I.* A method and apparatus for characterizing defects in large flat composite structures by Line Scan Thermography and neural network techniques // Frattura ed Integrita Strutturale. 2023. V. 17 (63). P. 110—121.
12. *Chulkov A.O., Vavilov V.P., Nesteruk D.A., Shagdyrov B.I.* Thermal flaw detection scanner for testing large-sized flat products made of composite materials // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2022. V. 58. No. 4. P. 301—307.
13. *Вавилов В.П.* Инфракрасная термография и тепловой контроль. М.: ИД «Спектр», 2015. 545 с.



Уважаемые коллеги!
Российское общество по неразрушающему контролю и технической диагностике приглашает Вас принять участие в

X Международном промышленном форуме
Территория NDT 2023. Неразрушающий контроль. Испытания. Диагностика

ФОРУМ «ТЕРРИТОРИЯ NDT» проходит в рамках Российской Промышленной Недели(РПН). На одной площадке объединяются ключевые отраслевые выставки:



ФОРУМ «ТЕРРИТОРИЯ NDT». Международная специализированная выставка и форум в области технологий и оборудования неразрушающего контроля и технической диагностики.

RUSWELD. Международная специализированная выставка оборудования, технологии и материалов для процессов сварки и резки.

ТЕХНОФОРУМ. Международная политехническая выставка оборудования и технологий обработки конструкционных материалов.



32000+
ПОСЕТИТЕЛЕЙ



50+
МЕРОПРИЯТИЙ ДЕЛОВОЙ
ПРОГРАММЫ



7000+
М² ВЫСТАВОЧНОЙ
ПЛОЩАДИ



350+
КОМПАНИЙ-УЧАСТНИК

ПН доказала свой статус ведущей в России и СНГ отраслевой площадки для продуктивного диалога заинтересованных сторон и демонстрации новейших достижений и разработок в области: машиностроения и металлообработки; сварочного производства и рынка сварочной техники; неразрушающего контроля и технической диагностики.

Участники Форума «Территория NDT»: АКС, Ассоциация ВАСТ, ИНТЕРЮНИС-ИТ, КОНСТАНТА, НИИИН МНПО СПЕКТР, Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, ИНТРОН ПЛЮС, НПО Алькор, НПЦ Эхо+, НУЦ Контроль и диагностика, Мелитэк, НИИИТФА, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, ТЕССОНИКС и многие другие.

Ждем Вас 23-25 октября 2023 года в Москве, ЦВК Экспоцентр, павильон 2.4.

Успейте забронировать стенд по выгодной цене!

Сайт: expo.ronktd.ru E-mail: info@ronktd.ru Тел. +7 499 245 56 56; +7 916 619 00 17

**XXXIV Уральская конференция
«Физические методы неразрушающего контроля (Янусовские чтения)»**
г. Пермь, ФГАОУ ВО «Пермский национальный исследовательский политехнический университет», 20—21 апреля 2023 г.

XXXIV Уральская конференция с международным участием «Физические методы неразрушающего контроля (Янусовские чтения)» была успешно проведена 20—21 апреля 2023 г. Во второй день конференции 21 апреля была организована молодежная секция, участниками которой стали студенты профильных кафедр, аспиранты, молодые специалисты и ученые (возраст участников — до 35 лет включительно).

Организаторами и партнерами Уральской конференции выступили Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН (ИФМ УрО РАН), Пермский национальный исследовательский политехнический университет, ЗАО «Западно-Уральский аттестационный центр», Институт машиноведения Уральского отделения РАН (ИМАШ УрО РАН), Российское общество по неразрушающему контролю и технической диагностике (РОНКТД), Уральское отделение РАН и Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина. Информационную поддержку обеспечили журналы «Дефектоскопия/Russian Journal of Nondestructive Testing», «Сварка и диагностика», «Территория NDT». Председателем оргкомитета конференции являлся профессор Смородинский Я.Г. (ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург).



Член оргкомитета, президент РОНКТД, д.т.н., профессор Сясько В.А. (слева), председатель оргкомитета, д.т.н., профессор Смородинский Я.Г. (справа).

Научная программа конференции включала следующие разделы:

1. Физические основы неразрушающего контроля и диагностики.
2. Методы и средства измерения физических полей. Новые средства и системы контроля.
3. Контроль труб и диагностика трубопроводов.
4. Контроль сварных соединений.

5. Методы и средства контроля напряженно-деформированного состояния изделий и объектов.
6. Опыт практического применения физических методов и средств контроля.
7. Стандартизация и метрологическое обеспечение средств НК.
8. Квалификация и подготовка персонала в области НК.

В конференции приняли участие ведущие специалисты в области неразрушающего контроля, технической диагностики и метрологии из 13 городов России и Белоруссии: Екатеринбурга, Москвы, Санкт-Петербурга, Ижевска, Уфы, Новосибирска, Тюмени, Нижнего Новгорода, Омска, Минска, Черноголовки, Луганска и Ноябрьска.

Заседание основной секции конференции проходило 20 апреля 2023 г. в очном формате, молодежная секция — 21 апреля 2023 г. в смешанном формате (очном и дистанционном on-line). Общее количество участников, принявших участие в конференции, превысило 100 человек. К сайту журнала «Дефектоскопия», на котором была размещена вся организационная информация и сборник тезисов докладов всех участников, а также проходила секция стендовых докладов, зарегистрировано более 500 обращений.

В пленарном заседании первого дня конференции с приглашенными докладами выступили:

Сясько Владимир Александрович (президент РОНКТД, профессор, д.т.н.), «Комплексный контроль функциональных покрытий в авиакосмической отрасли»;

Костин Владимир Николаевич (заместитель директора Института физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, д.т.н.), «Магнитный контроль качества стальных изделий»;

Галкин Денис Игоревич (директор ЗАО «НИИИИ МНПО «Спектр», к.т.н.), «Новый подход к проведению визуального и измерительного контроля».

После выступлений приглашенных докладчиков были заслушаны 15 устных докладов. Открывали секцию представители Ижевского государственного технического университета (г. Ижевск) Муравьев В.В. и Муравьева О.В. Они рассказали о новом информационно-измерительном комплексе для исследования акустических свойств материалов и изделий, а также о возможностях электромагнитно-акустического метода многократной тени при контроле цилиндрических объектов. Следом поделилась опытом определения стадий разрушения материалов по данным аку-



стико-эмиссионного контроля представитель Сибирского государственного университета путей сообщения (г. Новосибирск) Игумнова Т.В. Далее выступили научные сотрудники Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН (г. Екатеринбург) Ригмант М.Б., Сташков А.Н., Абашев Р.М. В своих докладах они рассказали о приборных разработках ИФМ УрО РАН для локального контроля фазового состава аустенитных хромоникелевых сталей, о вихретоковом контроле качества пайки боковых стенок медных токоведущих соединений обмоток статоров гидро- и турбогенераторов, а также о новой автоматизированной системе индивидуального дозиметрического контроля КОРОС-333. Представители Сибирского государственного университета путей сообщения (г. Новосибирск) Бехер С.А. и Бобров А.Л. рассказали о контроле технического состояния резьбовых соединений силовой рамы прессы методами тензометрии, а также о влиянии внешних условий на параметры и качество ультразвукового контроля рельсов в условиях эксплуатации.

Сотрудник ООО «Газпром добыча Ноябрьск» (г. Ноябрьск) Катташева А.В. поделилась методикой проведения коррозионного мониторинга без снятия ленточного покрытия с трубопроводов, а сотрудники Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН (г. Екатеринбург) Гобов Ю.Л. и Никитин А.В. доло-



жили о новых возможностях измерения коэрцитивной силы и об области применимости методики решения обратной геометрической задачи магнитостатики методом построения магнитных линий в зоне дефекта.

Представитель Санкт-Петербургского Горного университета (г. Санкт-Петербург) Горбунов А.Е. рассказал об измерении степени пропаянности соединений токоведущих шин турбогенераторов с использованием тангенциального вихретокового преобразователя с активным экранированием. Далее сотрудник Института автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН (г. Новосибирск) Федотов М.Ю. осветил некоторые аспекты оптического мониторинга свайных фундаментов в условиях крайнего севера. Завершили первый день конференции доклады специалиста Омского государственного университета путей сообщения (г. Омск) Ахмеджанова Р.А. и представителя Санкт-Петербургского государственного университета (г. Санкт-Петербург) Сясько М.В. Они рассказали о новых технологиях и оснастке при магнитопорошковом контроле бандажей колесных пар локомотивов, а также о методике измерения толщины неэлектропроводящего покрытия на немагнитном электропроводящем основании с автоматическим учетом влияния удельной электропроводности основания.



Во второй день конференции 21 апреля прошла молодежная секция, на которой были заслушаны 19 устных докладов аспирантов, молодых специалистов и ученых. Первыми выступили представители Сибирского государственного университета путей сообщения (г. Новосибирск) Шляхтенков С.П. и Абрамова Т.С. В их докладах были подняты вопросы оценки влияния мешающих факторов ручного вихретокового контроля при измерении глубины поверхностных трещин рельсов в условиях эксплуатации, а также входного контроля механических характеристик пластиковой проволоки на аддитивном производстве. Далее выступил научный сотрудник Института физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН (г. Екатеринбург) Михайлов Л.В. с докладом, посвященным матричным вихретоковым преобразователям с применением индуктивностей поверхностного монтажа. Доклады представителей Санкт-Петербургского горного университета (г. Санкт-Петербург) Гнивуша И.С., Голева А.С. и Антонова Д.И. были посвящены анализу влияния мешающих параметров на результаты контроля сплошности покрытий электроискровым методом, исследованию возможности определения модуля упругости металлов методом динамического инструментального индентирования и повышению эффективности автоматизированного электроискрового контроля внешнего диэлектрического покрытия металлических труб в поточном производстве.

Представитель Уфимского университета науки и технологий (г. Уфа) Адебайо Д.А. доложил о разработке методики механизированного ультразвукового контроля сварных соединений трубопроводов методами ФР+ТОФД с применением дефектоскопа УСД-60ФР-16/128, а научный сотрудник Института физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН (г. Екатеринбург) Кочнев А.В. рассказал о возможности оценки фазового состава аустенитных сталей с помощью модельных образцов. Представитель Казанского (Приволжского) федерального университета (г. Казань) Желева Е.Б. сделала доклад об исследовании совершенства структуры кристаллов LiCaAlF_6 методами лазерной акустики. Школина Д.И. из Сибирского государственного университета путей сообщения (г. Новосибирск) затронула важную тему мониторинга результатов технического обучения специалистов неразрушающего контроля, а представители Тюменского Индустриального Университета (г. Тюмень) Шаропина И.А. и Соколов Р.А. представили модель влияния дефекта каната на спектр его свободных поперечных колебаний, а также поделились опытом применения параметров спектральных характеристик кривой перемещения для





определения твердости ферромагнитного материала. Следом свой доклад представила Тарасова А.А. (Санкт-Петербургский Горный университет, г. Санкт-Петербург). Она рассказала об обеспечении достоверности измерения механических свойств полимерных трубопроводов неразрушающими методами. В завершении второго дня конференции выступила большая группа исследователей из Университета ИТМО (г. Санкт-Петербург). Кузиванов Д.О. представил механизм формирования акустико-эмиссионных образов наплавленного слоя в процессе прямого лазерного выращивания изделий, Фирюлин Д.Р. рассказал о результатах экспериментальных исследований изменения акустических свойств сферопластиков, Шмаков А.М. осветил тему ультразвукового контроля качества полимерных композиционных покрытий, Хошев А.Е. описал разработку компьютерной модели регистрации движения ударника первичным преобразователем при динамическом индентировании, Малый В.В. поделился результатами разработки алгоритма движения измерительного модуля установки автоматизированного неразрушающего контроля, а Алифанова И.Е. сделала доклад о контроле остаточных напряжений в специальных трубах в процессе их изготовления.

На протяжении двух дней работы конференции, одновременно с устными докладами, проходила стендовая сессия. Стендовые доклады были представлены в виде видеопрезентаций (предварительно записанных докладов), размещенных на сайте журнала «Дефектоскопия». Общее количество представленных стендовых докладов составило 6. Участники конференции имели возможность задать докладчикам вопросы и получить на них ответы в письменной форме. В докладах прозвучали результаты исследований по акустическому и магнитному видам неразрушающего контроля.

Наряду с ведущими специалистами в области неразрушающего контроля, в конференции принимали участие аспиранты российских ВУЗов и молодые специалисты из академических



институтов. Слушателями конференции были также и представители машиностроительных заводов России.

На заключительном заседании участники конференции и члены оргкомитета отметили, что все представленные доклады были посвящены проблемам и вызовам сегодняшнего дня в области неразрушающего контроля и технической диагностики. Докладчики и слушатели, в свою очередь, подчеркнули высокий уровень организации и проведения конференции.

Ознакомиться подробнее с научной программой, тезисами и докладами XXXIV Уральской конференции «Физические методы неразрушающего контроля (Янусовские чтения)» можно на сайте журнала «Дефектоскопия»: <http://defektoskopiya.ru>.

Редколлегия