



ISSN 0130-3082

Российская Академия наук

Дефектоскопия



Неразрушающий контроль

Техническая диагностика

Анализ материалов

№ 2

2023



ДЕФЕКТОСКОПИЯ

Журнал ежемесячный
Основан в феврале 1965 года
Екатеринбург

№ 2
2023

СОДЕРЖАНИЕ

Акустические методы

- Е.Г. Базулин.** Восстановление изображения отражателей на границе основного и наплавленного металла с использованием технологии Plane Wave Imaging 3
- К.Р. Муратов, В.Ф. Новиков, С.М. Кулак, Р.А. Соколов, Р.Ф. Сафаргалиев, С.А. Мусихин, В.В. Проботюк.** Учет жесткости стальных канатов при оценке силы их натяжения по результатам измерения частоты собственных колебаний..... 16
- А.И. Боровков, В.Е. Прохорович, В.А. Быченко, И.В. Беркутов, И.Е. Алифанова.** Технология ультразвукового контроля сварных соединений, полученных точечной сваркой трением с перемешиванием 24

Электромагнитные методы

- В.В. Дякин, О.В. Кудряшова, В.Я. Раевский.** К решению одной задачи магнитостатики для трубы с дефектом на внутренней поверхности 35

Тепловые методы

- Мд.М. Паша, В.С. Гали, Г.Т. Весала, Б. Суреш.** Анализ сжатых изображений тепловых волн при контроле подповерхностных слоев 47

Радиационные методы

- Д.Н. Трушников, Е.Л. Кротова, С.С. Стариков, Н.А. Мусихин, С.В. Варушкин, Е.В. Матвеев.** Решение обратной задачи восстановления поверхности при электронно-лучевой наплавке 62

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОТРАЖАТЕЛЕЙ НА ГРАНИЦЕ ОСНОВНОГО И НАПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ PLANE WAVE IMAGING

© 2023 г. Е.Г. Базулин^{1,*}

¹ООО «Научно-производственный центр «ЭХО+»
123458, Москва, ул. Твардовского, 8, Технопарк «Строгино»
*E-mail: bazulin@echoplus.ru

Поступила в редакцию 28.11.2022; после доработки 16.12.2022
Принята к публикации 23.12.2022

Предлагается использовать технологию Plane Wave Imaging (PWI) для ультразвукового контроля сварных соединений с узкой разделкой для выявления трещин на границе сплавления основного и наплавленного металла. В сравнении с методом цифровой фокусировки изображения (ЦФА) данный способ позволяет восстанавливать изображения отражателей с более высоким отношением сигнал/шум, с большей скоростью как регистрации эхосигналов, так и восстановления изображения несплошностей по разным акустическим схемам с учетом трансформации типа волны при отражении от границ объекта контроля. Численные и модельные эксперименты подтвердили эффективность применения технологии PWI для повышения скорости зонального контроля. Применение когерентного фактора повысило отношение сигнал/шум изображения моделей трещин как для режима FMC, так и для режима PWI.

Ключевые слова: антенная решетка, двойное сканирование, Full Matrix Capture (FMC), Plane Wave Imaging (PWI), C-SAFT, Total Focusing Method (TFM), цифровая фокусировка антенной (ЦФА), зональная фокусировка, Coherence Factor (CF).

DOI: 10.31857/S013030822302001X, EDN: BWEUXH

1. ВВЕДЕНИЕ

При автоматизированном ультразвуковом контроле (АУЗК) возникает противоречие между достижением предельно высокой скорости проведения контроля и максимальной вероятностью выявления дефектов [1]. Пытаясь получить предельно высокую скорость АУЗК, в методиках контроля используется меньшее количество излучателей и приемников, увеличиваются шаги сканирования, уменьшаются пространственные и временные апертуры регистрации эхосигналов, применяются простые методы обработки информации. Но при этом повышается вероятность пропуска дефекта или неточного определения типа и размера отражателя. В зависимости от способа контроля (производственный или эксплуатационный) и от степени техногенной опасности объекта контроля (корпус ядерного реактора или водопроводные трубы жилого дома) приходится выбирать золотую середину.

В настоящее время для восстановления изображения отражателей в объекте контроля широко применяют две технологии: технология фазированных антенных решеток (ФАР) [2], которая на сегодняшний день является наиболее распространенной, и технология цифровой фокусировки антенной (ЦФА) [3]. В статье [4], посвященной сравнению возможностей ФАР- и ЦФА-дефектоскопов, сделан вывод, что с алгоритмической точки зрения ЦФА-технология более перспективна.

Эффективным способом обнаружения вертикально ориентированной трещины является работа с эхосигналами, отраженными от ее поверхности, с использованием двух пьезопреобразователей при нечетном количестве отражений импульса от границ объекта контроля. Такие импульсы возникают при падении на трещину зондирующего импульса на прямом луче и регистрации эхосигнала, однократно отраженного от дна объекта контроля (эхо-зеркальный метод «тандем»). В дальнейшем под акустической схемой, которая будет обозначаться как *as*, будем подразумевать описание лучевой траектории распространения импульса от излучателя до отражателя и до приемника при отражении от неровных границ объекта контроля с учетом трансформации типа волны. Акустическая схема будет определяться последовательностью букв L (продольная волна), T (вертикально поляризованная поперечная волна) и буквы d (отражение от несплошности). Контроль методом «тандем» может проводиться с использованием разным акустических схем, например, TTdT или LLdT [5]. Обозначение акустической схемы, показанной на рис. 1, будет следующим TLdTTT.

При монтаже сварных соединений магистральных трубопроводов, кроме соблюдения требований достоверности определения вертикально ориентированных трещин, необходимо обеспечивать высокую скорость ультразвукового контроля, сопоставимую со скоростью выполнения сварки. Системы зонального контроля, реализующие такой подход с применением множества традиционных одноэлементных преобразователей, работающих по методу «тандем», разрабатывались с середины 1950-х годов и стали широко применяться на практике с 1980-х гг. В 2000-х годах с развитием многоканальной электроники стала возможной быстродействующая реализация тех же схем контроля, но с применением антенных решеток (АР). В статье [6] приведен обзор стандартов на применение АУЗК сварных швов трубопроводов с применением зонального контроля. Но ФАР-зональный контроль имеет ряд недостатков, к которым можно отнести сложность настройки каналов перед проведением контроля. Кроме того, достоверность контроля сильно зависит от изменений как толщины объекта контроля, так и от расположения АР относительно середины сварного соединения в силу требования попадания эхосигнала от трещины в пределы заданного строка.

В статье [7] для проведения зонального контроля предложено использовать технологию ЦФА, так как такой подход позволяет получать высококачественное изображение отражателей по многим акустическим схемам, по которому с точностью около половины длины волны можно оценить размеры трещины [8—12]. В отличие от методов, основанных лишь на анализе амплитуды эхосигнала, ЦФА-технология снижает влияние ориентации и формы дефекта на результат измерения при использовании оптимального набора акустических схем [13]. Точность определения размеров плоскодонных отверстий на частоте 5 МГц в работе [7] оценена как 0,2 мм, в то время как ФАР-зональный контроль позволяет достигнуть точности около 1 мм, что равно примерно 1,5 длины поперечной волны в стали. Однако скорость проведения ЦФА-контроля может оказаться недостаточно высокой, а такая технология контроля более подходит для эксплуатационного контроля, поэтому задача повышения скорости регистрации эхосигналов, восстановления изображения отражателей и подготовки протокола контроля является актуальной.

В статье [14] приведен краткий обзор методов повышения скорости регистрации эхосигналов с помощью АР. Перспективным является метод регистрации эхосигналов в режиме Plane Wave Imaging (PWI) [15—17], который был разработан для регистрации эхосигналов АР с большим количеством элементов. В объект контроля, как и в ФАР-технологии, всеми элементами АР излучается плоская волна с заданным углом падения, а регистрация эхосигналов происходит всеми элементами АР, как в режиме Full Matrix Capture (FMC) [18]. Измеренные эхосигналы по аналогии с технологией ЦФО так же будем называть выстрелом. По эхосигналам выстрела восстанавливается парциальное изображение отражателей. Для повышения качества изображения в объект контроля последовательно излучается несколько плоских волн N_{pw} и все парциальные изображения объединяются. Режим PWI обладает рядом достоинств. Так как для регистрации можно использовать порядка 10 плоских волн ($N_{pw} = 10$), то скорость регистрации эхосигналов, в сравнении с режимом FMC, повышается тем больше, чем больше число элементов в АР. Для режима FMC для $N_e = 64$ число измеренных эхосигналов равно $N_e^2 = 4096$, а для режима PWI — $N_e N_{pw} = 640$, скорость их регистрации возрастет примерно в 6,4 раза. Для АР из 128 элементов скорость регистрации эхосигналов возрастет примерно в 13 раз. Так как одна из плоских волн формируется всеми элементами АР, то акустическая энергия, передаваемая в среду, будет больше, чем для режима FMC. Поэтому режим PWI более помехозащищен при работе с объектами контроля с большим поглощением.

В статье для решения актуальной задачи повышения скорости проведения АУЗК сварных соединений с узкой разделкой для выявления трещин на границе сплавления основного и наплавленного металла предлагается использовать технологию PWI. В сравнении с методом ЦФА предлагаемый способ позволяет восстанавливать изображения отражателей с более высоким отношением сигнал/шум, с большей скоростью как регистрации эхосигналов, так и восстановления изображения несплошностей по разным акустическим схемам с учетом трансформации типа волны при отражении от границ объекта контроля.

2. СРАВНЕНИЕ FMC И PWI-ТЕХНОЛОГИИ

Восстановление изображения отражателей с использованием FMC и PWI-технологии происходит в два этапа: на первом этапе излучаются зондирующие импульсы и регистрируются эхосигналы, а на втором — по измеренным эхосигналам восстанавливается изображение отражателей. Для простоты будем рассматривать задачу в двумерном случае.

2.1. Регистрация эхосигналов

2.1.1. Режим FMC

Для описания геометрии задачи введем систему координат (x, z) , в которой будут проводиться расчеты (см. рис. 1). Центр излучающего элемента номер m АР описывается вектором $\mathbf{r}_{i,m}$, а центр принимающего элемента с номером n — вектором $\mathbf{r}_{i,n}$. Призма может быть смещена по оси x на расстояние x_w . Граница основного и наплавленного металла отмечена пунктирной линией черного цвета, а две трещины по границе показаны утолщенными линиями черного цвета. Область восстановления изображения (ОВИ) показана прямоугольником с границей черного цвета с полупрозрачной розовой заливкой¹.

Рассмотрим для примера акустическую схему LTLdTT, когда в режиме FMC первый элемент АР в точке $\mathbf{r}_{i,1}$ излучает зондирующий сигнал. На рис. 1 тремя многоугольниками с зеленой и красной полупрозрачной заливкой показаны области распространения зондирующего импульса с учетом двух отражений от границы объекта контроля и трансформации типа волны. Сегментами окружностей зеленого цвета схематически показаны фронты излученной продольной волны. В дальнейшем на рисунках лучи продольной волны будут отмечаться зеленым цветом, а лучи вертикально поляризованной поперечной волны — красным цветом. Облучение двух трещин в ОВИ в целом равноправны, так как на них падает «цилиндрическая» волна, искаженная широкой диаграммой направленности элемента АР. На рис. 1 двумя стрелками красного цвета схематически показана траектория эхосигнала после зеркального рассеяния продольной волны на поверхности верхней трещины и при однократном отражении поперечной волны от дна объекта контроля. Набор эхосигналов, измеренных всеми элементами АР, будем называть первым выстрелом. Процедура излучения и регистрации повторяется для всех элементов АР. Эхосигналы всех выстрелов будем называть залпом. Лучи продольной волны в призме не показаны. На рис. 1 схематически показаны лучи при зеркальном рассеянии продольной волны на нижней трещине по акустической схеме LTLdLT. Таким образом, в режиме FMC удастся зарегистрировать эхосигналы от двух трещин по двум акустическим схемам, в идеале, для всех выстрелов.

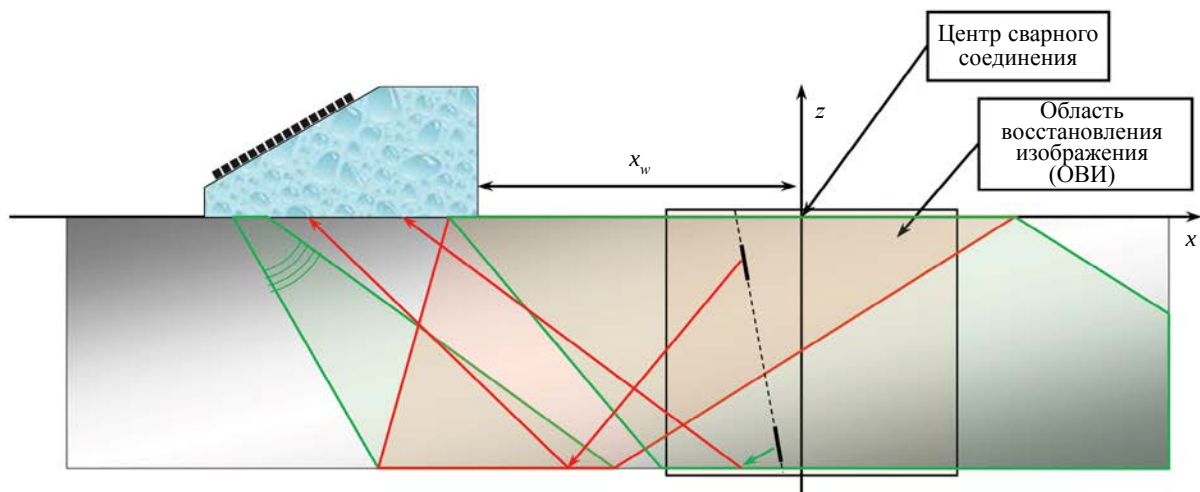


Рис.1. Схема регистрации эхосигналов в режиме FMC с использованием призмы.

Как упоминалось ранее, измеренные N_e^2 эхосигналов могут иметь достаточно большой объем, например, больше нескольких десятков Мбайт. Их передача между модулями ЦФА-дефектоскопа может потребовать значительного времени, что уменьшит скорость сканирования и, следовательно, скорость проведения контроля.

¹Использование цвета для пояснения рисунков доступно только в электронном варианте статьи или в ее печатном издании журнала «Дефектоскопия».

2.1.2. Режим PWI

Описание геометрии измерений в режиме PWI по акустической схеме LTLdTT совпадает с геометрией, описанной в разделе 2.1.1. В объект контроля, как и в ФАР-технологии, одновременно всеми элементами АР излучается плоская волна с волновым вектором $\mathbf{k}_t$ [16, 17] (рис. 2). Так как плоская волна формируется в ограниченном объеме пространства, то это приводит к особенностям работы в режиме PWI. На рис. 2 схематически показаны области распространения плоской волны с учетом двух отражений от границы объекта контроля и трансформации типа волны. Видно, что на нижнюю трещину плоская зондирующая волна не попадет. Поэтому для повышения качества изображения нужно последовательно излучить несколько плоских волн N_{pw} , т.е. зарегистрировать N_{pw} выстрелов. Понятно, что чем больше размеры антенной решетки, тем менее существенна данная особенность режима PWI. Для режима PWI очень важным является выбор параметров ОБИ, в которой могут находиться отражатели, и выбор набора углов плоских волн, который не обязательно должен быть эквидистантным.

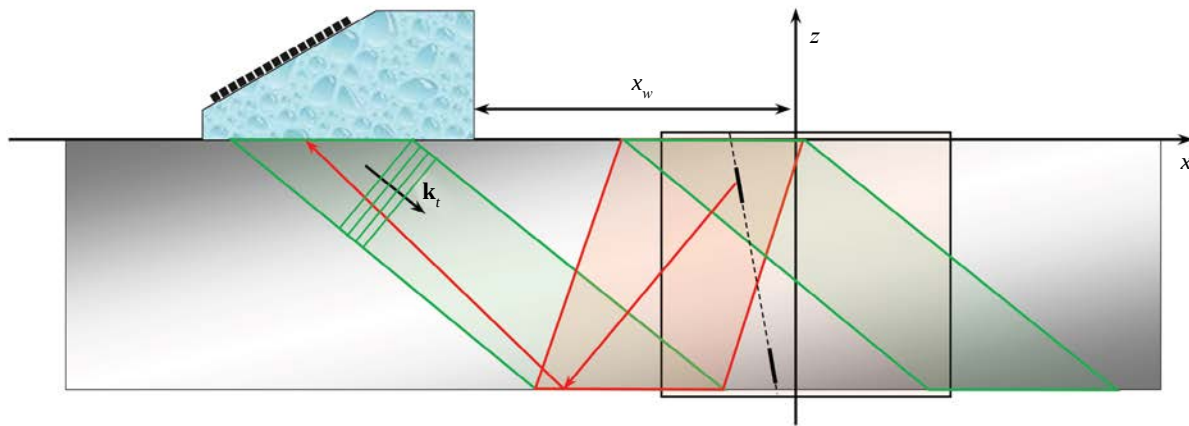


Рис. 2. Схема регистрации эхосигналов в режиме PWI с использованием призмы.

Отметим, что для любой призмы можно рассчитать задержки, которые формируют набор плоских продольных волн. Понятно, что будет генерироваться и набор плоских поперечных волн с меньшими углами ввода. Такой режим будем обозначать PWI-L. Можно рассчитать задержки для формирования плоских поперечных волн (PWI-T), которые до первого критического угла будут формировать и набор продольных плоских волн.

В заключении этого раздела заметим, что регистрация эхосигналов в режиме PWI объединяет в себе лучшие стороны ФАР- и ЦФА-технологии. Излучение происходит всеми элементами АР, как в ФАР-режиме, что обеспечивает ввод в объект контроля такой же энергии для одной плоской волны за один такт излучения, как и для полного залпа в ЦФА-режиме, но за N_e тактов излучения. Для повышения скорости регистрации эхосигналов и уменьшения времени восстановления изображения можно использовать около 10 плоских волн, что дополнительно повышает отношение сигнал/шум.

2.2. Методы восстановления изображения отражателей

2.2.1. Во временной области

На втором этапе по измеренным эхосигналам изображение отражателей восстанавливается методом комбинированного SAFT (C-SAFT) [19]. Метод C-SAFT в литературе, посвященной ультразвуковому контролю, называется Total Focusing Method (TFM) [20].

Пусть АР находится в точке $\mathbf{r}_w$ и регистрация эхосигналов $p(\mathbf{r}_{i,m}, \mathbf{r}_{i,n}, t)$ проводится в режиме FMC. Перед восстановлением изображения обычно измеренные эхосигналы переводят в комплексный вид с помощью преобразования Гильберта. Обозначим через $I_m(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_w)$ комплексное FMC-

изображение, восстановленное в точках $\mathbf{r}_i$ ОВИ по выстрелу номер m , т.е. по эхосигналам, измеренным всеми элементами АР при излучении элементом номер m . Тогда обычное ЦФА-изображение можно получить, сложив когерентно все изображения по выстрелам:

$$I_S(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w) = \sum_{m=1}^{N_e} I_m(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w), \quad (1)$$

где N_e — число элементов АР, а парциальное изображение рассчитывается по формуле:

$$I_m(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w) = \sum_{n=1}^{N_e} p(\mathbf{r}_{t,m}, \mathbf{r}_{r,n}, t - t_{del}(\mathbf{r}_{t,m}, \mathbf{r}_{r,n}, \mathbf{r}_i; as) + t_{\max}), \quad (2)$$

$t_{del}(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_i; as)$ — время пробега импульса от излучателя $\mathbf{r}_t$ до точки $\mathbf{r}_i$ и к приемнику $\mathbf{r}_r$ для заданной акустической схемы as ; $t_{\max}$ — время нарастания импульса. Для расчета времени пробега импульса по лучевой траектории применялся метод трассировки [21], который позволяет рассчитывать времена задержек для объекта состоящего из нескольких областей с разными акустическими свойствами.

Но объединить парциальные повыстрельные изображения $I_m(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w)$ можно и иными способами. Например, можно рассчитать когерентный фактор [22, 23] для каждой точки $\mathbf{r}_i$ набора повыстрельных изображений:

$$I_{CF}(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w) = CF \sum_{m=1}^{N_e} (I_m(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w)), \quad (3)$$

а в качестве восстановленного изображения рассматривать функцию:

$$I(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w) = I_S(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w) \cdot I_{CF}(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w). \quad (4)$$

Такое представление результатов контроля возможно из-за важного свойства когерентного фактора, которое заключается в том, что при отсутствии шума амплитуды $I_{CF}(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w)$ бликов отражателей разной силы близки к единице. Поэтому амплитуды бликов изображения, полученные по формуле (1) или (4), будут примерно одинаковы. Такой подход позволяет увеличить отношение сигнал/шум и разрешающую способность изображения отражателей.

В режиме тройного сканирования, когда АР сканирует, итоговое изображение можно получить по формулам (1) или (4), но в качестве парциальных изображений будут использоваться N_p изображений $I_S(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w)$ или $I_{CF}(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w)$, восстановленных для каждого положения АР:

$$I(\mathbf{r}_i; as) = \sum_{p=1}^{N_p} I(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_{w,p}). \quad (5)$$

Понятно, что вышесказанное подходит и для повышения качества изображения при регистрации эхосигналов в режиме РWІ. Для этого в формуле (1) суммирование происходит по числу используемых плоских волн N_{pw} , а расчет задержек в формуле (2) проводится в предположении, что всеми элементами решетки с заданными задержками излучается плоская волна. Отметим, что обычно анализируется модуль комплексного изображения.

2.2.2. В области пространственных частот

Для восстановления изображения отражателей по эхосигналам, измеренным как в режиме FMC, так и в режиме РWІ, расчеты из временной области можно перенести в область пространственных частот [17, 24]. Так как в этом случае основной операцией становится преобразование Фурье, которое можно выполнить по технологии быстрого преобразования Фурье, то скорость восстановления изображения может быть значительно повышена, особенно для больших размеров ОВИ и большого количества элементов АР. Однако такой алгоритм требует серьезной модификации для учета отражения импульсов от неровных границ объекта контроля с учетом эффекта трансформации типа волны. Обычно изображения в частотной области получают для акустических схем LdL, LdT, TdL и TdT.

3. РАСЧЕТ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ

Точный расчет отношения сигнал/шум изображения является нетривиальной задачей, так как нет возможности отделить идеальное изображение от шума. Поэтому в данной статье отношение сигнал/шум определялось следующим образом:

$$SNR = 20 \log \frac{I_{\max} - \langle I_{cut} \rangle}{\langle I_{cut} \rangle}, \quad (6)$$

где $I_{\max}$ — максимум модуля фрагмента восстановленного изображения; $\langle I_{cut} \rangle$ — среднее значение модуля изображения без учета отсчетов вокруг блика с максимальной амплитудой, превышающих уровень 0,1. Такой подход является приблизительным и поэтому не позволяет работать с сильно зашумленными изображениями и требует, чтобы в выбранном фрагменте изображения был только один блик отражателя.

4. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Для проверки предложенного способа проведения зонального контроля и его программной реализации использовались эхосигналы, рассчитанные по теории лучевых трубок в твердом теле с помощью программы CIVA [25]. Полагалось, что эхосигналы от трещины высотой 3,5 мм с углом наклона 7 град регистрируются антенной решеткой (5 МГц, 64 элемента размерами 0,55×10 мм, зазор между краями элементов 0,05 мм), установленной на рексолитовую 35-градусную призму со стрелой 40 град. Расчет поля в режимах FMC и PWI-L проводился с учетом эффекта трансформации типа волны при отражении от границ для 5 положений призмы, которая перемещалась с шагом 5 мм, начиная с точки –30 мм по ее передней грани (режим тройного сканирования). На рис. 1 призма схематически показана в самой удаленной точке $x_w = -30$ мм. Такой подход для восстановления изображения отражателей целесообразно применять, когда для максимальной достоверности контроля нужно получить высококачественное изображение, не считаясь с временными затратами, например, при проведении эксплуатационного контроля ответственных объектов энергетики.

В дальнейшем изображение, восстановленное по формулам (1) и (2) по эхосигналам, измеренным в режиме FMC, будет обозначаться как FMC-изображение. Изображение, восстановленное с учетом когерентного фактора по формулам (4) и (5), будет обозначаться как FMC-CF-изображение. В имя изображения, восстановленного в режиме тройного сканирования, будет добавляется буква X, например, FMC-X-изображение. Изображения, восстановленные по эхосигналам, измеренным в режиме PWI, будут обозначаться по такому же принципу.

На рис. 3а показано FMC-CF-X-изображение, восстановленное по акустической схеме LTLdTT, по пяти положениям АР по эхосигналам залпа (полное число выстрелов 320). В центре рисунка — пиктограмма акустической схемы. Восстановленное изображение достаточно высокого качества, так как образ трещины в виде блика ее поверхности хорошо виден, а амплитуды двух ложных бликов имеют амплитуду примерно –26 дБ. Трещина на рисунке выделена линией черного цвета. На рис. 3б показано PWI-L-CF-X-изображение, восстановленные по пяти положениям АР

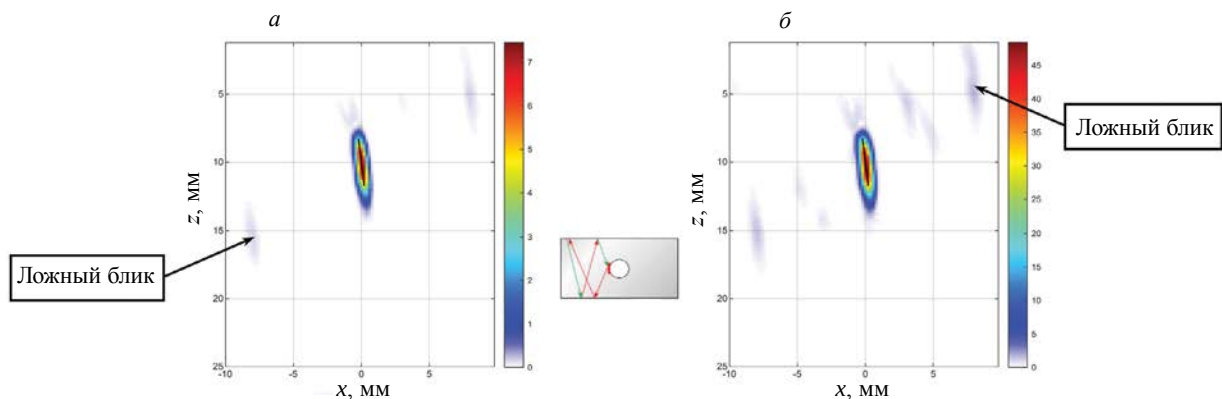


Рис. 3. FMC-CF-X-изображение (а) и PWI-L-CF-X-изображение (б), восстановленные по акустической схеме LTLdTT по всем выстрелам.

с использованием 31 плоской волны (полное число выстрелов, то есть плоских волн, 155) по той же акустической схеме. Полученное изображение несколько хуже, чем FMC-CF-X-изображение, так как на нем больше ложных бликов, и поэтому PWI-L-CF-X-изображение имеет отношение сигнал/шум на 8 дБ меньше.

Для прореживания выстрелов можно воспользоваться способом, изложенным в статье [26], но в данной работе использовалось регулярное прореживание как выстрелов для режима FMC, так и плоских волн для режима PWI-L. На рис. 4а показано FMC-CF-X-изображение, восстановленное по пяти положениям АР с прореживанием через 8 выстрелов для каждого положения (полное число выстрелов 40). По сравнению с изображением на рис. 3а уровень ложных бликов и их число возросло, а отношение сигнал/шум уменьшилось на 17 дБ. На рис. 4б показано PWI-L-CF-X-изображение, восстановленное по 4 плоским волнам для каждого положения АР (полное число выстрелов 20). По сравнению с изображением на рис. 3б качество PWI-L-CF-X-изображения практически не изменилось, но при сравнении его с FMC-CF-X-изображением на рис. 4а отношение сигнал/шум PWI-L-CF-X-изображения на 5 дБ больше.

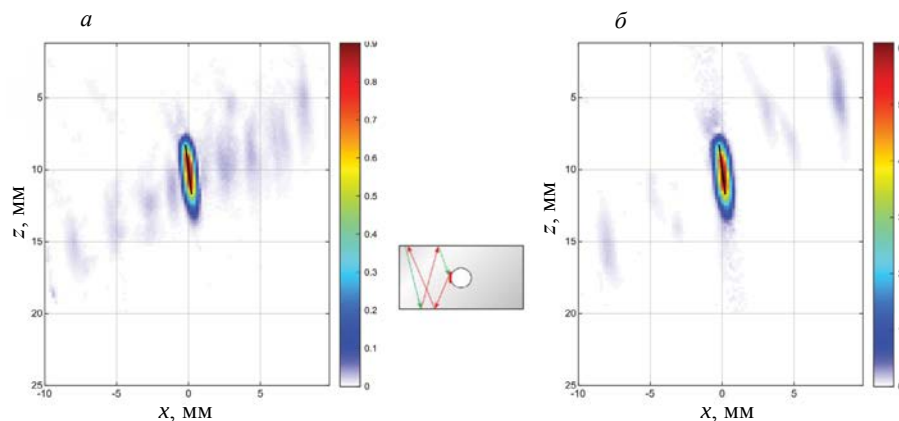


Рис. 4. FMC-CF-X-изображение (а) и PWI-L-CF-X-изображение (б), восстановленные по акустической схеме LTLdTT по 40 выстрелам и 20 плоским волнам.

Таким образом, в режиме тройного сканирования для формирования PWI-L-CF-X-изображения по пяти положениям АР понадобилось излучить всего 20 плоских волн. Восстановленное FMC-CF-X-изображение по 40 выстрелам для пяти положений имеет отношение сигнал/шум на 5 дБ меньше. Для получения FMC-CF-X-изображения с таким же отношением, что и PWI-L-CF-X-изображение на рис. 3б, нужно прореживать выстрелы вдвое, т.е. использовать 160 выстрелов.

5. МОДЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Модельные эксперименты проводили с использованием дефектоскопа «АВГУР АРТ», разработанного и изготавливаемого в «Научно-производственном центре «ЭХО+» [27]. Пять плоскодонных отверстий (ПДО) диаметром 2 мм были расположены по всей толщине образца из стали Ст20 в разных положениях вдоль оси u , которая направлена вдоль «сварного соединения». Толщина образца равна 20 мм. Наклон дна ПДО был равен 7 град, что является характерным значением угла наклона разделки для технологий автоматической сварки, применяемой при монтаже трубопроводов. АР на призме находилась на расстоянии $x_w = -20$ мм от центра «сварного соединения».

5.1. Антенная решетка из 64 элементов с шагом 0,6 мм

Эхосигналы регистрировались АР (5 МГц, 64 элемента, размеры пьезоэлемента $0,55 \times 10$ мм, зазор между элементами 0,05 мм), установленной на рексолитовую 35-градусную призму со стрелой 40 мм. Измерения в режиме FMC проводили с усилением 40 дБ, а в режиме PWI-T — с усилением 20 дБ. Амплитуда зондирующей импульса была равна 100 В.

На рис. 5а показано FMC-изображение ПДО № 1 на глубине 5 мм, восстановленное по эхосигналам полного заппа, а на рис. 5б — PWI-T-изображение, восстановленное по 11 плоским волнам (акустическая схема TLLdTT, пиктограмма которой показана в центре рисунка). Изображения

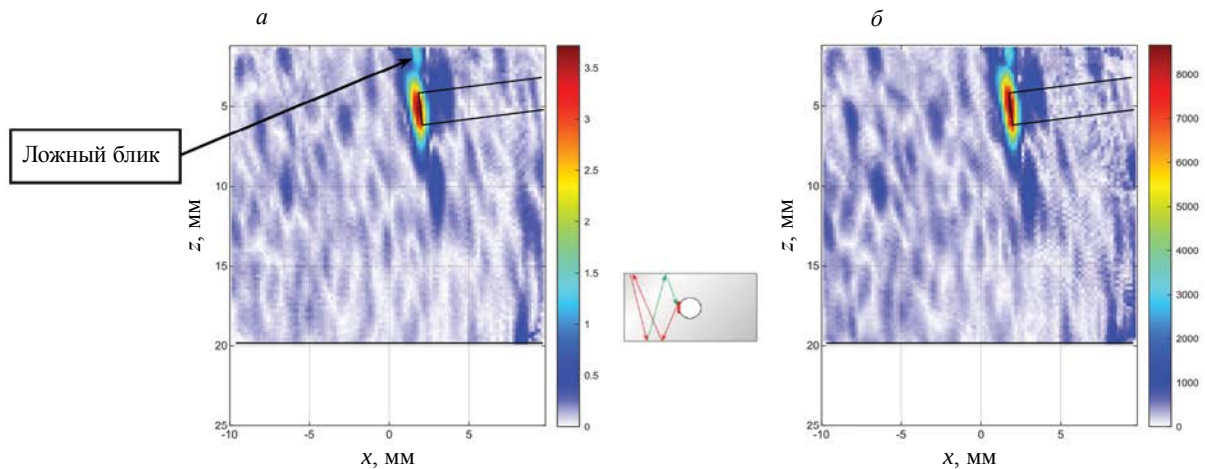


Рис. 5. FMC-изображение, восстановленное по 64 выстрелам (а), и PWI-T-изображение, восстановленное по 11 углам (б), (акустическая схема TLLdTT).

довольно близки друг к другу и имеют отношение сигнал/шум около 31 дБ, несмотря на то, что PWI-T-изображение восстановлено по 11 плоским волнам, что почти в шесть раз меньше, чем 64 выстрела, использованных при получении FMC-изображения.

Близость FMC- и PWI-T-изображений говорит о том, что точность позиционирования антенной решетки относительно центра сварного соединения не такая критичная, как при ФАР-зональном контроле [7].

Изображения ПДО с номерами от 2 до 5 не приводятся, так как они подобны тем, что показаны на рис. 5. Таким образом для восстановления PWI-T-изображения, соизмеримого по качеству с FMC-изображением, нужно в шесть раз меньше времени при регистрации эхосигналов и, следовательно, при восстановлении изображения отражателей.

На рис. 6 показаны графики амплитуд бликов пяти ПДО диаметром 2 мм для четырех акустических схем, восстановленных в режиме FMC (а) и PWI-T (б). Для режима FMC оптимальной является схема TLLdTT (линия желтого цвета), так как у нее самые большие амплитуды бликов ПДО и их разница не превышает 1 дБ. Это означает, что настройку усиления приемного тракта дефектоскопа перед проведением контроля можно сделать по настроечному образцу с одним ПДО. Хороший результат получается и для акустической схемы TTTdTL (линия серого цвета): амплитуды бликов уменьшились примерно на 30 %, а разница амплитуд бликов меньше 2 дБ. Для режима PWI-T оптимальной оказалась схема TTTdTL (линия серого цвета), так как у нее в целом большие амплитуды бликов и их разница не превышает 2 дБ. Неплохой результат получается и для акустической схемы TLLdTT (линия желтого цвета): амплитуда бликов уменьшилась примерно на 40 %, а разница амплитудами бликов меньше 3 дБ.

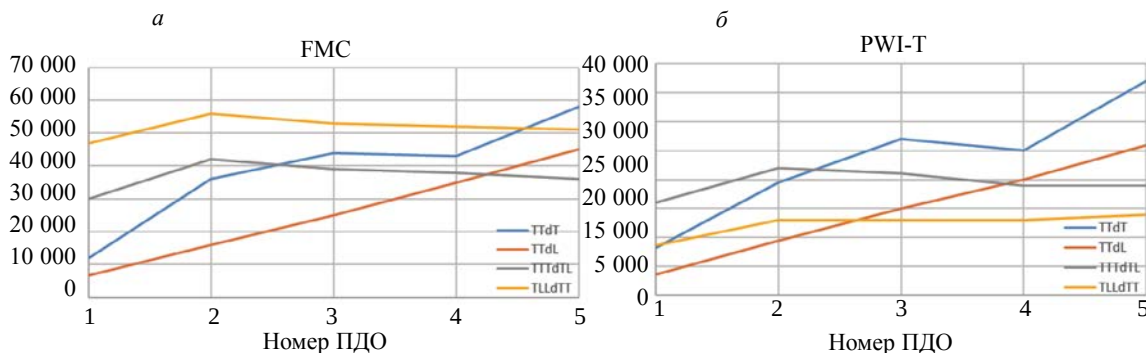


Рис. 6. График амплитуд бликов пяти ПДО диаметром 2 мм для четырех акустических схем, восстановленных в режиме FMC (а) и PWI-T (б).

5.2. Антенная решетка из 64 элементов с шагом 1 мм

В следующем эксперименте для уменьшения влияния на изображение ограниченной области формирования плоской волной (см. рис. 2) эхосигналы регистрировались АР (5 МГц, 64 элемента, размеры пьезоэлемента $0,9 \times 10$ мм, зазор между элементами 0,1 мм), установленной на рексолитовую 35-градусную призму со стрелой 52 мм, находящейся на расстоянии $x_w = -20$ мм.

5.2.1. Амплитуда зондирующего сигнала 100 В

Измерения в режиме FMC проводили с усилением 40 дБ, а в режиме PWI-T — с усилением 20 дБ. Амплитуда зондирующего импульса была равна 100 В. На рис. 7а показано FMC-изображение ПДО № 1, восстановленное по полному залпу, а на рис. 7б приведено PWI-T-изображение, восстановленное по 11 плоским волнам (акустическая схема TLLdTT). Изображения довольно близки друг к другу и имеют отношение сигнал/шум около 32 дБ, несмотря на то, что PWI-T-изображение восстановлено по 11 плоским волнам, что почти в шесть раз меньше, чем 64 выстрела, использованных для получения FMC-изображения. Использование решетки с большей апертурой повышает разрешающую способность изображений и уменьшает амплитуду ложных бликов, что видно при сравнении изображений на рис. 5 и рис. 7.

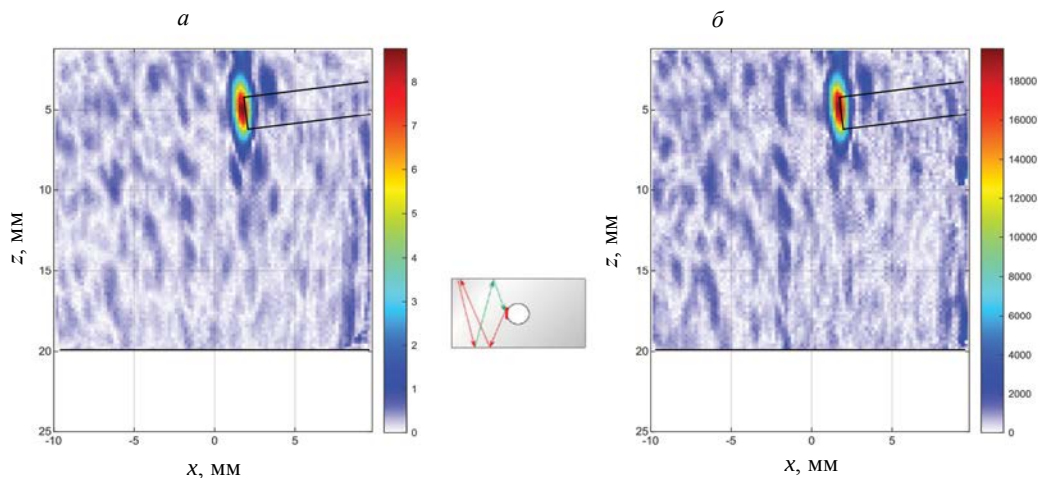


Рис. 7. FMC-изображение, восстановленное по 64 выстрелам (а), и PWI-T-изображение, восстановленное по 11 углам (б) (акустическая схема TLLdTT).

На рис. 8 показаны изображения, подобные тем, что представлены на рис. 7, но при восстановлении учитывался когерентный фактор. Изображения на рис. 8 близки друг к другу, но по сравнению с рис. 7 отношение сигнал/шум повысилось более чем на 20 дБ. Амплитуда ложного блика у поверхности образца на рис. 8б уменьшилась.

Как упоминалось в статье [7], изображение дна ПДО можно получить по нескольким акустическим схемам. На рис. 9 показано FMC-CF-изображение для акустической схемы TTTdTT, которое из-за того, что на каждом отрезке луча распространяется только поперечная волна, имеет разрешающую способность в два раза выше, чем на акустической схеме TLLdTT (см. рис. 8а). Однако у поверхности имеется ложный блик амплитуды около -8 дБ от блика ПДО, а эхосигналы на всех других акустических схемах формируют шум порядка -16 дБ от блика ПДО.

5.2.2. Амплитуда зондирующего сигнала 10 В

Следующий модельный эксперимент осуществлялся с целью показать большую устойчивость к белому шуму режима PWI. Измерения в режиме FMC проводились с усилением 60 дБ, а в режиме PWI-T — с усилением 54 дБ. Амплитуда зондирующего импульса была равна 10 В. На рис. 10а показано парциальное FMC-изображение, восстановленное по акустической схеме TLLdTT по эхосигналам 59 выстрела, на котором невозможно обнаружить блик ПДО № 1. На рис. 10б пред-

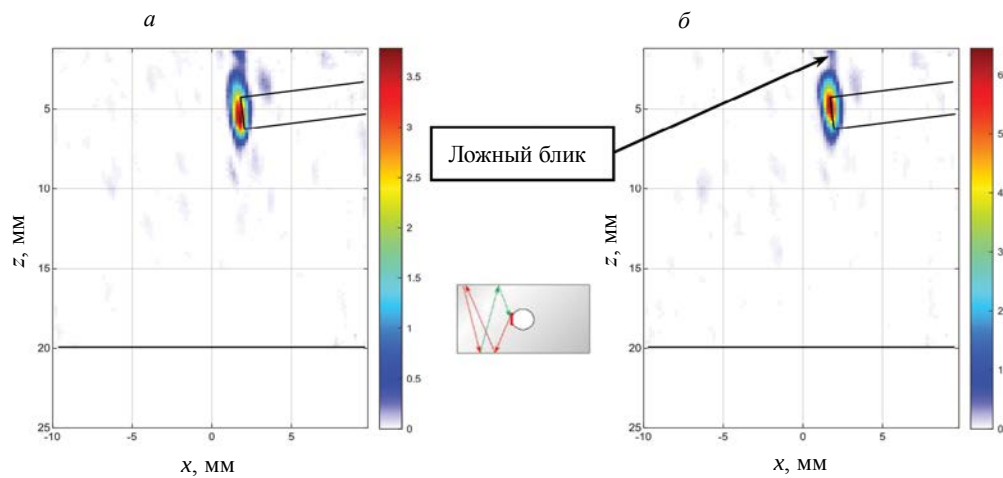


Рис. 8. FMC-CF-изображение, восстановленное по 64 выстрелам (а), и PWI-T-CF-изображение, восстановленное по 11 углам (б) (акустическая схема TLLdTT).

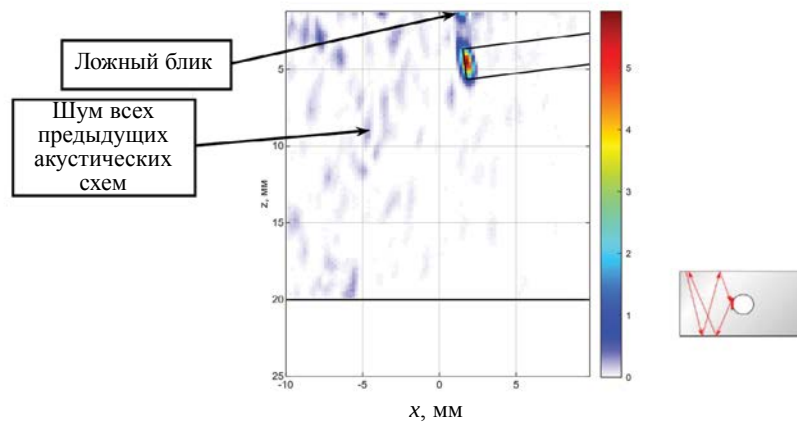


Рис. 9. FMC-CF-изображение для акустической схемы 9 (TTTdTT).

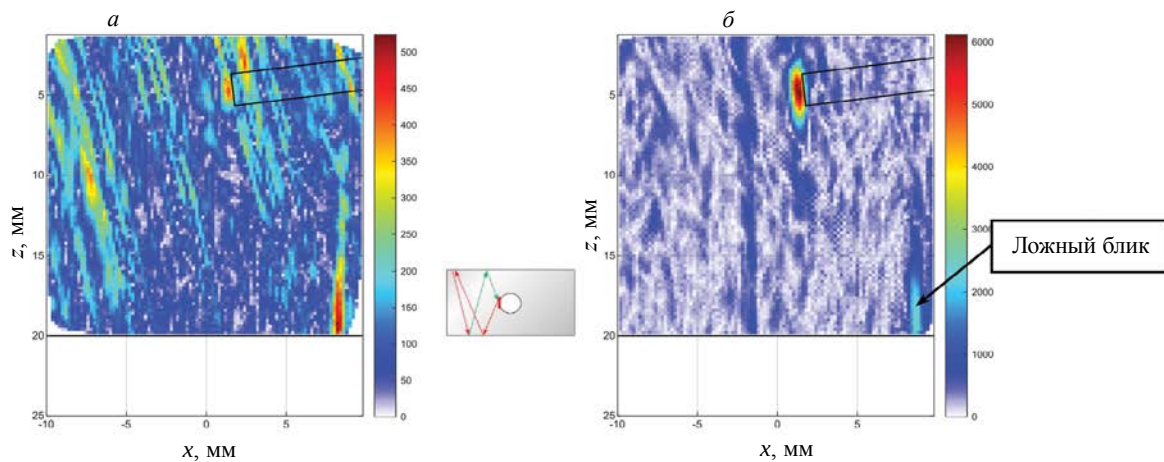


Рис. 10. Парциальное FMC-изображение для выстрела 59 (а) и парциальное PWI-T-изображения для плоской волны с углом 31 град (б) (акустическая схема TLLdTT).

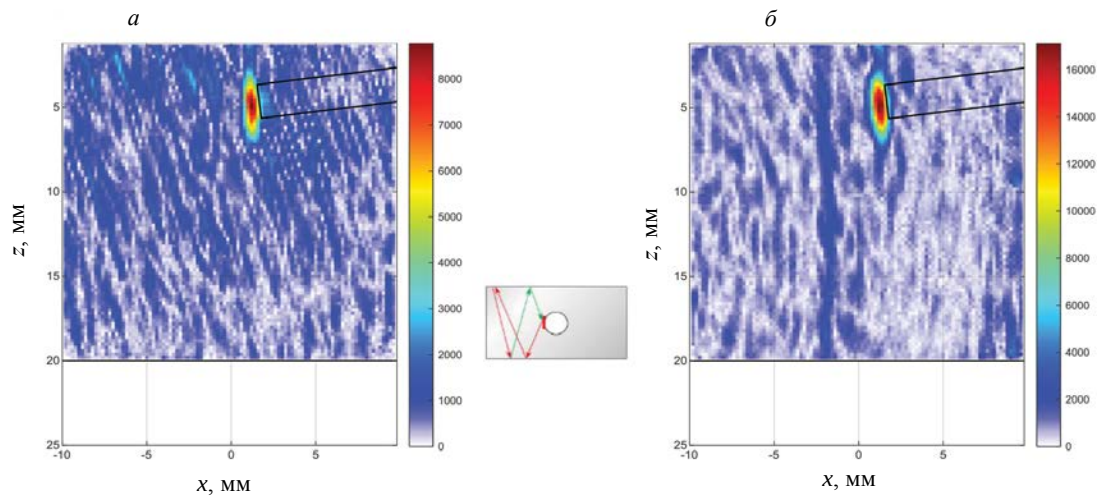


Рис. 11. FMC-изображение, восстановленное по 64 выстрелам (а), и PWI-T-изображение, восстановленное по 11 углам (б) (акустическая схема TLLdTT).

ставлено парциальное PWI-T-изображение, восстановленное по эхосигналам при излучении одной плоской волна с углом падения 31 град, на котором можно уверенно обнаружить блик ПДО № 1, так как имеет отношение сигнал/шум около 28 дБ.

На рис. 11а показано FMC-изображение ПДО № 1, восстановленное по эхосигналам полного залпа (акустическая схема TLLdTT). На нем, в отличие от рис. 10а, из-за эффекта усреднения повыстрельных изображений $I_m(\mathbf{r}_i; as, \mathbf{r}_w)$ отношение сигнал/шум возросло до 25 дБ, что позволило обнаружить блик ПДО № 1. На рис. 11б представлено PWI-T-изображение, восстановленное по 11 плоским волнам. Данное изображение довольно близко к изображению, полученному по излучению одной плоской волны (см. рис. 10а). Этот результат говорит о том, что подбор набора углов плоских волн является важной процедурой: для получения примерно одного уровня шума можно использовать всего одну плоскую волну (см. рис. 10б), но для уменьшения амплитуды ложного блика нужно около 10 плоских волн (см. рис. 11б). Полученный результат демонстрирует более высокую помехоустойчивость к белому шуму режима PWI.

6. ВЫВОДЫ

Таким образом, по результатам исследований, изложенных в данной статье, можно сделать следующие выводы:

1. В численном эксперименте в режиме тройного сканирования для формирования PWI-L-CF-X-изображения для пяти положений АР понадобилось излучить всего 20 плоских волн. Для получения FMC-CF-изображения с таким же отношением сигнал/шум потребовалось 160 выстрелов.
2. Проведенные модельные эксперименты показывают, что в режиме PWI-T для 64-элементной антенной решетки с шагом 1 мм можно использовать около 10 углов излучения плоской волны с шагом 1 град. Подобное изображение в режиме FMC можно получить, используя 64 выстрела. Это означает, что скорость регистрации эхосигналов в режиме PWI можно увеличить в 6,4 раза по сравнению с режимом FMC. Для 128-элементной антенной решетки преимущества режима PWI перед режимом FMC будут еще заметнее.
3. Точность позиционирования антенной решетки относительно центра сварного соединения для PWI-контроле не такая критичная, как при ФАР-зональном контроле.
4. Определение набора акустических схем, варианта прореживания выстрелов для режима FMC или набора плоских волн для режима PWI для уменьшения объема измеренных эхосигналов проводится при разработке методики контроля конкретного объекта контроля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бадалян В.Г. Выявление и достоверность контроля в ультразвуковой дефектоскопии и дефектометрии // Контроль. Диагностика. 2020. № 7. С. 4—7. DOI: 10.14489/td.2020.07.pp.004-017

2. *Advances in Phased Array Ultrasonic Technology Applications* / Publisher: Waltham, MA : Olympus NDT, 2007. URL: <https://www.olympus-ims.com/en/books/pa/pa-advances/> (дата обращения: 22.11.2022).
3. Воронков В.А., Воронков И.В., Козлов В.Н., Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г. О применимости технологии антенных решеток в решении задач ультразвукового контроля опасных производственных объектов // В мире неразрушающего контроля. 2011. № 1. С. 64—70.
4. Базулин Е.Г. Сравнение систем для ультразвукового неразрушающего контроля, использующих антенные решетки или фазированные антенные решетки // Дефектоскопия. 2013. № 7. С. 51—75.
5. ГОСТ Р ИСО 16826—2016 Неразрушающий контроль. Ультразвуковой контроль. Выявление дефектов, перпендикулярных к поверхности.
6. *Mirmajid G. Codes for Automatic Ultrasonic Testing (AUT) of Pipeline Girth Welds* / 11th European Conference on Non-Destructive Testing (ECNDT 2014). Prague 2014. Oct. 6—11. URL: https://www.ndt.net/events/ECNDT2014/app/content/Paper/338_Ghaemi.pdf (дата обращения: 22.11.2022).
7. Bazulin A.E., Bazulin E.G., Vopilkin A.K., Tikhonov D.S. Reconstructing the image of reflectors at base-metal–weld interface using ultrasonic antenna arrays // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2021. V. 57. No. 9. P. 739—752. [Базулин А.Е., Базулин Е.Г., Вopilкин А.Х., Тихонов Д.С. Восстановление изображения отражателей на границе основного металла и сварного соединения с использованием ультразвуковых антенных решеток // Дефектоскопия. 2021. № 9. С. 3—17.]
8. Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г. Возможности оценки характера несплошности металла ультразвуковым томографом с цифровой фокусировкой антенной решетки // Контроль. Диагностика. 2011. № 10. С. 63—70.
9. Deleye X., Hörchens L., Chougrani K. Experimental comparison of wave-field based ultra-sonic imaging with other advanced ultrasonic weld inspection techniques / 18th World Conference on Nondestructive Testing. 16—20 April 2012. Durban. South Africa.
10. Chatillon S., Fidahoussen A., Iakovleva E., Calmon P. Time of flight inverse matching re-construction of ultrasonic array data exploiting forwards models / 6th Int'l Workshop. NDT Signal Processing. August 25—27. 2009. London. Ontario. Canada.
11. Budyn N., Bevan R., Zhang J., Croxford A.J., Wilcox P.D. A Model for Multiview Ultra-sonic Array Inspection of Small Two-Dimensional Defects // *IEEE Transactions on Ultra-sonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2019. V. 66. № 6. DOI: 10.1109/TUFFC.2019.2909988
12. Базулин Е.Г. Восстановление изображения отражателей методом C-SAFT при многократном отражении эхосигналов от границ цилиндрического объекта контроля // Дефектоскопия. 2013. № 2. С. 23—42.
13. van der Ent Jan, Fandika Ardian, Brisac Gaspard, Pinier Ludovic, Pomie Laurent. Validation and Qualification of IWEX 3D Ultrasonic Imaging for Girth Weld Inspection. Rio Pipeline Conference & Exhibition, 2017.
14. Avagyan V.K., Bazulin E.G. Increasing the Rate of Recording Echo Signals with an Ultrasonic Antenna Array Using Code Division Multiple Access Technology // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. 2020. V. 56. No. 11. P. 873—886. [Авагян В.К., Базулин Е.Г. Увеличение скорости регистрации эхосигналов ультразвуковой антенной решеткой с применением технологии множественного доступа с кодовым разделением // Дефектоскопия. 2020. № 11. С. 3—16.]
15. Montaldo G., Tanter M., Bercoff J., Benech N., Fink M. Coherent plane wave compounding for very high frame rate ultrasonography and transient elastography // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2009. V. 56. P. 489—506. DOI: 10.1109/TUFFC.2009.1067
16. Jeune L. Imagerie ultrasonore par emission d'ondes planes pour le contrôle de structures complexes en immersion / Pour l'obtention du grade de Docteur de l'université Paris-Diderot. Paris. 2016. P. 119.
17. Merabet L., Robert S., Prada C. Comparative study of 2D ultrasound imaging methods in the f-k domain and evaluation of their performances in a realistic NDT configuration // *IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*. 2019. V. 66. №. 4. P. 772—788. DOI: 10.1063/1.5031654
18. 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. DOI:10.1109/tuffc.952
19. Ковалев А.В., Козлов В.Н., Самокрутов А.А., Шевалдыкин В.Г., Яковлев Н.Н. Импульсный эхо-метод при контроле бетона. Помехи и пространственная селекция // Дефектоскопия. 1990. № 2. С. 29—41.
20. 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. P. 701—711.
21. Базулин Е.Г. Учет анизотропных свойств сварного соединения при восстановлении изображения отражателей по эхосигналам, измеренным ультразвуковой антенной решеткой // Дефектоскопия. 2017. № 1. С. 11—25.
22. Kang S., Lee J., Chang J.H. Effectiveness of synthetic aperture focusing and coherence factor weighting for intravascular ultrasound imaging // *Ultrasonics*. 2021. V. 113. P. 106364. DOI:10.1016/j.ultras.2021.106364
23. Базулин Е.Г. Использование коэффициента когерентности для повышения качества изображения отражателей при проведении ультразвукового контроля // Дефектоскопия. 2017. № 6. С. 5—17.

24. Долматов Д.О., Седнев Д.А., Булавинов А.Н., Пинчук Р.В. Применение алгоритма расчета в частотной области в ультразвуковой томографии с использованием матричных фазированных антенных решеток и компенсацией непараллельности поверхности объекта контроля относительно плоскости сканирования // Дефектоскопия. 2019. № 7. С. 12—19.

25. Официальный сайт фирмы EXTENDE. URL: <http://www.extende.com/> (дата обращения: 22.11.2022).

26. Bazulin E.G., Medvedev L.V. Increasing rate of recording of echo signals with ultrasonic antenna array using optimum sparsing of switching matrix with a genetic algorithm // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2021. V. 57. No. 11. P. 945—952. [Базулин Е.Г., Медведев Л.В. Повышение скорости регистрации эхосигналов ультразвуковой антенной решеткой за счет оптимального прореживания коммутационной матрицы с помощью генетического алгоритма // Дефектоскопия. 2021. № 11. С. 15—23.]

27. Официальный сайт фирмы «ЭХО+»: URL: <http://www.echoplus.ru/> (дата обращения: 22.11.2022).

УЧЕТ ЖЕСТКОСТИ СТАЛЬНЫХ КАНАТОВ ПРИ ОЦЕНКЕ СИЛЫ ИХ НАТЯЖЕНИЯ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТЫ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

© 2023 г. К.Р. Муратов^{1,*}, В.Ф. Новиков¹, С.М. Кулак^{1,**}, Р.А. Соколов^{1,***},
Р.Ф. Сафаргалиев^{1,****}, С.А. Мусихин^{1,*****}, В.В. Проботюк^{1,*****}

¹Тюменский индустриальный университет, Россия 625000 Тюмень, ул. Володарского, 38
E-mail: *muratows@mail.ru; **kulaksm@tyuiu.ru; ***falcon.rs@mail.ru; ****ruslan.safargaliev@mail.ru;
*****musihinsa@tyuiu.ru; *****probotjukvv@tyuiu.ru

Поступила в редакцию 19.12.2022; после доработки 24.01.2023

Принята к публикации 27.01.2023

Рассмотрены результаты ранее выполненного обследования стальных канатов вантового перехода, где определяли силу натяжения по частотам их поперечных колебаний. Выявлены особенности методики выполнения измерений собственных частот колебаний каната, касающиеся способа возбуждения колебаний, их ориентации и объема информативной выборки регистрируемых частот. Физическая модель, лежащая в основе методики измерений, не учитывает упругой изгибной реакции каната и вязкого трения. Показано, что учет таких факторов позволяет не только повысить точность измерения силы натяжения, но и открывает возможность выявления дефектов в канате. Например, обрыв волокон каната, его утонение в результате коррозии или истирания приводит к убыванию изгибной жесткости. Изменение состояния канатной смазки или проникновение жидкости внутрь каната приводит к изменению коэффициента затухания его колебаний. Результаты исследования могут быть использованы для создания мониторинговых систем состояния стальных канатов.

Ключевые слова: вантовый мост, стальной канат, стальной трос, стоячие волны, сила натяжения каната, изгибная жесткость, затухание колебаний, мониторинг состояния.

DOI: 10.31857/S0130308223020021, EDN: BWKNPH

ВВЕДЕНИЕ

Интерес с точки зрения диагностирования технического состояния представляют конструкции, имеющие в своем составе систему удерживающих его канатов (тросов, вант) [1]. Наряду с выявлением в них дефектов различными методами и средствами [2—7] имеет важное значение оценка действующей силы натяжения. Это необходимо для определения несущей способности всей конструкции [8—11], а в случае периодического мониторинга силы натяжения возможно выявление зарождающихся неисправностей.

Для контроля напряженно-деформированного состояния конструкций применяют различные расчетные и эмпирические методы. Так, например, метод тензометрирования [12] имеет высокую чувствительность измерения деформации (напряжения), но при этом не позволяет определить их абсолютные значения, если монтаж тензодатчиков осуществлен в предварительно нагруженном состоянии (во время эксплуатации). Кроме того, тензометрический метод не может быть применен для объектов с большой кривизной поверхности, таких как волокна каната.



Рис. 1. Вантовый переход: слева — береговой участок; справа — надводная часть.

Простым и логичным является применение устройств контроля сил натяжения канатов (как, например, [13]). Использование самого объекта контроля в качестве информативного датчика позволит сэкономить на дополнительных устройствах. В частности, известен вибрационный способ определения натяжения вантового элемента моста, применяемый для контроля испытываемых им усилий [14]. В основе метода лежит модель поперечных колебаний нерастяжимой нити, где спектральный состав собственных колебаний зависит от силы натяжения. Ярким примером является гитарная струна. Стальной канат в первом приближении рассматривается как нерастяжимая нить. При этом его изгибная жесткость, внутреннее трение и другие факторы не учитываются. Это, несомненно, будет являться источником систематических погрешностей метода. Чтобы оценить их уровень были проанализированы результаты ранее выполненного обследования вантового перехода (рис. 1) на одной из рек ЯНАО [15] и проведены лабораторные исследования.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕНЕЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

В работе [15] силу натяжения стального каната определяли по результатам измерения частот собственных колебаний виброанализатором СД-21. Канат одним своим концом закреплен за кожух перехода, перекинут через пилон (без зажатия) и вторым концом жестко закреплен на береговом якорь. На рис. 2 схематично показаны поперечные стоячие волны и примерное место установки вибродатчика прибора. Ударом деревянной киянки в вертикальном или горизонтальном направлении осуществлялось возбуждение поперечных колебаний соответствующей ориентации. Вибродатчик крепился к канату магнитным держателем в соответствии с направлением колебаний вертикально или горизонтально (рис. 3). Регистрацию спектра колебаний виброускорения выполняли с максимальным частотным разрешением 1600 линий и числом усреднений 8. Время регистрации спектра, примерно равное 30 с, было меньше времени релаксации колебаний каната в 3—5 раз.

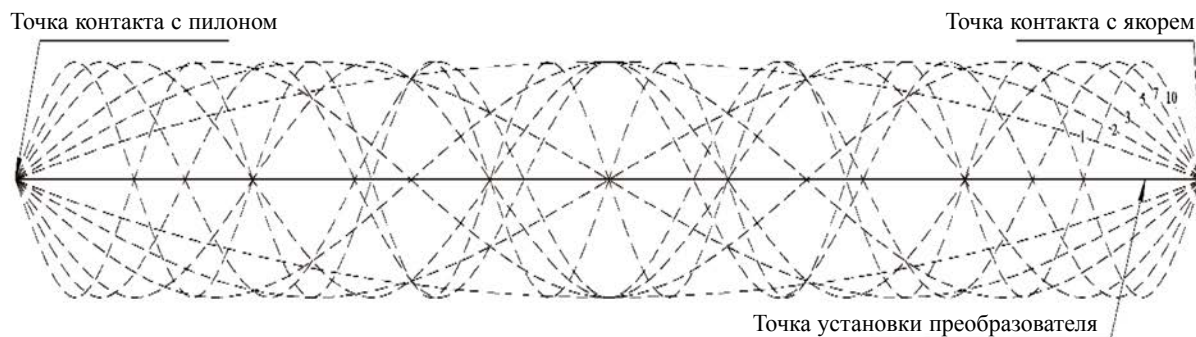


Рис. 2. Характер распределения стоячих волн по длине каната.



Рис. 3. Расположение вибродатчика на канате: слева — для регистрации горизонтальных колебаний; справа — для регистрации вертикальных колебаний.

Характер спектра виброускорения колебаний приведен на рис. 4а, где в большей степени проявляются гармоники высокого порядка. При этом первые гармоники имеют малую амплитуду, что ухудшает точность регистрации их частот. Причиной слабости первых гармоник является относительная удаленность точки возбуждения и регистрации (см. рис. 2) от пучностей низкочастотных колебаний.

Для увеличения амплитуды первых гармоник их возбуждение осуществляли ручной раскачкой каната, чтобы его средняя точка имела наибольшую амплитуду (контролировалось визуально). После раскачки проводили удар киянкой, чтобы параллельно создать высокие частоты. Характер спектрограммы такого гибридного возбуждения колебаний изображен на рис. 4б.

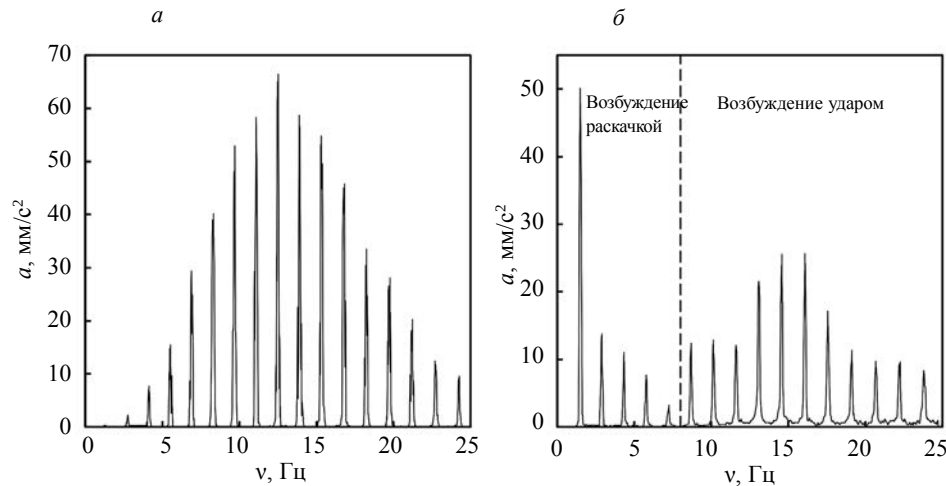


Рис. 4. Характер спектра виброускорения поперечных колебаний береговой части каната: при возбуждении колебаний ударом (а); гибридное возбуждение колебаний раскачкой и ударом (б).

Согласно [14], учитывали три первых тона (частоты, гармоники) спектра колебаний. Зависимость собственных частот поперечных колебаний каната от силы натяжения имеет вид:

$$\nu = \frac{n}{2L} \cdot \sqrt{\frac{F}{\tau}}, \quad (1)$$

где $n = 1$ — номер гармоники (тона) собственных колебаний каната; L — его длина; F — сила натяжения; τ — масса единичной длины (линейная плотность) каната. Вычисленные с помощью уравнения (1) силы натяжения в работе [15] соответствовали ожидаемым значениям и были учтены в оценке их влияния на напряженно-деформированное состояние [16].

Последующий анализ результатов обследования поставил ряд вопросов, связанных с методикой измерений и заложенной в нее физической модели, что в конечном итоге обуславливает точность определения силы натяжения. Например, было замечено что спектр колебаний надводного участка каната (рис. 5) был более сложным по сравнению с береговым (рис. 4). В спектре надводного участка ярко прослеживается отклонение частотного шага от наблюдаемого между низкочастотными (от первой до седьмой) и высокочастотными гармониками. Также можно видеть вблизи основных гармоник (отмечены красными стрелками на рис. 5) добавочные рефлекссы, расстояние между которыми кратно частотному шагу основного спектра колебаний. Кроме того, на надводном участке наблюдается отличие частот при возбуждении колебаний в вертикальном и горизонтальном направлениях. Это отличие связано с вертикальной ориентацией плоскости петли каната в месте его крепления за кожух перехода (см. рис. 1, справа), т.е. такая петля сокращает примерно на 1 м эффективный участок колебаний каната в вертикальной плоскости по сравнению с колебаниями в горизонтальной. Изменение длины L , согласно уравнению (1), приведет к изменению частотного шага ν_1 на 2,5 %, что находится в согласии с наблюдениями (рис. 5).

В расчетном выражении (1) частота ν тона прямо пропорциональна его номеру n , угол наклона определяется значениями F , L , τ . На рис. 6 показаны зависимости $\nu(n)$ для одного из канатов на его

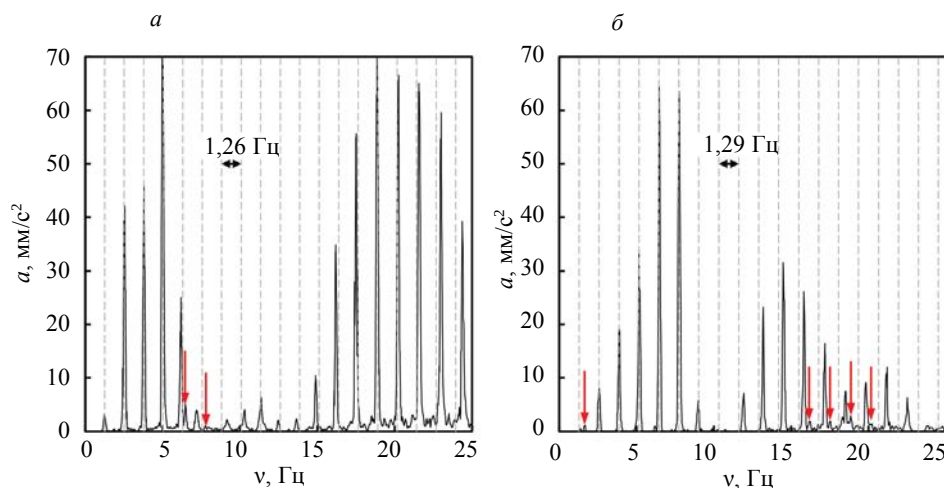


Рис. 5. Характер спектра поперечных колебаний каната на его речном участке:
 а — колебания в горизонтальном направлении; б — колебания в вертикальном направлении.

береговом (а) и надводном (б) участках. Ожидается, что для берегового участка (рис. 6а) экспериментальные значения лучше укладываются на прямую, чем для надводного участка. Также можем видеть, что угол наклона прямых, построенных по первым трем гармоникам и по всей их совокупности, отличается, причем в большей степени для надводной части каната. Поскольку угол наклона связан с силой натяжения F , разброс ее значения, определяемой согласно методике [14], достигал 16 % для некоторых канатов на их надводной части. Таким образом, для определения силы натяжения каната по спектру его колебаний большей достоверностью обладают результаты измерения берегового участка.

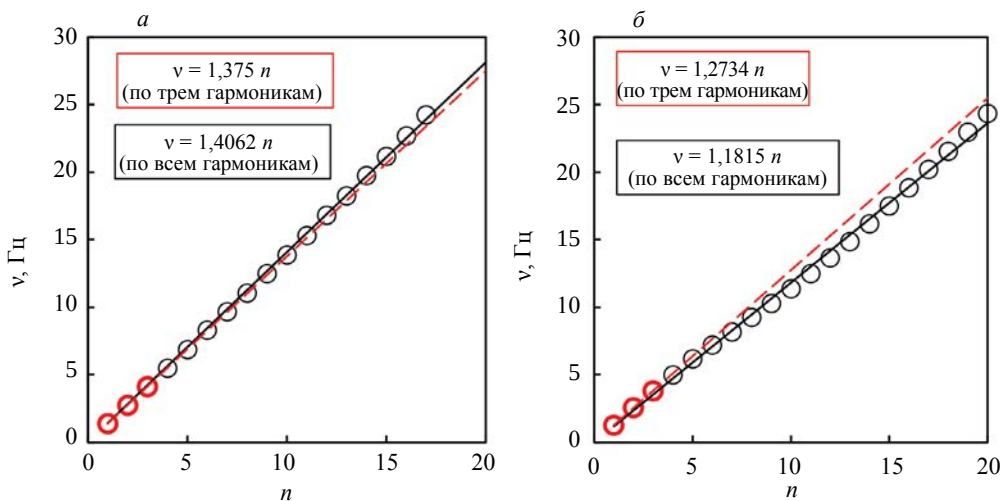


Рис. 6. Зависимость частоты гармоники от ее номера:
 а — береговой участок; б — надводный участок. Красная штриховая линия — аппроксимация по первым трем точкам, черная сплошная — аппроксимация по всей совокупности точек.

Согласно уравнению (1), отношение ν/n не зависит от номера гармоники n . На рис. 7 можно видеть, что с ростом номера гармоники это отношение монотонно растет. Учет приборной погрешности (штриховыми линиями обозначены границы коридора погрешностей) объяснить это не смог. Такое отклонение от закономерности (1) наблюдалось на всех канатах при обследовании, причем на ослабленных в большей степени, т.е. отклонение экспериментальной зависимости от теорети-

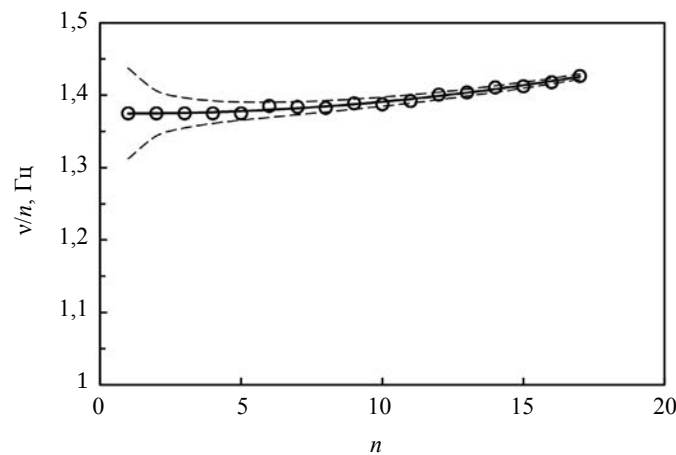


Рис. 7. Характер зависимости отношения v/n от номера гармоники для одного из канатов на его береговом участке.

ческой является объективной реальностью. Следовательно, закономерность (1) отражает не все процессы, сопровождающие поперечные колебания каната. Поэтому возникает естественный вопрос о точности методики [14] и границах ее применимости.

МОДЕЛЬ КОЛЕБАНИЙ КАНАТА С УЧЕТОМ ЕГО РЕАКЦИИ НА ИЗГИБ И ВЯЗКОГО ТРЕНИЯ

Уравнение (1) представляет собой решение дифференциального уравнения поперечных колебаний нерастяжимой нити для случая стоячей волны без учета затухания:

$$F \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \tau \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где u — поперечное смещение материальных точек; x — продольная координата; t — время.

Уравнение (2) представляет собой второй закон Ньютона, где в левой части стоит поперечная сила, действующая на малый элемент нити и являющаяся поперечной компонентой силы натяжения. Такая модель не учитывает реакции изгиба каната, который является линейным объектом (нитью) только в первом приближении. Если учесть реакцию каната при изгибе, то его можно уподобить однородному стержню, дифференциальное уравнение свободных поперечных колебаний которого [17] имеет вид:

$$-EI \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = \tau \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (3)$$

где E — модуль упругости; I — момент инерции поперечного сечения, их произведение EI — изгибная жесткость.

Можно также учесть влияние затухания, при котором в первом линейном приближении добавится поперечная сила, пропорциональная скорости смещения малого элемента $-r \frac{\partial u}{\partial t}$, где r — коэффициент сопротивления.

Тогда для натянутого каната, обладающего изгибной жесткостью и испытывающего вязкое трение, уравнение будет выглядеть так:

$$F \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - EI \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} - r \frac{\partial u}{\partial t} = \tau \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (4)$$

В случае стоячей гармонической волны (с экспоненциальным затуханием) решение дифференциального уравнения (4) для частоты колебаний примет вид:

$$v^2 = \frac{F}{4\tau L^2} n^2 + \left(\frac{\pi^2 EI}{4\tau L^4} n^4 - \frac{\beta^2}{4\pi^2} \right). \quad (5)$$

Здесь n — номер тона (гармоники); $\beta = r/2\tau$ — коэффициент затухания. Согласно выражению (5), изгибная реакция каната и фактор затухания приводят к нелинейности зависимости $v(n)$, причем в большей степени у канатов, имеющих меньшую силу натяжения F . Также эта нелинейность отражает дисперсию поперечных волн на канате.

Чтобы убедиться в наших вычислениях были выполнены лабораторные исследования на канате малого сечения и проволоке.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Стальной канат диаметром 8 мм, длиной 0,91 м крепился в разрывной машине ИР-50. Вблизи каната располагался электромагнит, который за счет пондеромоторного действия заставлял канат совершать колебания. Переменный ток в электромагните создавался генератором ГЗ-117. Регулируя частоту переменного тока генератора, добивались устойчивой картины резонансных колебаний при различном механическом усилии, прикладываемом вдоль оси каната. Контроль амплитуды колебаний для определения первой резонансной частоты v_1 осуществляли тактильно и визуально. Систематическая погрешность измерения силы минимизировалась обнулением силоизмерительной системы разрывной машины перед каждым натяжением. После разгрузки машины смещение «нуля» усилия не наблюдалось. На рис. 8 можем видеть линейный характер зависимости $v_1^2(F)$, которая находится в согласии с уравнением (5). Коэффициент достоверности линейной аппроксимации R^2 составил 0,9995. Экстраполяция в область $F = 0$ Н (ненатянутое состояние) дает значение собственной частоты колебаний каната порядка 15 Гц, что обусловлено его сопротивлением изгибу (EI) и затуханием колебаний (β), согласно уравнению (5).

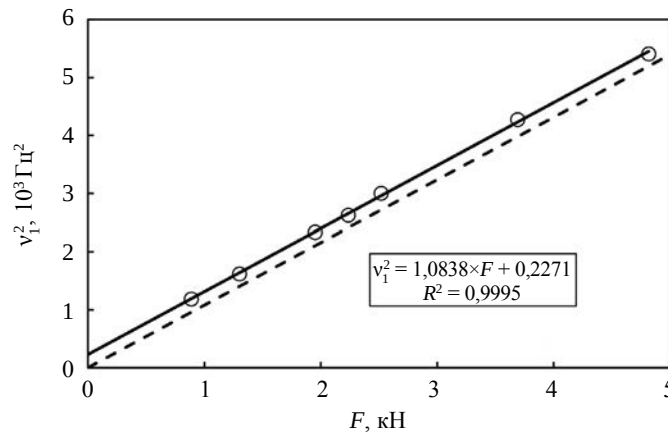


Рис. 8. Зависимость квадрата частоты колебаний основного тона от силы натяжения каната.

Проведенные лабораторные измерения с канатом дали качественное подтверждение правильности уравнения (5), однако количественную оценку здесь выполнить сложно, так как изгибная жесткость каната и тем более коэффициент затухания не были известны. Поэтому в качестве простой модели каната взяли стальную проволоку диаметром 1,57 мм, длиной 0,72 м. В этом случае изгибная жесткость EI легко вычисляется, а из-за отсутствия внутреннего трения (как у каната) ожидается пренебрежимо малый коэффициент затухания β . Подвешиванием грузов осуществляли натяжение проволоки силой 40 и 80 Н. Возбуждение колебаний осуществлялось электромагнитом.

Приведем уравнение (5) к следующему виду:

$$f = \frac{v^2}{n^2} 4\tau L^2 = F + n^2 \cdot \frac{\pi^2 EI}{L^2} - \frac{\beta^2 \tau L^2}{\pi^2 n^2} = F + n^2 \cdot k - \frac{m}{n^2}. \quad (6)$$

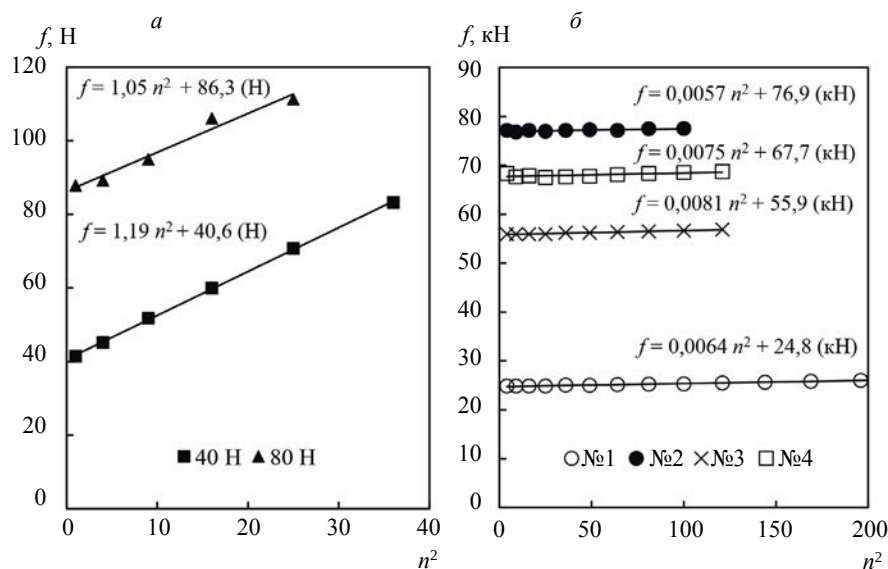


Рис. 9. Зависимость $f(n^2)$ для стальной проволоки (а) и четырех обследованных канатов вантового перехода (б).

Здесь параметр f имеет размерность силы, свободный член F является силой натяжения каната, изгибную жесткость каната учитывает коэффициент $k = \pi^2 EI/L^2$, коэффициент $m = \beta^2 \tau L^2/\pi^2$ отражает затухание колебаний.

На рис. 9а для исследованной проволоки показана зависимость $f(n^2)$. Ее линейный характер говорит о пренебрежимо малом влиянии коэффициента затухания, т.е. в уравнении (6) можно принять $m \approx 0$ и в этом случае зависимость $f(n^2)$ становится линейной, где коэффициент k является угловым коэффициентом прямой. Расчетный момент инерции проволоки $I = \pi d^4/64 = 0,298 \text{ мм}^4$, эмпирические 0,298 и 0,263 мм^4 при нагрузках 40 и 80 Н соответственно. Расчетные силы натяжения составили 40,6 и 86,3 Н.

По результатам обследования стальных канатов на рис. 9б представлена зависимость $f(n^2)$, которая как в эксперименте с проволокой демонстрирует линейный характер. Значения усилий оказались на 1-2 % меньше результатов, полученных по методике [14]. Изгибные жесткости канатов были в диапазоне 670—960 $\text{Па} \cdot \text{м}^4$. Чтобы определить корректность этих значений на консольно закрепленном образце обследованного каната измерен прогиб при подвешивании грузов от 100 до 500 г. По известным уравнениям теории сопротивления материалов изгибная жесткость составила 120—210 $\text{Па} \cdot \text{м}^4$. Образец был в ненапрянутом состоянии, поэтому меньшие в пять раз значения изгибной жесткости ожидаемы [18, стр. 83]. Таким образом, полученные согласно зависимости (6), изгибные жесткости обследованных канатов корректны и не являются случайными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для более точной оценки силы натяжения стальных канатов по спектру их собственных колебаний необходимо выполнять ряд методических рекомендаций: использовать весь возможный набор частот колебаний; возбуждение колебаний выполнять в широком диапазоне частот, а также обращать внимание на ориентацию колебаний (горизонтальные или вертикальные).

Учет изгибных сопротивлений каната при определении силы его натяжения по спектру собственных колебаний дает более корректные значения по отношению к результатам, полученным без учета изгибной жесткости. Такое незначительное отличие в большинстве случаев меньше требуемой погрешности определения силы натяжения. Однако ценность здесь не в более точном измерении натяжения, а в возможности определения его изгибной жесткости EI . Изгибная жесткость является интегральной характеристикой упругих сопротивлений и сопротивлений типа сухого трения скольжения в канате [18], т.е. интегрально отражает состояние каната. Следовательно, открывается возможность мониторинга его состояния. Например, повреждение внешних волокон каната приведет к относительно большей убыли изгибной жесткости, чем линейности плотности τ и, согласно выражению (5), должно повлиять на частотный спектр.

Наряду с изгибной жесткостью каната теоретически показано влияние коэффициента затухания β , обусловленного вязким трением. Инструментальное измерение этого параметра позволило бы отслеживать состояние канатной смазки или определять проникновение жидкости внутрь каната.

Авторы благодарят за поддержку данного исследования национальный проект «Наука и университеты» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FEWN-2021-0012).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугаев В.Я. Исследование вопросов проектирования вантово-балочных мостовых систем / Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Л., 1975. 26 с.
2. Сивирюк В.Л., Грамотник В.К., Безруков А.Н., Штейнгер А.Г. О дефектоскопии стальных канатов магнитным методом с применением структуроскопа КРМ-ЦК-2М // Дефектоскопия. 2006. № 6. С. 17—25.
3. Семенов А.В., Слесарев Д.А. Неразрушающий контроль стрендовых канатов больших диаметров // Контроль. Диагностика. 2019. № 4. С. 20—27. DOI 10.14489/td.2019.04.pp.020-027
4. Mazurek P., Roskosz M., Kwaśniewski J. Influence of the Size of Damage to the Steel Wire Rope on the Magnetic Signature // Sensors. 2022. V. 22. Is. 21. Paper № 8162. DOI: 10.3390/s22218162
5. Zhang D., Zhang E., Yan X. Quantitative method for detecting internal and surface defects in wire rope // NDT and E International. 2021. № 119. Paper № 102405. DOI: 10.1016/j.ndteint.2021.102405
6. Осипов С.П., Чахлов С.В., Батракин А.В., Жумабекова Ш.Т., Ядренкин И.Г. Выбор оптимальных энергий рентгеновского излучения в системах цифровой радиографии стальных канатов // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. 2016. № 5. С. 37—45.
7. Peng P.-C., Wang C.-Y. Use of gamma rays in the inspection of steel wire ropes in suspension bridges // NDT and E International. 2015. № 75. P. 80—86. DOI: 10.1016/j.ndteint.2015.06.006
8. Ахмедов А.Д. К расчету опорного контура радиально-вантовой двухпоясной системы // Альманах современной науки и образования. 2014. № 5—6 (84). С. 27—35.
9. Воронцов А.Н., Слесарев Д.А., Волоховский В. Ю., Шпаков И. И. Диагностические показатели стальных канатов как исходные данные прогноза остаточного ресурса // Контроль. Диагностика. 2010. № 5. С. 30—34.
10. Слесарев Д.А., Воронцов А.Н. Вероятностные характеристики оценки прочности и ресурса стальных канатов по результатам дефектоскопии // Дефектоскопия. 2016. № 2. С. 55—62.
11. Ахмедов А.Д. Методы определения напряженно-деформированного состояния радиально-вантовой системы на стадии предварительного натяжения / Традиции и инновации в строительстве и архитектуре. Строительство и строительные технологии: Сборник статей 78-й всероссийской научно-технической конференции, Самара, 19—23 апреля 2021 года. Под редакцией М.В. Шувалова, А.А. Пищулева, А.К. Стрелкова. Самара: Самарский государственный технический университет, 2021. С. 945—956.
12. Мехеда В.А. Тензометрический метод измерения деформаций: учеб. пособие. Самара: изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2011. 56 с.
13. Таштанбаева В.О. Устройство контроля натяжения каната шахтных подъемных установок // Горная промышленность. 2020. № 4. С. 125—128. DOI 10.30686/1609-9192-2020-4-125-128
14. Яшинов А.Н., Чаплин И.В., Поляков С.Ю., Снежков И.И. Пат. 2613484. Российская Федерация, МПК G01L 1/10 G01L 5/04. Способ определения усилия натяжения вантового элемента моста: заявл. 17.08.15; опубл. 16.03.17. Патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Сибирский государственный ун-т путей сообщения» (СГУПС).
15. Научные исследования и диагностика технического состояния стальных конструкций вантового перехода промыслового газопровода через реку Пурпе на территории Губкинского газового месторождения: Отчет о НИР (итоговый) / Тюменский индустриальный университет (ТИУ); Руководитель В.Ф. Новиков. По договору № 101 от 20.04.2018. Тюмень, 2018. 61 с.
16. Муратов К.Р., Соколов Р.А., Сафаргалиев Р.Ф., Мамадалиев Р.А. Моделирование распределения нагрузки металлоконструкций вантового перехода при разбалансировке усилий тросовой системы // Инженерный вестник Дона. 2022. № 12 (96).
17. Работнов Ю.Н. Соппротивление материалов. М.: Физматгиз, 1962. 456 с.
18. Малиновский В.А. Стальные канаты: аналитический справочник Одесса: Астропринт, 2016. 252 с.

ТЕХНОЛОГИЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КОНТРОЛЯ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ ТОЧЕЧНОЙ СВАРКОЙ ТРЕНИЕМ С ПЕРЕМЕШИВАНИЕМ

© 2023 г. А.И. Боровков^{1,*}, В.Е. Прохорович^{2,**}, В.А. Быченко^{3,***},
И.В. Беркутов^{3,****}, И.Е. Алифанова^{1,3,*****}

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Россия 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

²Учреждение науки ИКЦ СЭКТ, Россия 197342 Санкт-Петербург, ул. Матроса Железняка, 57

³ Университет ИТМО, Россия 197046 Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

E-mail: * vicerector.ap@spbstu.ru; ** ve-pro@yandex.ru; *** bychenok-vladimr@mail.ru;
**** chigivara56712@mail.ru; ***** sherbairina@mail.ru

Поступила в редакцию 05.12.2022; после доработки 27.01.2023

Принята к публикации 03.02.2023

Сварка трением с перемешиванием нашла широкое применение в авиастроении и ракетостроении, прежде всего благодаря возможности получения сварных соединений с прочностью, близкой к прочности основного материала. Одним из наиболее перспективных методов такой сварки является точечная сварка трением с перемешиванием, которая может служить альтернативой электроконтактной точечной сварке и заклепочным соединениям. Для внедрения точечной сварки трением с перемешиванием в производство ответственных изделий необходимо рассмотреть вопросы, связанные с неразрушающим контролем качества сварных соединений, полученных данным методом сварки. Целью настоящей работы является обоснование применимости ультразвукового эхометода для контроля качества сварных соединений, полученных точечной сваркой трением с перемешиванием. Актуальность работы подтверждается тем, что на сегодняшний день отсутствуют достаточно полные сведения о результатах экспериментальных исследований, направленных на анализ характеристик сварных соединений, полученных точечной сваркой трением с перемешиванием.

Авторами статьи предложено использовать ультразвуковой эхометод контроля. Контроль проводился с помощью ультразвукового дефектоскопа с раздельно-совмещенным пьезоэлектрическим преобразователем на образцах, изготовленных с применением точечной сварки трением с перемешиванием. В результате ультразвукового контроля в трех образцах были обнаружены дефекты типа непровар и слипание, что было подтверждено металлографическими исследованиями. Образцы, в которых не были обнаружены дефекты, были подвергнуты механическим испытаниям, в результате которых установлено, что прочность полученных сварных соединений сопоставима с прочностью основного металла образцов. Металлографические исследования, проведенные на образцах после механических испытаний, также подтвердили отсутствие дефектов в сварных соединениях. Таким образом, показана связь результатов ультразвукового контроля, металлографических исследований и механических испытаний, что позволяет обосновать применимость ультразвукового эхометода для контроля качества сварных соединений, полученных точечной сваркой трением с перемешиванием.

Ключевые слова: сварка трением с перемешиванием, фрикционная сварка, точечная сварка, неразрушающий контроль, ультразвуковой контроль, испытания на сдвиг, испытания на растяжение, металлография.

DOI: 10.31857/S0130308223020033, **EDN:** BWRSPR

ВВЕДЕНИЕ

Сварка трением с перемешиванием (СТП) [1—5] имеет приоритет промышленного применения за счет таких преимуществ, как:

высокий уровень механических характеристик соединений, полученных СТП;

возрастающая возможность глубокой роботизации и цифровизации машиностроительных технологий;

возможность получения улучшенной геометрической формы изделий, исключаяющей типовые несовершенства, обусловленные применением аргонодуговой сварки («утяжки», коробления и пр.);

возможность перехода на новые конструкционные материалы трудно свариваемые или несвариваемые с помощью традиционной аргонодуговой сварки [6—8].

Внедрение технологии СТП в производство ведется во всем мире практически во всех отраслях промышленности. Основным фактором, определяющим все более широкое применение СТП в авиакосмической промышленности, является снижение веса конструкции за счет возможности использования более легких сплавов, в том числе сварки двух различных материалов, несвариваемых другими способами [8].

Частным случаем СТП является точечная сварка трением с перемешиванием (ТСТП). Применение ТСТП вместо заклепочных соединений имеет такие преимущества, как:

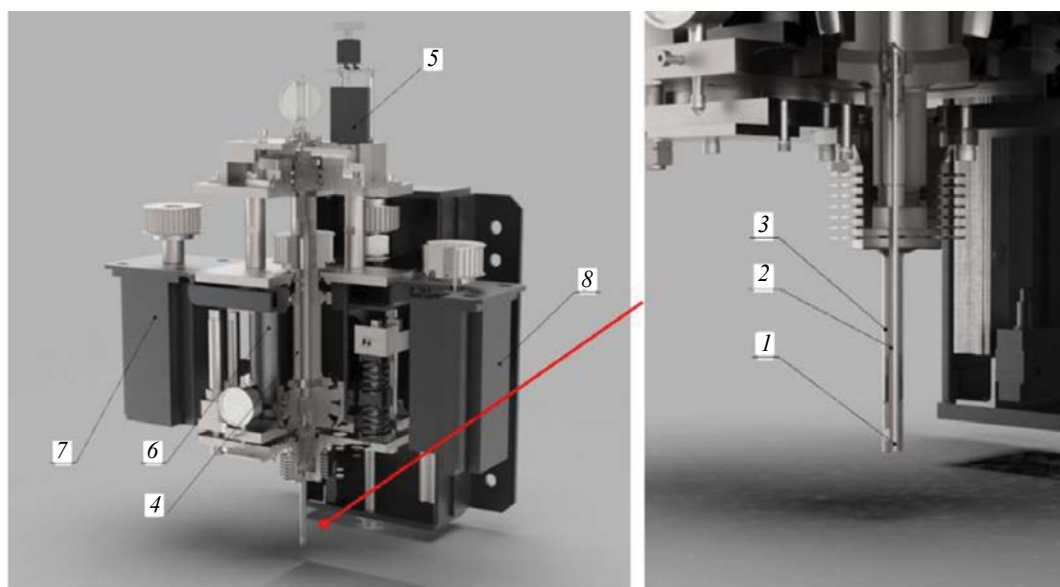


Рис. 1. Трехмерная модель сварочной головы ТСТП:

1 — инструмент; 2 — втулка; 3 — упор; 4 — шпиндель; 5 — привод; 6 — суппорт; 7, 8 — приводы.

снижение массы конструкции на величину нижних и верхних головок заклепок;
повышение оперативности выполнения соединения (исключается необходимость сверлильных работ);

обеспечивается прочность соединения на уровне основного металла;

обеспечивается возможность соединения несвариваемых металлов.

Бескратерное соединение ТСТП обеспечивается с помощью трехсоставного инструмента. Сварочный инструмент (рис. 1) представляет собой сборку, включающую (кроме собственно инструмента) упор локальной фиксации свариваемых заготовок и втулку передачи вращающего момента поверхности свариваемой заготовки.

Трехсоставной инструмент обеспечивает четырехэтапный процесс ТСТП (рис. 2):

этап I — разогрев заготовки буртом и инструментом;

этап II — погружение бурта в свариваемые заготовки, обратный ход инструмента;

этап III — выталкивание инструментом разогретого металла, обратный ход бурта;

этап IV — давление втулки для выполнения бездефектного соединения.

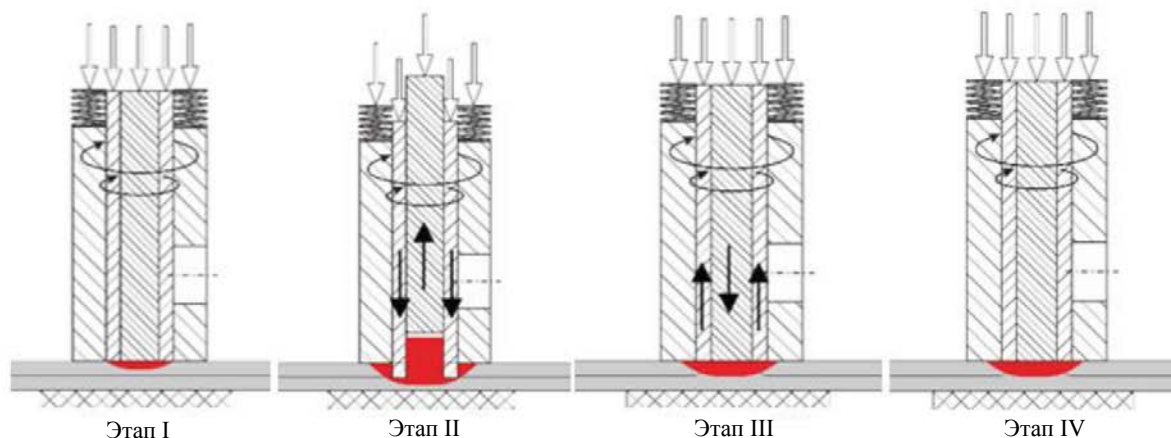


Рис. 2. Этапы выполнения ТСТП.

Способ сварки (см. рис. 1, 2) реализован в устройстве для бескратерной ТСТП (разработан и изготовлен Учреждением науки ИКЦ СЭКТ), с помощью которого изготовлены экспериментальные образцы для настоящих исследований.

Однако отсутствие на сегодняшний день достаточно полных сведений о результатах исследований, направленных на анализ характеристик сварных соединений, полученных ТСТП, является одним из препятствий к ее внедрению в ответственных отраслях промышленности [9—14].

Для ТСТП характерны такие типы дефектов, как слипание по кромке сварного соединения и непровар корня шва. Другой особенностью ТСТП является утонение в зоне сварного соединения, что может привести к снижению прочностных характеристик [15—23].

Таким образом, необходимо проводить неразрушающий контроль сварных соединений, выполненных ТСТП, задачами которого являются:

- выявление дефектов типа непровар в сварных соединениях;
- оценка фактического диаметра сварной зоны;
- оценка утонения в сварной зоне.

Наиболее универсальными методами неразрушающего контроля являются ультразвуковые методы [21—23]. На сегодняшний день для контроля качества точечной сварки используются ультразвуковые средства контроля с использованием фазированных решеток [24—27]. Интерес также вызывает разработка технологий контроля качества сварных соединений, полученных ТСТП, на основе традиционных средств ультразвукового контроля.

ТЕХНОЛОГИЯ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ТСТП

Авторами статьи было предложено использовать ультразвуковой эхометод контроля качества ТСТП пластин из алюминиевого сплава марки АМг6. Для настройки уровней чувствительности ультразвукового дефектоскопа были разработаны следующие типы настроечных образцов:

настроечный образец с имитаторами дефектов типа непровар в виде плоскодонных отражателей (рис. 3);

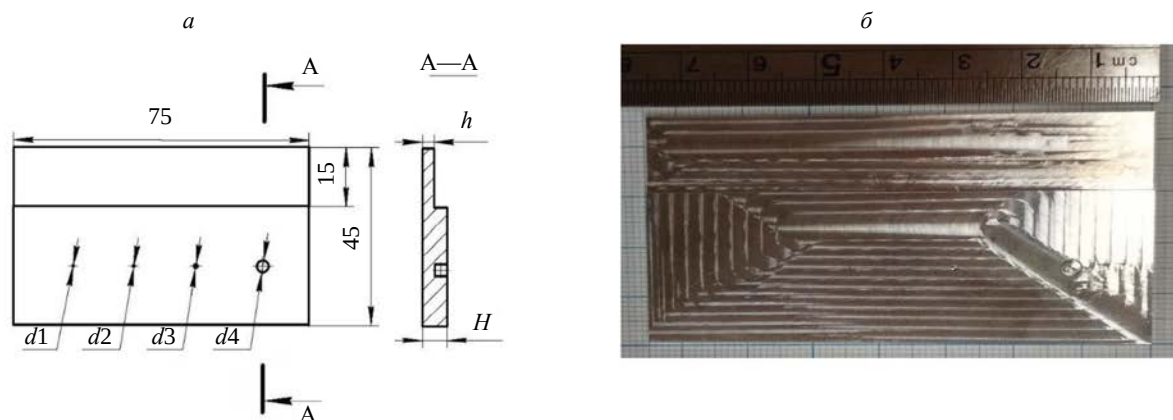


Рис. 3. Образец настроечный с имитаторами дефектов типа непровар: эскиз (а); общий вид (б).

настроечный образец с имитаторами сварной зоны (рис. 4);

настроечный образец с имитаторами дефектов типа непровар в сварных зонах (рис. 5).

Толщина образцов (H) и глубина расположения плоскодонных отражателей (h) соответствуют номинальным толщинам сварных соединений, которые планируется контролировать: h — толщина одной детали; H — общая толщина сваренных деталей. Диаметр плоскодонных отражателей (d) и диаметр имитаторов сварных зон (D) соответствуют требуемым уровням чувствительности контроля.

Для ультразвукового контроля (УЗК) был разработан и изготовлен раздельно-совмещенный пьезоэлектрический преобразователь (ПЭП) с пьезопластиной диаметром 3 мм и центральной частотой 10 МГц (рис. 6). Применение раздельно-совмещенного ПЭП позволяет повысить чувствительность контроля за счет работы на пересечении диаграмм направленности

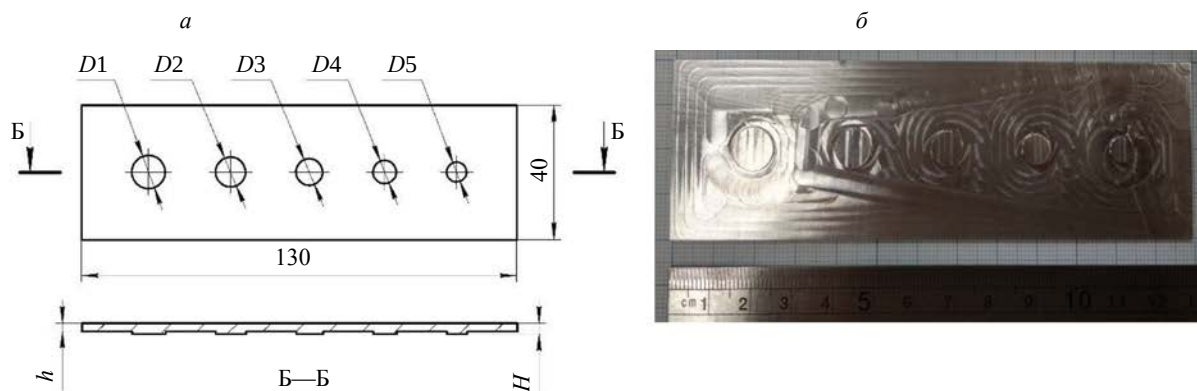


Рис. 4. Образец настроечный с имитаторами сварных зон различного диаметра: эскиз (а); общий вид (б).

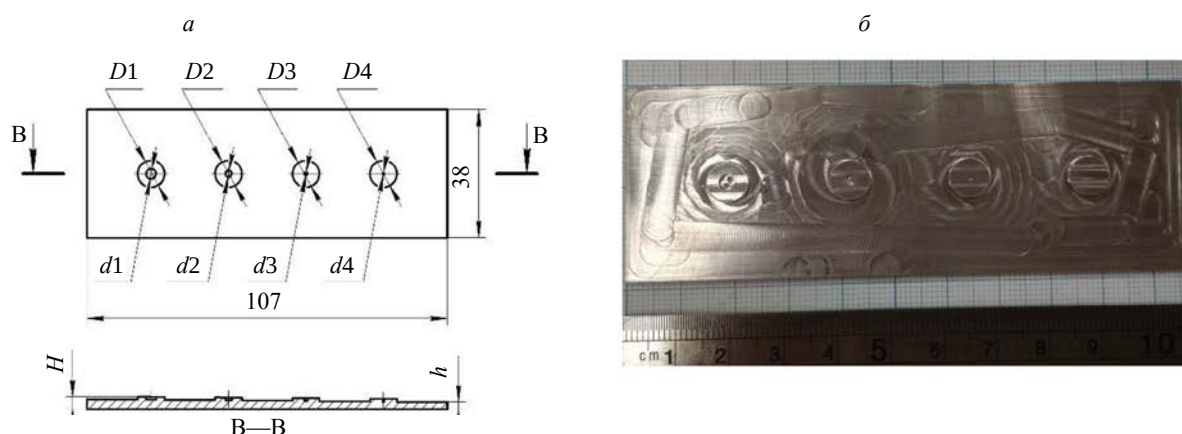


Рис. 5. Образец настроечный с имитаторами дефектов типа непровар и имитаторами сварных зон: эскиз (а); общий вид (б).



Рис. 6. Общий вид ПЭП для УЗК ТСТП при его установке на экспериментальном образце.

и отсутствия ближней зоны и обеспечивает проведение контроля сварных соединений с толщиной верхнего листа менее 1 мм. Площадь контакта ПЭП (6 мм) подобрана таким образом, чтобы контроль был возможен не только с корневой стороны сварного соединения, но и с лицевой стороны.

Настройку чувствительности дефектоскопа выполняли на настроечном образце с имитаторами дефектов типа непровар. Максимум эхосигнала от имитатора непровара (плоскодонного отражателя) доводили до контрольного уровня (середина экрана прибора) и затем к данному значению при-

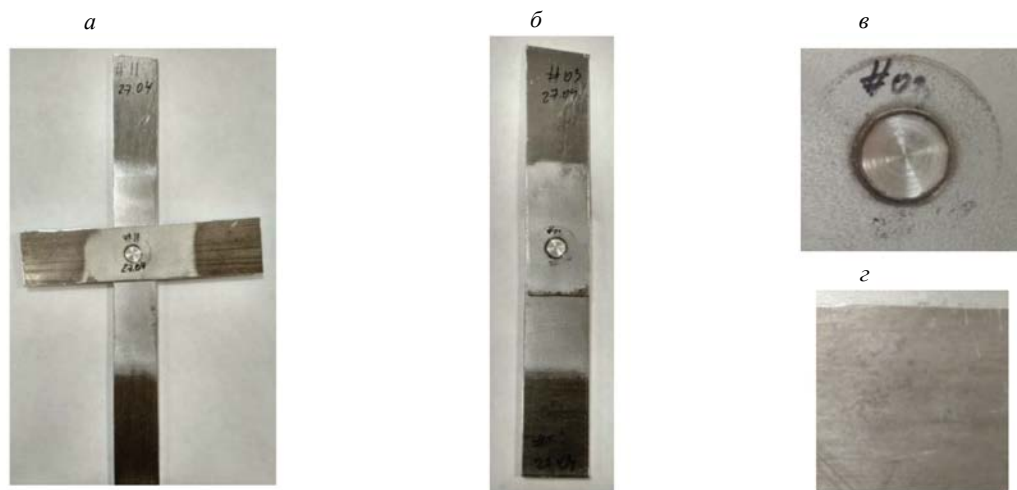


Рис. 7. Общий вид экспериментальных образцов:

a — образец для испытаний на отрыв; *b* — образец для испытаний на срез; *c* — вид ТСП с лицевой стороны; *d* — вид ТСП с тыльной стороны.

бавляли 6 дБ. Зону временной селекции (строб) также устанавливали по эхосигналу от имитатора непровара (плоскодонного отражателя).

Для оценки фактического диаметра сварной зоны измеряли расстояние между крайними положениями ПЭП при его перемещении относительно центра сварной зоны, при которых уровень эхосигнала в момент времени, соответствующий толщине h , не превышает уровень строба.

Утонение в зоне сварного соединения оценивали по изменению времени прихода донного эхосигнала в момент времени, соответствующий толщине H .

Для экспериментальных исследований были изготовлены 11 экспериментальных образцов ТСП с диаметром сварной зоны 8 мм двух типов: для испытаний на отрыв и для испытаний на срез (рис. 7). Перечень экспериментальных образцов и их основные характеристики представлены в табл. 1.

Таблица 1

Перечень экспериментальных образцов

№ п/п	Маркировка образца	Тип образца	Толщины свариваемых пластин, мм
1	№ 1	Отрыв	0,7 и 2,7
2	№ 2	Отрыв	0,7 и 2,7
3	№ 3	Отрыв	0,7 и 2,7
4	№ 4	Отрыв	0,7 и 2,7
5	№ 5	Отрыв	0,7 и 2,7
6	№ 6	Отрыв	0,9 и 2,7
7	№ 7	Отрыв	0,9 и 2,7
8	№ 8	Срез	0,7 и 2,7
9	№ 9	Срез	0,7 и 2,7
10	№ 10	Срез	0,9 и 2,7
11	№ 11	Срез	0,9 и 2,7

На рис. 8 приведен А-скан, полученный на участке с бездефектным сварным соединением. На А-скане отображается донный сигнал на глубине, соответствующей общей толщине сваренных деталей.



Рис. 8. А-скан, полученный на бездефектном образце.



Рис. 9. А-скан, полученный на образце № 1 с непроваром.



Рис. 10. А-скан, полученный на кромке сварного соединения образца № 2.

В сварном соединении образца № 1 был обнаружен непровар по всей площади сварного соединения (рис. 9).

По кромке сварных соединений образцов № 2 и № 3 обнаружен непровар. А-скан, характерный для непровара по кромке сварного соединения, приведен на рис. 10. На А-скане на глубине, характерной толщине верхней пластины, различим эхосигнал от непровара. Также, на скане заметно ослабление донного сигнала, вызванное частичным перекрытием ультразвуковой волны непроваром.

В других образцах дефектов не обнаружено.

Образцы № 1—3 были подвержены металлографическим исследованиям, результаты которых приведены на рис. 11 — 13. На изображении микроструктуры образца № 1 (см. рис. 11) наблюдается непровар по всей площади соединения, сварное ядро недостаточной глубины, что подтвержда-

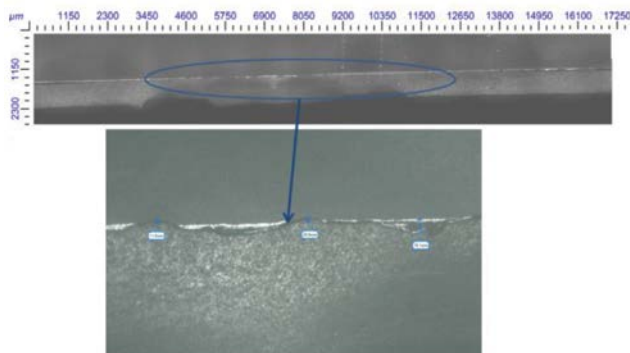


Рис. 11. Микроструктура сварного соединения образца № 1 с непроваром по всей площади сварного соединения.

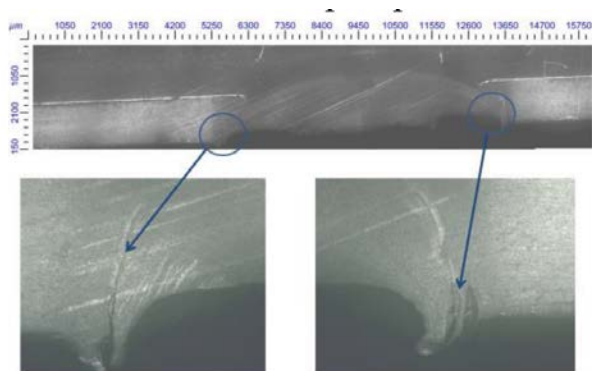


Рис. 12. Микроструктура сварного соединения образца № 2 с дефектом «слипание» по кромке сварного соединения.

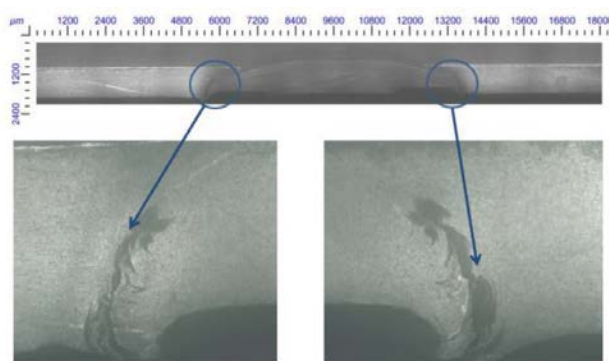


Рис. 13. Микроструктура сварного соединения образца № 3 с непроваром по кромке сварного соединения.

ется непрерывным плакирующим слоем между свариваемыми пластинами. Таким образом, результаты металлографии подтвердили результаты УЗК. Как видно на изображениях микроструктуры образцов № 2 и № 3 (см. рис. 12, 13), по окружности сварной точки наблюдаются непровары (отмечено стрелками).

Бездефектные образцы ТСТП были подвергнуты механическим испытаниям.

На рис. 14 приведен общий вид установки образцов в захватах разрывной машины при проведении испытаний на срез (*а*) и на отрыв (*б*).

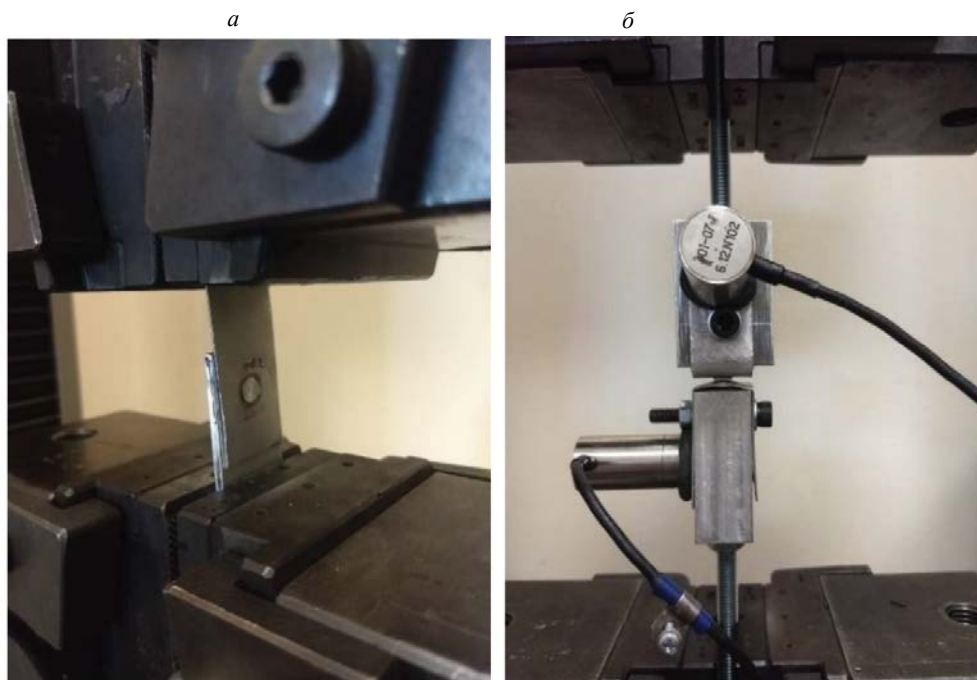


Рис. 14. Испытание образцов, выполненных ТСТП, в испытательной машине LFM-150: испытания на срез (*а*); испытания на отрыв (*б*).

Результаты механических испытаний образцов, выполненных ТСТП, представлены в табл. 2.

На рис. 15 показаны фотографии образцов после механических испытаний. На рис. 16 приведены графики нагружения образцов на отрыв, на рис. 17 — на срез.

После механических испытаний образцы подвергались металлографическим исследованиям. На рис. 18 приведено изображение микроструктуры образца № 10 после проведения механических испытаний.

Таблица 2

Результаты механических испытаний образцов после ТСП

№ п/п	Маркировка	Тип образца	Свариваемые толщины, мм	Усилие при разрушении, Н
1	№ 4	Отрыв	0,7 и 2,7	941
2	№ 5	Отрыв	0,7 и 2,7	902
4	№ 6	Отрыв	0,9 и 2,7	1108
5	№ 7	Отрыв	0,9 и 2,7	1177
6	№ 8	Срез	0,7 и 2,7	2932
7	№ 9	Срез	0,7 и 2,7	3197
8	№ 10	Срез	0,9 и 2,7	3246
9	№ 11	Срез	0,9 и 2,7	4001

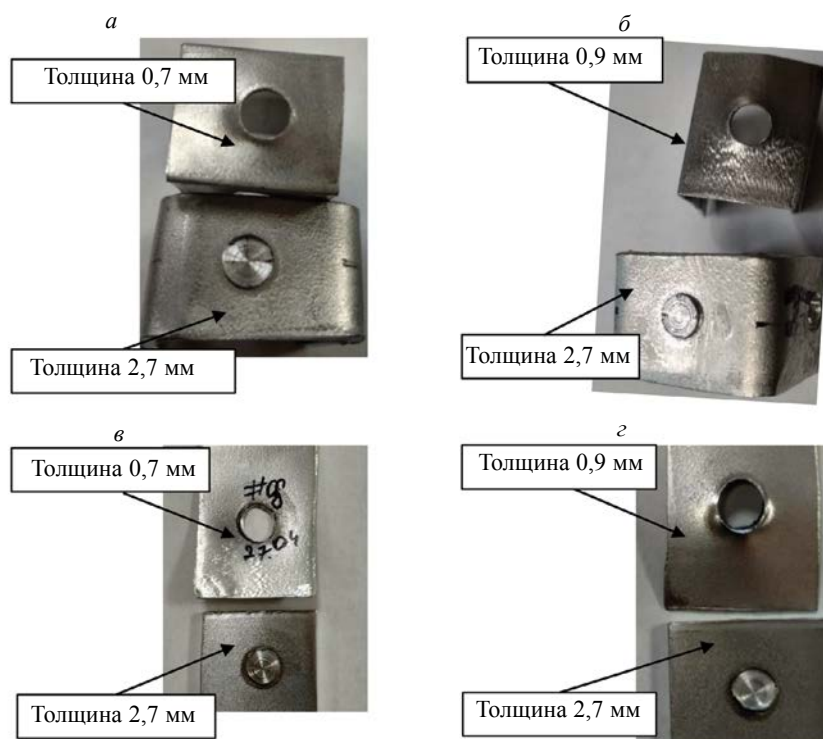


Рис. 15. Фотографии образцов ТСП после механических испытаний: образец № 3 (а) и № 5 (б) после испытаний на отрыв; образец № 7 (в) и № 9 (г) после испытаний на срез.

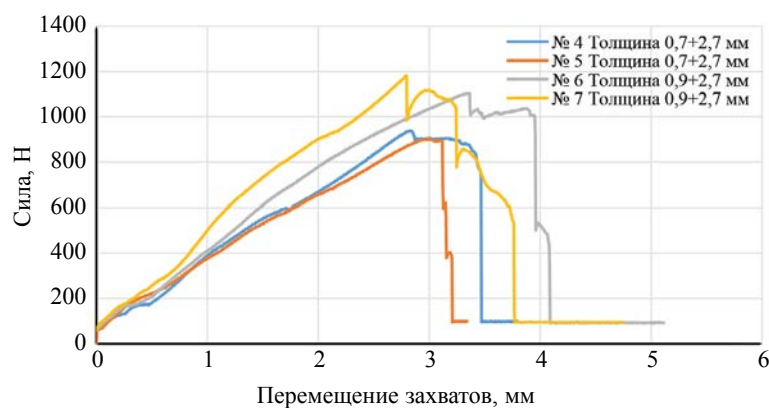


Рис. 16. Графики нагружения образцов на отрыв.

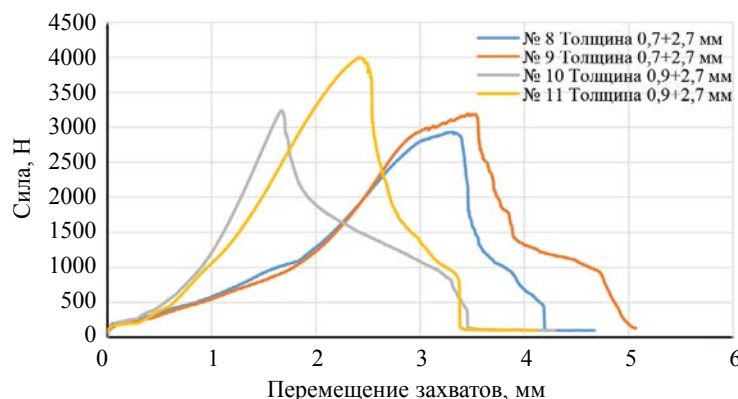


Рис. 17. Графики нагружения образцов на срез.

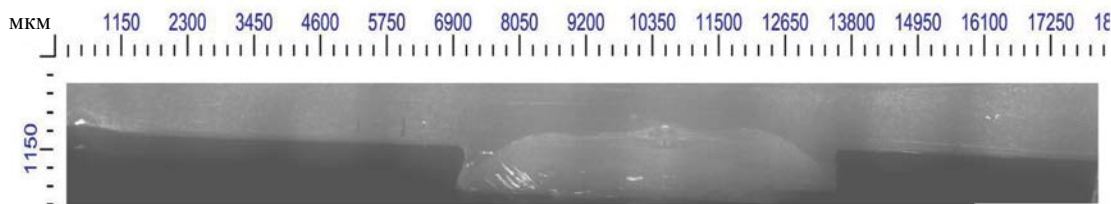


Рис. 18. Микроструктура сварного соединения образца № 10.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате механических испытаний на срез и на отрыв установлено, что разрушение образцов наступает при усилиях:

4001 и 1177 Н соответственно — для сварных соединений пластин толщинами 0,9 и 2,7 мм;

3197 и 941 Н соответственно — для сварных соединений пластин толщинами 0,7 и 2,7 мм.

Для сравнения, усилие на срез для заклепки длиной 4 мм в зависимости от используемого сплава составит от 1480 до 2590 Н [28, 29], что в 1,5-2 раза меньше значений, полученных при испытании на срез образцов ТСТП.

Результаты металлографии элементов образцов после механических испытаний показали, что дефекты в сварном соединении отсутствуют.

На рис. 19 видно, что разрушение образца как при испытаниях на отрыв, так и при испытаниях на сдвиг происходило по основному металлу. Таким образом, можно сделать вывод, что механиче-

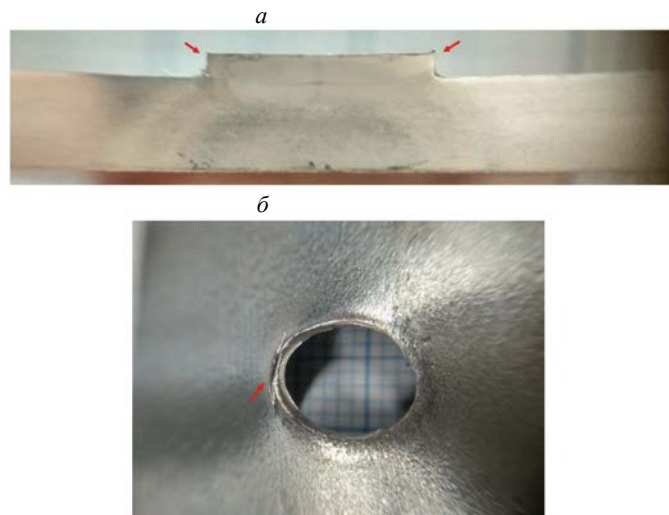


Рис. 19. Характер отрыва образца ТСТП: пластина большей толщины (а); пластина меньшей толщины (б).

ским испытаниям были подвергнуты бездефектные соединения с прочностью, соответствующей прочности основного металла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обладая широкими технологическими возможностями по получению неразъемных соединений деталей узлов, ТСТП может быть использована в качестве альтернативы заклепочным соединениям, контактной, шовной электродуговой, электронно-лучевой и лазерной сваркам, для сваривания разнородных материалов. Однако внедрение новых технологий сварки должно сопровождаться применением технологий неразрушающего контроля качества сварного соединения. Методики неразрушающего контроля должны быть просты в настройке чувствительности дефектоскопической аппаратуры, в проведении контроля и интерпретации результатов контроля, а достоверность методик должна подтверждаться информацией о наличии или отсутствии дефектов в объекте исследований, полученной арбитражными методами. Авторами настоящей статьи обоснована возможность использования ультразвукового эхометода для контроля качества сварных соединений, полученных ТСТП, что подтверждается «корреляцией» результатов неразрушающего контроля, металлографических исследований и механических испытаний.

Исследование проведено Санкт-Петербургским политехническим университетом Петра Великого при поддержке программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Российской Федерации (Соглашение 075-15-2021-1333 от 30 сентября 2021 года).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ГОСТ ISO 25239—1—2020 Сварка трением с перемешиванием. Алюминий. Часть 1. Словарь.
- ГОСТ ISO 25239—2—2020 Сварка трением с перемешиванием. Алюминий. Часть 2. Конструкция сварных соединений.
- ГОСТ ISO 25239—3—2020 Сварка трением с перемешиванием. Алюминий. Часть 3. Аттестация сварщиков—операторов.
- ГОСТ ISO 25239—4—2020 Сварка трением с перемешиванием. Алюминий. Часть 4. Технические требования и аттестация процедур сварки.
- ГОСТ ISO 25239—5—2020 Сварка трением с перемешиванием. Алюминий. Часть 5. Требования к качеству и контролю.
- Боровков А.И., Быченко В.А., Прохорович В.Е., Федоров А.В., Оксенюк А.С., Майоров А.Л., Беркутов И.В., Алифиренко Е.А. Роль сварки трением с перемешиванием в производстве изделий ракетно-космической промышленности // Сварка и Диагностика. 2022. № 3. С. 36—42.
- Сергеева Е.В. Сварка трением с перемешиванием в авиакосмической промышленности (обзор) // Автоматическая сварка. № 5. 2013. С.58—62.
- Варочко А.Г., Кузнецов С.В., Прохорович В.Е., Половцев В.А., Быченко В.А., Саратов Н.Н. История становления и перспективы развития технологии сварки трением с перемешиванием в АО «ГКНПЦ им. М.В. Хруничева» // Технологии и машины сварочного производства и родственных процессов. 2021. № 4. С. 16—41.
- Albannai Abdulaziz I. Review The Common Defects In Friction Stir Welding // International Journal of Scientific and Technology Research. 2020. № 9. P. 318—329.
- Zhang H., Luo S., Xu W. Influence of Welding Speed on Zigzag Line Feature and Tensile Property of a Friction-Stir-Welded Al—Zn—Mg Aluminum Alloy // Journal of Mater. Eng. and Perform. 2019. No. 28. P. 1790—1800.
- Soni Neetesh, Chandrashekar Sangam, Kumar A., Chary V.R. Defects Formation during Friction Stir Welding: A Review // International Journal of Engineering and Management Research. 2016. No. 10. P. 121—125.
- Kah Paul, Rajan Richard, Martikainen Jukka, Suoranta Raimo. Investigation of weld defects in friction-stir welding and fusion welding of aluminium alloys // International Journal of Mechanical and Materials Engineering. 2015. No. 12. P. 1—10.
- Половцев В.А., Макаров Н.В., Шилло Г.В., Сабанцев А.Н., Смирнова Т.Н., Штрикман М.М. Фрикционная сварка алюминиевых лайнеров металлокомпозитных баллонов высокого давления // Сварочное производство. 2007. № 12. С. 25—27.
- El-Sayed Mostafa M., Shash A.Y., Abd-Rabou M., ElSherbiny Mahmoud G. Welding and processing of metallic materials by using friction stir technique: A review // Journal of Advanced Joining Processes. 2021. No. 3.
- Отраслевой стандарт. ОСТ 134-1051-2010 Сварка фрикционная. Технические требования к сварным соединениям. Центральное конструкторское бюро стандартизации Федерального государствен-

ного унитарного предприятия «Центральный научно-исследовательский институт машиностроения», 26.11.2010.

16. *Al-Moussawi M., Smith A.J.* Defects in Friction Stir Welding of Steel // *Metallogr. Microstruct. Anal.* 2018. No. 7. P. 194—202.

17. *Kumar Ratnesh, Chattopadhyaya Somnath, Hloch Sergej, Krolczyk Grzegorz, Legutko Stanislaw.* Wear characteristics and defects analysis of friction stir welded joint of aluminium alloy 6061-T6. *Eksplotacja i Niezawodnosc // Maintenance and Reliability.* 2016. No. 18. P. 128—135.

18. *Khan Noor Zaman, Khan Zahid A., Siddiquee Arshad Noor, AL-Ahmar Abdulrahman M., Abidi Mustufa H.* Analysis of defects in clean fabrication process of friction stir welding // *Transactions of Nonferrous Metals Society of China.* 2017. No. 27(7). P. 1507—1516.

19. *Елисеев А.А.* Закономерности структурно-фазовых превращений в термоупрочняемых алюминиевых сплавах при сварке трением с перемешиванием с ультразвуковым воздействием / Дис. ... на соискание ученой степени кандидата технических наук. Томск, 2018.

20. *Sewell Neil, Wright Julian, Wright, Jonathan.* Detection of Kissing Bonds in Friction Stir Welds / Conference: 11th International Symposium on Friction Stir Welding/Cambridge, UK. 2016.

21. *Santos Mário, Santos Jaime.* Lamb Waves Technique Applied to the Characterization of Defects in Friction Stir Welding of Aluminum Plates: Comparison with X-Ray and Ultrasonic C-Scan // *Journal of Testing and Evaluation.* 2010. V. 38. No. 5. P. 1—7.

22. *Степанова К.А., Кинжагулов И.Ю., Яковлев Ю.О., Ковалевич А.С., Ашихин Д.С., Алифанова И.Е.* Применение лазерно-ультразвукового и акустико-эмиссионного методов неразрушающего контроля на различных этапах дефектообразования при сварке трением с перемешиванием // *Дефектоскопия.* 2020. № 3. С. 3—13.

23. *Lévesque D., Dubourg L., Blouin A.* Laser ultrasonics for defect detection and residual stress measurement of friction stir welds // *Nondestructive Testing and Evaluation.* 2011. No. 26 (3—4). P. 319—333.

24. НДТ Контроль. Методика ультразвукового контроля сварных соединений, полученных сваркой трением с перемешиванием, с использованием технологии фазированной антенной решетки. [Интернет-ресурс]: <https://ndt-control.ru/2018/05/06/metodika-ultrazvukovogo-kontrolya-svarnyx-soedinenij-poluchennyx-svarkoj-treniem-s-peremeshivaniem-s-ispolzovaniem-texnologii-fazirovannoj-antennoj-reshetki/> Дата обращения 21.12.2021.

25. Ручные приборы ультразвукового контроля точечной сварки. Интернет-ресурс: http://activetest.ru/spotweld_systems/ Дата обращения: 17.01.2023 г.

26. Platform Tessonics. Интернет-ресурс: <https://www.tessonics.com/products/fl/> Дата обращения: 17.01.2023 г.

27. Olympus. Точечная сварка. Интернет-ресурс: <https://www.olympus-ims.com/ru/spot-weld-testing/> Дата обращения: 17.01.2022 г.

28. ГОСТ 14797—85 Заклепки с полукруглой головкой (повышенной точности). Конструкция и размеры.

29. ГОСТ 14803—85 Заклепки (повышенной точности). Общие технические условия.

К РЕШЕНИЮ ОДНОЙ ЗАДАЧИ МАГНИТОСТАТИКИ ДЛЯ ТРУБЫ С ДЕФЕКТОМ НА ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2023 г. В.В. Дякин¹, О.В. Кудряшова^{1,*}, В.Я. Раевский¹

¹Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН,
Россия 620108 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
E-mail: *kudryashova.olga.valeryevna@gmail.com

Поступила в редакцию 13.12.2022; после доработки 09.02.2023

Принята к публикации 10.02.2023

Разработан и реализован алгоритм численного решения прямой линейной задачи магнитостатики по расчету результирующего поля трубы с поверхностным дефектом на внутренней ее стенке в предположениях, что перпендикулярное сечение трубы и вектор напряженности внешнего намагничивающего поля остаются неизменными вдоль оси протяженности трубы — это позволило взять за основу двумерное интегро-дифференциальное уравнение магнитостатики. Алгоритм реализован на языке программирования FORTRAN. Результаты протестированы на достоверность с помощью точно решаемых задач. Построены иллюстративные кривые. Указаны возможности применения полученной методики расчета для класса задач, в чем-то отличающихся по постановке.

Ключевые слова: интегро-дифференциальное уравнение магнитостатики, магнитный неразрушающий контроль, двумерная задача магнитостатики, поверхностный дефект на внутренней стенке трубы.

DOI: 10.31857/S0130308223020045, **EDN:** BWRUNZ

ВВЕДЕНИЕ

Для практики магнитного неразрушающего контроля является важным рассмотрение теоретической задачи магнитостатики для широкого класса геометрических моделей, которые учитывают наличие дефектов на поверхностях, ограничивающих магнетик. Первые работы по данной проблематике вышли в 60-х годах прошлого века. Существующие тогда ограничения в возможностях использования вычислительной техники понуждали прибегать к рассмотрению эквивалентных аналитически решаемых задач. Так, был разработан подход, в рамках которого поверхностный дефект в виде бесконечно протяженной вдоль поверхности пластины трещины прямоугольного сечения моделировался так называемым ленточным диполем — комбинацией двух пластин, по поверхностям которых «магнитный заряд» предполагался распределенным с постоянными одинаковыми по абсолютному значению и отличающимися по знаку плотностями. Размеры пластин выбирались в соответствии с размерами моделируемого дефекта [1]. При последующем подборе значения плотности магнитного заряда было достигнуто согласие с результатами экспериментов [2].

В настоящее время применение процедур численного решения подобных задач становится все более распространенным. В работе [3] рассмотрение прямой линейной задачи магнитостатики для пластины с синусоидальной границей проводили с помощью конечно-элементных процедур, доступных в пакете Matlab. На основе анализа результатов был осуществлен подход к решению одной обратной задачи [4].

В недавней работе [5] мы обратились к прямой линейной задаче магнитостатики для бесконечной магнитной пластины с бесконечно протяженным поверхностным дефектом с неизменным вдоль линии протяженности профилем. Хотя внешнее намагничивающее поле предполагалось однородным, направленным тангенциально либо нормально к поверхности пластины, однако оказалось, что уравнения легко модифицируются и на случай, когда внешнее поле зависит от координат. Для решения был использован сеточный метод, который был реализован в компьютерной программе. Путем численных экспериментов установлена точность решения: как и в прочих аналогичных по постановке двумерных задачах, решение которых осуществлялось путем дискретизации предварительно преобразованного интегро-дифференциального уравнения магнитостатики, в [5] при широком диапазоне изменения входных данных имела место стабилизация как минимум трех значащих цифр окончательного результата. Настоящей работой мы продолжаем применение использованного в [5] подхода на случай бесконечно протяженной трубы с дефектом на внутренней стенке.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И АЛГОРИТМ ЕЕ РЕШЕНИЯ

Пусть имеется бесконечно протяженное вдоль некой оси Oz магнитное тело, такое, что его перпендикулярное к этой оси сечение S остается неизменным вдоль нее. Также примем, что это тело располагается во внешнем намагничивающем поле, пространственная конфигурация которого не изменяется вдоль этой оси протяженности. На рис. 1 изображено упомянутое сечение, через L обозначен ограничивающий его контур. Примем, что μ , магнитная проницаемость тела, является величиной постоянной. В таком случае для решения задачи о нахождении вектора напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ следует воспользоваться двумерным интегро-дифференциальным уравнением магнитостатики:

$$\mathbf{H}(\mathbf{p}) - \frac{\mu-1}{2\pi} \nabla \int_L H_n^S(\mathbf{p}') \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| dL' = \mathbf{H}^0(\mathbf{p}), \quad \mathbf{p} \in \mathbb{R}^2 \setminus L, \quad (1)$$

которое выводится из трехмерного [6, 7] с учетом вышеописанных условий постановки. В уравнении (1) через $\mathbf{p}$ обозначен радиус-вектор текущей точки плоскости, по штрихованным координатам ведется интегрирование; под $\mathbf{H}^0$ понимаем вектор напряженности внешнего намагничивающего поля; под $H_n^S(\mathbf{p}')$ — составляющую вектора $\mathbf{H}(\mathbf{p}')$, взятую изнутри области S вдоль единичного вектора $\mathbf{n}$, направленного по нормали к контуру L в точке с радиус-вектором $\mathbf{p}'$ наружу из области S (см. рис. 1). Уравнение (1) имеет силу всюду на плоскости $\mathbb{R}^2$ за исключением точек, лежащих на контуре L .

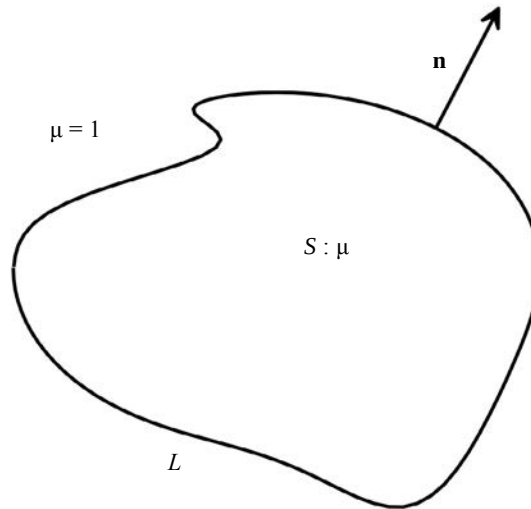


Рис. 1.

Далее конкретизируем геометрическую модель, полагая, что при оговоренных условиях область S имеет вид, представленный на рис. 2, имитирующий срез трубы с дефектной внутренней поверхностью. Ограничивающие ее контуры обозначены символами L_1 и L_2 . Контур L_2 определим как окружность радиуса ρ_2 , а форму контура L_1 пока задавать не будем, принимая только, что он целиком расположен внутри L_2 . Начало координат поместим в центре окружности L_2 . Единичные векторы нормали к контурам L_1 и L_2 обозначим через $\mathbf{n}_1$ и $\mathbf{n}_2$ соответственно и направим их наружу из области S . В таком случае уравнение (1) принимает вид:

$$\mathbf{H}(\mathbf{p}) - \frac{\mu-1}{2\pi} \nabla \int_{L_1} H_{n_1}^S(\mathbf{p}') \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| dL'_1 - \frac{\mu-1}{2\pi} \nabla \int_{L_2} H_{n_2}^S(\mathbf{p}') \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| dL'_2 = \mathbf{H}^0(\mathbf{p}), \quad \mathbf{p} \in \mathbb{R}^2 \setminus \{L_1 \cup L_2\}. \quad (2)$$

Из уравнения видно: для того, чтобы найти вектор напряженности магнитного поля в произвольной точке плоскости, прежде необходимо найти две функции — его нормальные составляющие $H_{n_1}^S(\mathbf{p})$ и $H_{n_2}^S(\mathbf{p})$ на контурах L_1 и L_2 соответственно. Приступим к выводу уравнений, позво-

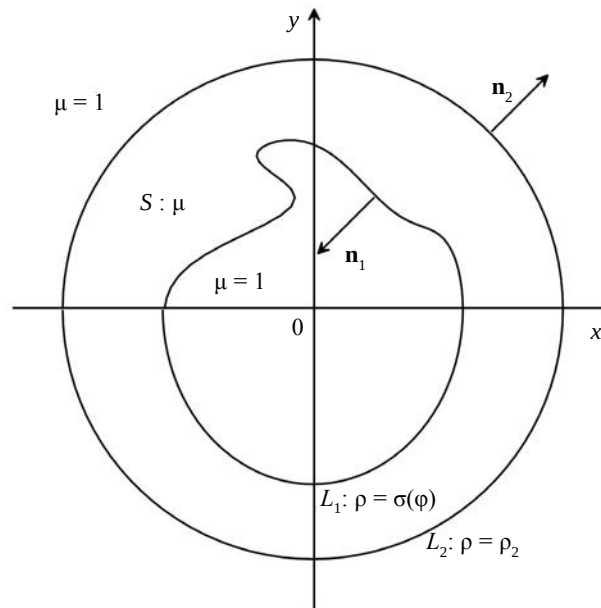


Рис. 2.

ляющих решить эту задачу. Для этого воспользуемся уравнением (2), положим, что $\mathbf{p} \in S$, и умножим обе части на вектор $\mathbf{n}_i$ ($i = 1, 2$). Получим уравнение:

$$H_{n_i}^S(\mathbf{p}) - \frac{\mu-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n_i} \int_{L_1} H_{n_1}^S(\mathbf{p}') \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| dL'_1 - \frac{\mu-1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n_i} \int_{L_2} H_{n_2}^S(\mathbf{p}') \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| dL'_2 = H_{n_i}^0(\mathbf{p}). \quad (3)$$

Для того, чтобы, исходя из (3), записать уравнение относительно нормальной составляющей $H_{n_i}^S(\mathbf{p})$ при $\mathbf{p} \in L_i$, нужно применить теорему о предельном значении нормальной производной простого слоя [8], согласно которой:

$$\frac{\partial}{\partial n_i} \int_{L_i} H_{n_i}^S(\mathbf{p}') \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| dL'_i = -\pi H_{n_i}^S(\mathbf{p}) + \int_{L_i} H_{n_i}^S(\mathbf{p}') \frac{\partial}{\partial n_i} \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| dL'_i, \quad i = 1, 2 \text{ и } \mathbf{p} \in L_i. \quad (4)$$

В случае, когда производная от интеграла по контуру L_i берется по вектору $\mathbf{n}_j$ ($i \neq j$), то она проносится под знак интеграла свободно в силу отсутствия особой точки в подынтегральной функции.

Таким образом, преобразовывая (3) с помощью (4), выводим систему интегральных уравнений относительно искомых нормальных составляющих вектора $\mathbf{H}$ на граничных контурах:

$$H_{n_i}^S(\mathbf{p}) - \frac{\chi}{\pi} \int_{L_1} H_{n_1}^S(\mathbf{p}') \frac{\partial \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|}{\partial n_i} dL'_1 - \frac{\chi}{\pi} \int_{L_2} H_{n_2}^S(\mathbf{p}') \frac{\partial \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|}{\partial n_i} dL'_2 = \frac{2}{\mu+1} H_{n_i}^0(\mathbf{p}), \quad i = 1, 2 \text{ и } \mathbf{p} \in L_i, \quad (5)$$

где принято обозначение $\chi := \frac{\mu-1}{\mu+1}$.

Рассмотрим уравнение системы (5) при $i = 2$ и запишем его полярных координатах, где $\mathbf{p} = (\rho, \varphi)$, $|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| = \sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho'\cos(\varphi-\varphi')}$, $\frac{\partial}{\partial n_2} = \frac{\partial}{\partial \rho}$. Тогда осуществляем выкладку:

$$\int_{L_2} H_{n_2}^S(\mathbf{p}') \frac{\partial \ln|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|}{\partial n_2} dL'_2 = \frac{1}{2\rho_2} \int_{L_2} H_{n_2}^S(\mathbf{p}') dL'_2 = \frac{1}{2\rho_2} \int_S \operatorname{div} \mathbf{H} dS = 0,$$

при проведении которой был использован двумерный вариант теоремы Остроградского—Гаусса и учтено, что при условии $\mu = \text{const}$: $\text{div} \mathbf{B} = \mu \text{div} \mathbf{H} = 0$. Факт равенства нулю интеграла по замкнутому контуру от нормальной составляющей к этому контуру вектора напряженности магнитного поля будет использован и при дальнейших преобразованиях. Полагаем это очевидным, в нужном месте используем без дополнительных оговорок. Таким образом, для функции $H_{n_2}^S(\rho)$ верно выражение:

$$H_{n_2}^S(\rho) = \frac{2}{\mu+1} H_{n_2}^0(\rho) + \frac{\chi}{\pi} \int_{L_1} H_{n_1}^S(\rho') \frac{\rho_2 - \rho' \cos(\varphi - \varphi')}{\rho_2^2 + \rho'^2 - 2\rho_2 \rho' \cos(\varphi - \varphi')} dL_1', \quad \rho \in L_2. \quad (6)$$

Если здесь к ядру интегрального оператора применить формулу разложения [9, стр. 54, 1.447]:

$$\frac{1 - p \cos t}{1 + p^2 - 2p \cos t} = \sum_{m=0}^{\infty} p^m \cos mt, \quad |p| < 1, \quad (7)$$

полагая $p = \rho'/\rho_2$, то можно записать (6) в более удобном для дальнейших промежуточных преобразований виде:

$$H_{n_2}^S(\rho) = \frac{2}{\mu+1} H_{n_2}^0(\rho) + \frac{\chi}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\rho_2^{m+1}} \int_{L_1} H_{n_1}^S(\rho') \rho'^m \cos m(\varphi - \varphi') dL_1'. \quad (8)$$

Теперь рассмотрим (5) при $i = 1$ и $\rho \in L_1$, подставляя под знак второго интеграла в левой части $H_{n_2}^S(\rho')$ на основе (8). Рассмотрим этот интеграл отдельно:

$$\begin{aligned} I(\rho) &:= \int_{L_2} H_{n_2}^S(\rho') \frac{\partial \ln|\rho - \rho'|}{\partial n_1} dL_2' = \frac{2}{\mu+1} \int_{L_2} H_{n_2}^0(\rho') \frac{\partial \ln|\rho - \rho'|}{\partial n_1} dL_2' + \\ &+ \frac{\chi}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\rho_2^{m+1}} \int_{L_1} dL_1'' \rho''^m H_{n_1}^S(\rho'') \int_{L_2} \frac{\partial \ln|\rho - \rho'|}{\partial n_1} \cos m(\varphi' - \varphi'') dL_2'. \end{aligned} \quad (9)$$

Применяя известное разложение [9, стр. 55, 1.448]:

$$\ln|\rho - \rho'| = \ln \rho' - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \left(\frac{\rho}{\rho'} \right)^k \cos k(\varphi - \varphi'), \quad \rho < \rho' \quad (10)$$

и последовательно выполняя очевидные действия, получаем выражение для интеграла:

$$\int_{L_2} dL_2' \frac{\partial \ln|\rho - \rho'|}{\partial n_1} \cos m(\varphi' - \varphi'') = -\frac{\pi}{m \rho_2^{m-1}} \frac{\partial}{\partial n_1} \rho^m \cos m(\varphi - \varphi''), \quad \rho \in L_1,$$

подставляем его в (9), а полученное — в (5), и, уже без ущерба смыслу заменяя дважды штрихованные координаты на единожды штрихованные, имеем следующее уравнение относительно $H_{n_1}^S(\rho)$:

$$\begin{aligned} H_{n_1}^S(\rho) - \frac{\chi}{\pi} \int_{L_1} H_{n_1}^S(\rho') \frac{\partial \ln|\rho - \rho'|}{\partial n_1} dL_1' + \frac{\chi^2}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m \rho_2^{2m}} \int_{L_1} H_{n_1}^S(\rho) \rho^m \left(\frac{\partial}{\partial n_1} \rho^m \cos m(\varphi - \varphi') \right) dL_1' = \\ = \frac{2}{\mu+1} H_{n_1}^1(\rho), \quad \rho \in L_1, \end{aligned} \quad (11)$$

где введено обозначение новой функции:

$$H_{n_1}^1(\rho) := H_{n_1}^0(\rho) + \frac{\chi}{\pi} \int_{L_2} H_{n_2}^0(\rho') \frac{\partial \ln|\rho - \rho'|}{\partial n_1} dL_2', \quad (12)$$

целиком зависящей от исходных данных задачи.

С помощью ранее использованной формулы [9, стр. 55, 1.448] сворачиваем бесконечную сумму и сводим (11) к виду:

$$\begin{aligned} H_{n_1}^S(\rho) - \frac{\chi}{\pi} \int_{L_1} H_{n_1}^S(\rho') \frac{\partial}{\partial n_1} \ln|\rho - \rho'| dL_1' - \frac{\chi^2}{\pi} \int_{L_1} H_{n_1}^S(\rho') \frac{\partial}{\partial n_1} \ln \sqrt{1 + \left(\frac{\rho \rho'}{\rho_2^2} \right)^2} - 2 \frac{\rho \rho'}{\rho_2^2} \cos(\varphi - \varphi') dL_1' = \\ = \frac{2}{\mu + 1} H_{n_1}^1(\rho), \quad \rho \in L_1. \end{aligned} \quad (13)$$

Итак, уравнение (13) позволяет найти функцию $H_{n_1}^S(\rho)$ — нормальную составляющую вектора напряженности искомого магнитного поля, взятую изнутри области S на контуре L_1 вдоль вектора $\mathbf{n}_1$, при произвольной форме контура L_1 . После нахождения функции $H_{n_1}^S(\rho)$ функция $H_{n_2}^S(\rho)$ определяется согласно (6) простой подстановкой. Таким образом, численное решение предстоит осуществить, реализуя разбиение только контура L_1 . В частных задачах есть возможность добиться снижения размерности уравнения и тем самым сделать алгоритм вычислений более устойчивым к ошибкам и менее требовательным к затратам компьютерных ресурсов.

Далее следует определиться с контуром L_1 . Примем, что в полярных координатах он задается функцией $\rho = \sigma(\varphi)$, $\varphi \in [-\pi, \pi]$. Тогда можем записать следующее разложение вектора $\mathbf{n}_1$ по ортам полярной системы координат $\mathbf{e}_\rho$ и $\mathbf{e}_\varphi$:

$$\mathbf{n}_1 = \frac{-\sigma(\varphi)\mathbf{e}_\rho + \dot{\sigma}(\varphi)\mathbf{e}_\varphi}{\sqrt{\dot{\sigma}^2(\varphi) + \sigma^2(\varphi)}}, \quad (14)$$

оператор производной вдоль вектора $\mathbf{n}_1$:

$$\frac{\partial}{\partial n_1} = \frac{-\sigma(\varphi) \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\dot{\sigma}(\varphi)}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi}}{\sqrt{\dot{\sigma}^2(\varphi) + \sigma^2(\varphi)}}, \quad (15)$$

где принято обозначение для производной: $\dot{\sigma}(\varphi) := \frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi}$.

Криволинейные интегралы в (13) сводим к определенным по отрезку $[-\pi, \pi]$, учитывая, что $dL_1' = \sqrt{\dot{\sigma}^2(\varphi') + \sigma^2(\varphi')} d\varphi'$. В дальнейших преобразованиях оказалось удобным представить функцию $\sigma(\varphi)$ в виде $\sigma(\varphi) = \rho_1 \tau(\varphi)$, соответствующим образом подставляя эту форму в (14), (15) и в выражение для dL_1' .

С учетом сказанного преобразовываем (13) и получаем интегральное уравнение:

$$\tilde{H}(\varphi) - \frac{\chi}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{H}(\varphi') (\mathbb{K}_1(\varphi, \varphi') + \chi \mathbb{K}_2(\varphi, \varphi')) d\varphi' = \frac{2}{\mu + 1} \tilde{H}^1(\varphi), \quad \varphi \in [-\pi, \pi], \quad (16)$$

при записи которого введены новые функции:

$$\tilde{H}(\varphi) := H_{n_1}^S(\sigma(\varphi), \varphi) \sqrt{\dot{\tau}^2(\varphi) + \tau^2(\varphi)} \quad \text{и} \quad \tilde{H}^1(\varphi) := H_{n_1}^1(\sigma(\varphi), \varphi) \sqrt{\dot{\tau}^2(\varphi) + \tau^2(\varphi)}, \quad (17)$$

приняты обозначения для ядер:

$$\mathbb{K}_1(\varphi, \varphi') = \begin{cases} \frac{-\tau^2(\varphi) + \tau(\varphi)\tau(\varphi')\cos(\varphi - \varphi') + \dot{\tau}(\varphi)\tau(\varphi')\sin(\varphi - \varphi')}{\tau^2(\varphi) + \tau^2(\varphi') - 2\tau(\varphi)\tau(\varphi')\cos(\varphi - \varphi')}, & \varphi \neq \varphi'; \\ \frac{0,5\tau(\varphi)\ddot{\tau}(\varphi) - 0,5\tau^2(\varphi) - \dot{\tau}^2(\varphi)}{\dot{\tau}^2(\varphi) + \tau^2(\varphi)}, & \varphi = \varphi'; \end{cases} \quad (18)$$

$$\mathbb{K}_2(\varphi, \varphi') = \frac{-\lambda^4\tau^2(\varphi)\tau^2(\varphi') + \lambda^2\tau(\varphi')[\tau(\varphi)\cos(\varphi - \varphi') + \dot{\tau}(\varphi)\sin(\varphi - \varphi')]}{1 + \lambda^4\tau^2(\varphi)\tau^2(\varphi') - 2\lambda^2\tau(\varphi)\tau(\varphi')\cos(\varphi - \varphi')}, \quad (19)$$

где принято обозначение $\lambda := \frac{\rho_1}{\rho_2}$.

В данном случае увиделось удобным приступить к решению (16) с помощью численных методов. Для этого строим дискретный аналог уравнения, выполняя следующие действия: фиксируем разбиение отрезка $[-\pi, \pi]$ на N частей; составляем массив $\{\varphi_i\}_{i=1}^N$ из центров фрагментов разбиения и массив их длин $\{\delta_i\}_{i=1}^N$; полагаем, что на каждом i -м фрагменте в силу его малости значение иско-мой функции $\tilde{H}(\varphi)$ постоянно и условно равно $\tilde{H}(\varphi_i)$. Таким образом, на основе (16) записыва-ем систему линейных алгебраических уравнений относительно величин $\{\tilde{H}(\varphi_i)\}_{i=1}^N$:

$$\left\{ \tilde{H}(\varphi_i) - \frac{\chi}{\pi} \sum_{j=1}^N \tilde{H}(\varphi_j) (\mathbb{K}_1(\varphi_i, \varphi_j) + \chi \mathbb{K}_2(\varphi_i, \varphi_j)) \delta_j = \frac{2}{\mu + 1} \tilde{H}^1(\varphi_i), \quad i = 1, 2, \dots, N. \right. \quad (20)$$

Так, на основе решения системы (20) имеем возможность получить массив значений функции $\tilde{H}(\varphi)$ в точках разбиения. Далее эти значения используем для расчета компонент результирующе-го поля, выражения для которых получаем на основе (2), где под знак интеграла по контуру L_2 подставляем $H_{n_2}^S(\rho')$ согласно выражению (8). Так, при $\rho \in \mathbb{R}^2 \setminus \{L_1 \cup L_2\}$ имеем:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\rho) = & \mathbf{F}^0(\rho) + \frac{\mu - 1}{2\pi} \int_{L_1} dL_1' H_{n_1}^S(\rho') \nabla \ln |\rho - \rho'| + \\ & + \frac{\mu - 1}{2\pi} \frac{\chi}{\pi} \nabla \int_{L_1} dL_1'' H_{n_1}^S(\rho'') \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\rho''}{\rho_2} \right)^m \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos m(\varphi' - \varphi'') \ln |\rho - \rho'| \Big|_{\rho' \in L_2}, \end{aligned} \quad (21)$$

где принято обозначение для вектор-функции, целиком зависящей от исходных данных задачи:

$$\mathbf{F}^0(\rho) := \mathbf{H}^0(\rho) + \frac{\chi}{\pi} \nabla \int_{L_2} dL_2' H_{n_2}^0(\rho') \ln |\rho - \rho'|. \quad (22)$$

Отправляемся от формы (21), выполняем необходимые преобразования, подробности которых опускаем, чтобы не увеличивать объем текста, и получаем выражения для результирующего поля в точке наблюдения ρ для трех областей пространства $\mathbb{R}^2$: внутри трубы (при ρ : $\rho < \sigma(\varphi)$, $\varphi \in [-\pi, \pi]$); в теле трубы (при ρ : $\sigma(\varphi) < \rho < \rho_2$, $\varphi \in [-\pi, \pi]$); вне трубы (при ρ : $\rho > \rho_2$). Различный вид итоговых выражений диктуется спецификой разложения (10) в каждой из упомянутых областей.

Итак, внутри трубы:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\rho) = & \mathbf{F}^0(\rho) + \frac{\mu - 1}{2\pi} \left(\mathbf{e}_\rho \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{H}(\varphi') \tau(\varphi') \left(\frac{\xi(r, \tau(\varphi'), \varphi - \varphi')}{\zeta(r, \tau(\varphi'), \varphi - \varphi')} + \chi \lambda^2 \frac{\xi(r \lambda^2 \tau(\varphi'), 1, \varphi - \varphi')}{\zeta(r \lambda^2 \tau(\varphi'), 1, \varphi - \varphi')} \right) d\varphi' + \right. \\ & \left. + \mathbf{e}_\varphi \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{H}(\varphi') \tau(\varphi') \sin(\varphi - \varphi') \left(\frac{1}{\zeta(r, \tau(\varphi'), \varphi - \varphi')} + \frac{\chi \lambda^2}{\zeta(r \lambda^2 \tau(\varphi'), 1, \varphi - \varphi')} \right) d\varphi' \right); \end{aligned} \quad (23)$$

в теле трубы:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\rho) = \mathbf{F}^0(\rho) + \\ + \frac{\mu-1}{2\pi} \left(\mathbf{e}_\rho \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{H}(\varphi') \tau(\varphi') \left(\frac{-\xi(\tau(\varphi'), r, \varphi - \varphi')}{\zeta(r, \tau(\varphi'), \varphi - \varphi')} + \chi \lambda^2 \frac{\xi(r \lambda^2 \tau(\varphi'), 1, \varphi - \varphi')}{\zeta(r \lambda^2 \tau(\varphi'), 1, \varphi - \varphi')} \right) d\varphi' + \right. \\ \left. + \mathbf{e}_\varphi \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{H}(\varphi') \tau(\varphi') \sin(\varphi - \varphi') \left(\frac{1}{\zeta(r, \tau(\varphi'), \varphi - \varphi')} + \frac{\chi \lambda^2}{\zeta(r \lambda^2 \tau(\varphi'), 1, \varphi - \varphi')} \right) d\varphi' \right); \end{aligned} \quad (24)$$

вне трубы:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\rho) = \mathbf{F}^0(\rho) + \\ + \frac{\mu\chi}{\pi} \left(\mathbf{e}_\rho \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{H}(\varphi') \tau(\varphi') \frac{-\xi(\tau(\varphi'), r, \varphi - \varphi')}{\zeta(r, \tau(\varphi'), \varphi - \varphi')} d\varphi' + \mathbf{e}_\varphi \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{H}(\varphi') \tau(\varphi') \frac{\sin(\varphi - \varphi')}{\zeta(r, \tau(\varphi'), \varphi - \varphi')} d\varphi' \right). \end{aligned} \quad (25)$$

При записи формул (23)—(25) использованы обозначения:

$$r := \frac{\rho}{\rho_1}; \quad \xi(\alpha, \beta, \gamma) = \frac{\alpha}{\beta} - \cos \gamma, \quad \zeta(\alpha, \beta, \gamma) := \alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta \cos \gamma.$$

В процессе выкладок были использованы формулы [4, стр. 54]:

$$\sum_{m=1}^{\infty} p^m \cos mt = \frac{p \cos t - p^2}{1 + p^2 - 2p \cos t} \quad \text{и} \quad \sum_{m=1}^{\infty} p^m \sin mt = \frac{p \sin t}{1 + p^2 - 2p \cos t} \quad |p| < 1.$$

С точки зрения практиков может оказаться избыточным получение выражений результирующего поля в областях, которые им, как они говорят, «не интересны». Но пренебрегать этим не стоит в связи с необходимостью выстраивания процедур тестирования решения на достоверность, например, на предмет совпадения с результатами точно решаемых задач, на выполнение условий сопряжения вектора поля на границе раздела сред.

В настоящем пункте полностью изложен алгоритм решения сформулированной задачи, при этом остается произвол для выбора формы дефектного контура L_1 и напряженности внешнего намагничивающего поля. Конкретизируем эти данные.

В качестве контура L_1 возьмем такой, что для всякой лежащей на нем точки имеет место следующая функциональная связь полярных координат ρ и φ :

$$\rho = \sigma(\varphi) \equiv \rho_1 \tau(\varphi) = \rho_1 \left(1 + \frac{\eta}{\rho_1} \exp \left(-\frac{\varphi^2}{2\varepsilon^2} \right) \right), \quad \varphi \in [-\pi, \pi], \quad (26)$$

тогда производные имеют вид:

$$\dot{\tau}(\varphi) = -\frac{\eta\varphi}{\rho_1 \varepsilon^2} \exp \left(-\frac{\varphi^2}{2\varepsilon^2} \right) \quad \text{и} \quad \ddot{\tau}(\varphi) = -\frac{\eta}{\rho_1 \varepsilon^2} \left(1 - \frac{\varphi^2}{\varepsilon^2} \right) \exp \left(-\frac{\varphi^2}{2\varepsilon^2} \right).$$

На рис. 3 приводится изображение сечения трубы, внутренний контур которого отвечает зависимости (26) при $\eta > 0$. Естественные ограничения на значения параметров η и ε , входящих в определение функции $\sigma(\varphi)$: $-\rho_1 < \eta < \rho_2 - \rho_1$; $\varepsilon > 0$. На лучах $\varphi = \pm\varepsilon$ лежат точки перегиба функции $\sigma(\varphi)$.

Принимаем, что внешнее намагничивающее поле является однородным, при этом рассмотрим два варианта, одновременно записывая на основе (12) и (17) функцию $\tilde{H}^1(\varphi)$, необходимую для подстановки в правую часть системы (16), а на основе (22) — функцию $\mathbf{F}^0(\rho)$, необходимую для расчета компонент вектора напряженности результирующего поля:

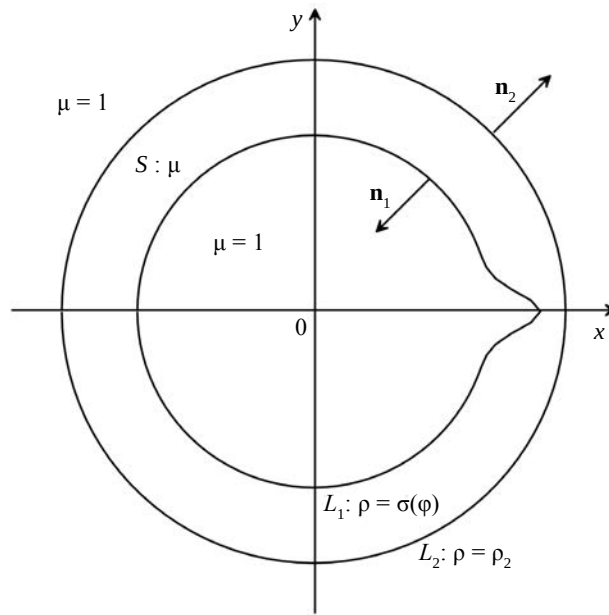


Рис. 3.

$$1) \mathbf{H}^0 = H^0 \mathbf{e}_x = H^0 (\mathbf{e}_\rho \cos \varphi - \mathbf{e}_\varphi \sin \varphi),$$

$$\tilde{H}^1(\varphi) = -\frac{2H^0}{\mu+1} (\tau(\varphi) \cos \varphi + \dot{\tau}(\varphi) \sin \varphi),$$

$$\mathbf{F}^0(\boldsymbol{\rho}) = \frac{2H^0}{\mu+1} (\mathbf{e}_\rho \cos \varphi - \mathbf{e}_\varphi \sin \varphi) \quad \text{при } \rho < \rho_2,$$

$$\mathbf{F}^0(\boldsymbol{\rho}) = H^0 \left(1 + \chi \frac{\rho_2^2}{\rho^2} \right) \mathbf{e}_\rho \cos \varphi - H^0 \left(1 - \chi \frac{\rho_2^2}{\rho^2} \right) \mathbf{e}_\varphi \sin \varphi \quad \text{при } \rho > \rho_2;$$

$$2) \mathbf{H}^0 = -H^0 \mathbf{e}_y = -H^0 (\mathbf{e}_\rho \sin \varphi + \mathbf{e}_\varphi \cos \varphi),$$

$$\tilde{H}^1(\varphi) = \frac{2H^0}{\mu+1} (\tau(\varphi) \sin \varphi - \dot{\tau}(\varphi) \cos \varphi),$$

$$\mathbf{F}^0(\boldsymbol{\rho}) = -\frac{2H^0}{\mu+1} (\mathbf{e}_\rho \sin \varphi + \mathbf{e}_\varphi \cos \varphi) \quad \text{при } \rho < \rho_2,$$

$$\mathbf{F}^0(\boldsymbol{\rho}) = -H^0 \left(1 + \chi \frac{\rho_2^2}{\rho^2} \right) \mathbf{e}_\rho \sin \varphi - H^0 \left(1 - \chi \frac{\rho_2^2}{\rho^2} \right) \mathbf{e}_\varphi \cos \varphi \quad \text{при } \rho > \rho_2.$$

Численный алгоритм какой бы то ни было задачи следует, по возможности, подвергать проверкам путем сравнения с результатом схожей по постановке задачи, желательной решаемой точно. В качестве такого инструмента тестирования естественно взять задачу о бесконечной трубе с вну-

тренним радиусом, равным ρ_1 , наружным, равным ρ_2 , и магнитной проницаемостью μ , в рамках которой компоненты результирующего поля определяются по известным формулам:

$$\mathbf{H}(\rho) = \frac{1-\chi^2}{1-\chi^2\lambda^2} \mathbf{H}^0 \quad \text{внутри трубы;}$$

$$\mathbf{H}(\rho) = \frac{1-\chi}{1-\chi^2\lambda^2} \left(\mathbf{H}^0 + \chi \hat{\mathbf{H}}^0 \frac{\rho_1^2}{\rho^2} \right) \quad \text{в теле трубы;}$$

$$\mathbf{H}(\rho) = \mathbf{H}^0 - \chi \frac{1-\lambda^2}{1-\chi^2\lambda^2} \hat{\mathbf{H}}^0 \frac{\rho_2^2}{\rho^2} \quad \text{вне трубы,}$$

при использовании которых в случае $\mathbf{H}^0 = H^0 \mathbf{e}_x = H^0 (\mathbf{e}_\rho \cos \varphi - \mathbf{e}_\varphi \sin \varphi)$ надо полагать $\hat{\mathbf{H}}^0 = -H^0 (\mathbf{e}_\rho \cos \varphi + \mathbf{e}_\varphi \sin \varphi)$, а в случае $\mathbf{H}^0 = -H^0 \mathbf{e}_y = -H^0 (\mathbf{e}_\rho \sin \varphi + \mathbf{e}_\varphi \cos \varphi)$ надо полагать $\hat{\mathbf{H}}^0 = H^0 (\mathbf{e}_\rho \sin \varphi - \mathbf{e}_\varphi \cos \varphi)$.

Эти выражения были использованы в качестве эталона для многочисленных проверок.

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Представленный в предыдущем пункте алгоритм численного решения задачи был реализован на языке программирования Fortran. При построении разбиения $\{\varphi_i\}_{i=1}^N$ отрезка $[-\pi, \pi]$ обеспечена возможность свободного выбора различной плотности разбиения в области выраженности дефекта и вне ее. «Область выраженности дефекта» может быть выбрана с определенным произволом — так был взят отрезок $[-4\varepsilon, 4\varepsilon]$. Далее под n_π понимаем число точек на отрезках $[-\pi, -4\varepsilon]$ и $[4\varepsilon, \pi]$, а под n_ε — число точек на отрезках $[-4\varepsilon, 0]$ и $[0, 4\varepsilon]$. Таким образом, общее число точек разбиения $N \equiv 2(n_\pi + n_\varepsilon)$.

Для получения решения системы линейных алгебраических уравнений (20) была использована хорошо зарекомендовавшая себя стандартная программа из известной книги [10, §3], позволяющая получить оценку числа обусловленности матрицы системы. На данном этапе были выполнены различные проверки на соответствие численного решения точному, имеющему место для безде-

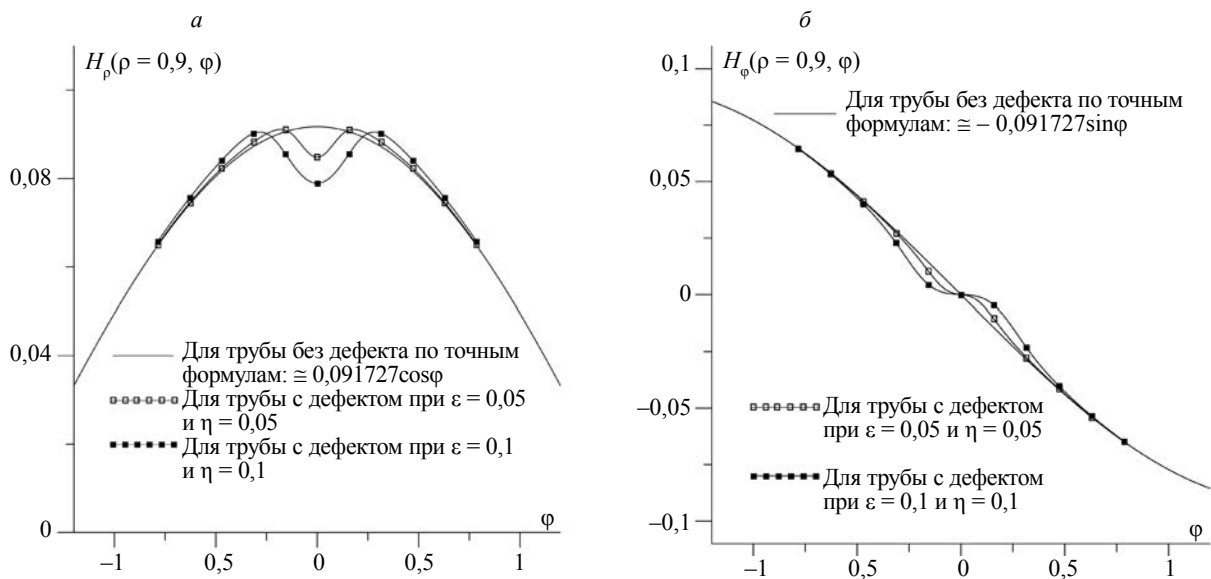


Рис. 4. Зависимости $H_\rho(\rho = 0,9, \varphi)$ (а) и $H_\varphi(\rho = 0,9, \varphi)$ (б) при $\rho_1 = 1,0$; $\rho_2 = 1,3$; $\mu = 99$; $\mathbf{H}^0 = (H^0, 0)$, $H^0 = 1$.

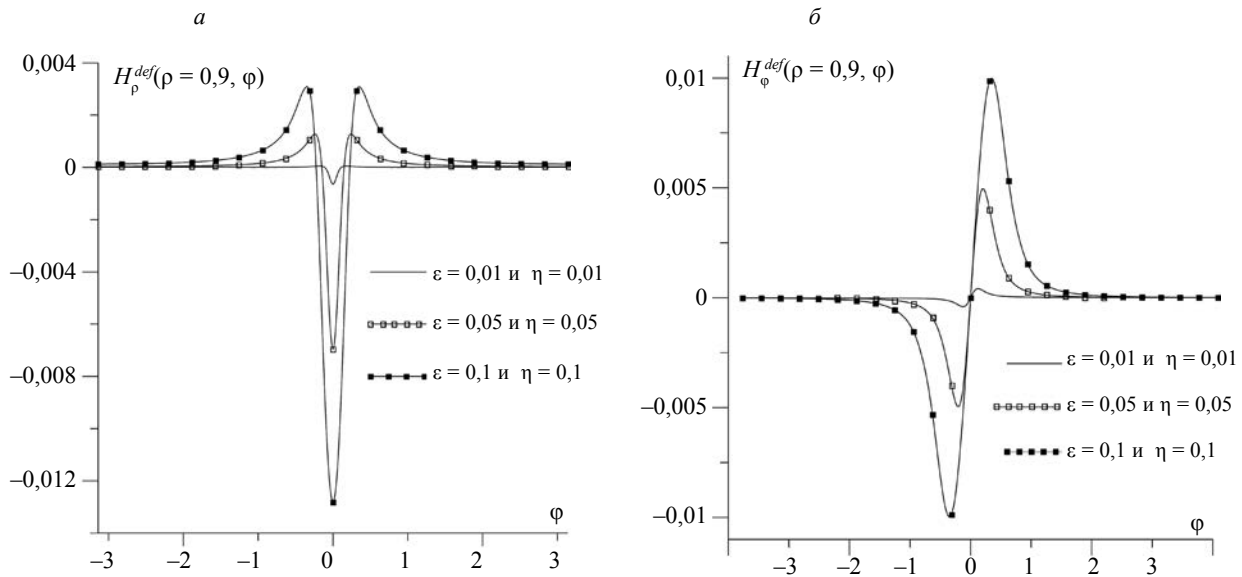


Рис. 5. Угловая зависимость ρ -компоненты (а) и ϕ -компоненты (б) поля дефекта для $\rho_1 = 1,0$; $\rho_2 = 1,3$; $\mu = 99$; $\mathbf{H}^0 = (H^0, 0)$, $H^0 = 1$.

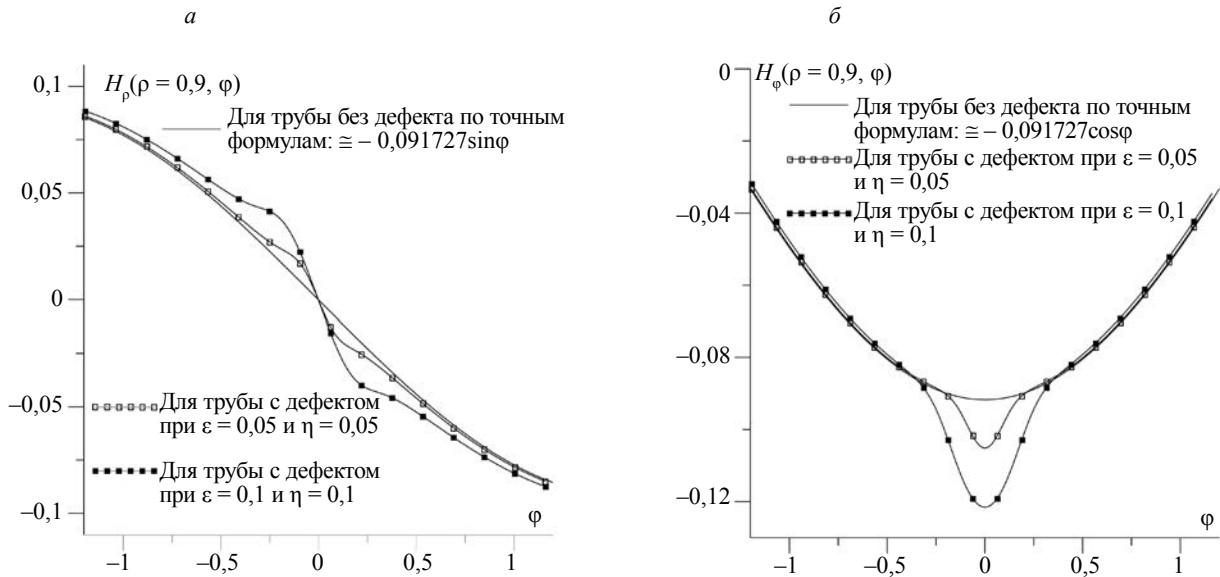


Рис. 6. $H_\rho(\rho = 0,9, \phi)$ (а) и $H_\phi(\rho = 0,9, \phi)$ (б) при $\rho_1 = 1,0$; $\rho_2 = 1,3$; $\mu = 99$; $\mathbf{H}^0 = (0, -H^0)$, $H^0 = 1$.

фектной трубы в рамках выбранной модели — группа проверочных формул приводится в конце предыдущего пункта. Численный эксперимент показал, что уже при $n_\pi = n_\epsilon = 2$ точки приближенного решения укладываются на кривую, соответствующую точному. Для дальнейших расчетов выбрано $n_\pi = n_\epsilon = 80$. Если же возникнет необходимость вычисления компонент результирующего поля вблизи ограничивающих магнетик контуров, тогда число точек лучше увеличить. Так или иначе, затраты времени на работу программы при таких условиях крайне невелики.

Сравнения с эталонными результатами проводились и на этапе вычисления компонент результирующего поля. В частности, благодаря этим проверкам была дана апостериорная оценка устойчивости и точности численного алгоритма: в зависимости от сочетания данных задачи в окончательных значениях обнаруживается стабилизация от трех до шести значащих цифр.

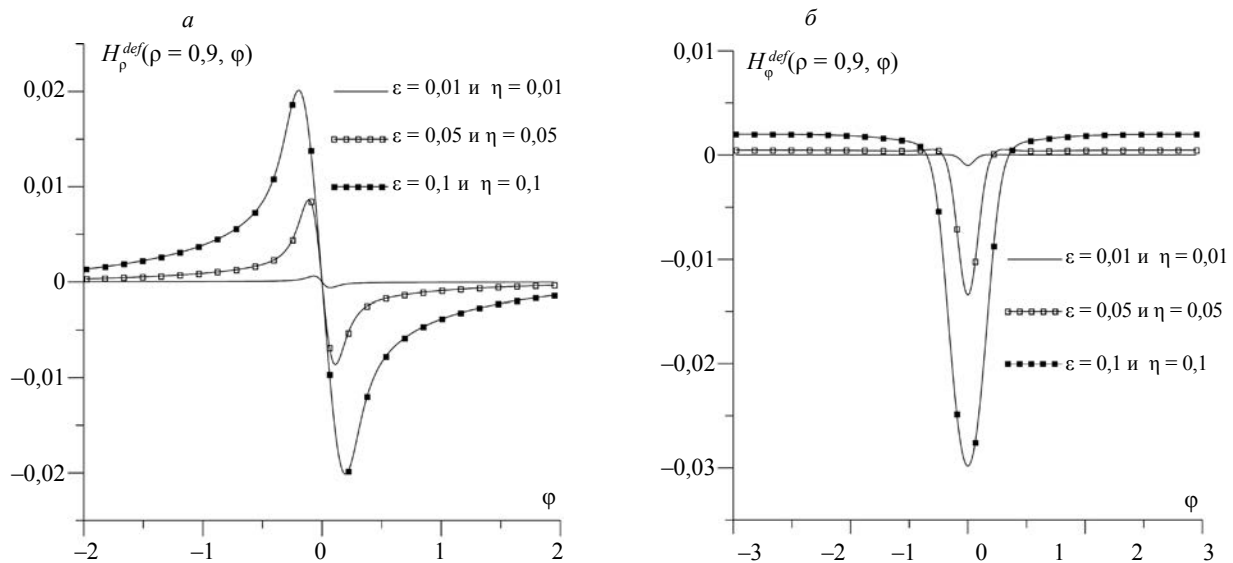


Рис. 7. Угловая зависимость ρ -компоненты (а) и ϕ -компоненты (б) поля дефекта для $\rho_1 = 1,0$; $\rho_2 = 1,3$; $\mu = 99$; $\mathbf{H}^0 = (0, -H^0)$, $H^0 = 1$.

На рис. 4а и б соответственно приводятся графики зависимости $H_\rho(\rho, \phi)$ и $H_\phi(\rho, \phi)$, построенные при $\rho = 0,9$ (точки наблюдения лежат внутри трубы) и $\mathbf{H}^0 = H^0 \mathbf{e}_x$. Сплошная линия отвечает случаю бездефектной трубы, а маркированные — случаям дефектной трубы с различными значениями параметров дефекта ε и η . На практике контроля зачастую рассматривается так называемое «поле дефекта», определяемое по формуле:

$$\mathbf{H}^{def}(\rho) = \mathbf{H}_{\text{для тела с дефектом}}(\rho) - \mathbf{H}_{\text{для тела без дефекта}}(\rho).$$

На рис. 5а изображена зависимость $H_\rho^{def}(\rho=0,9, \phi)$, а на рис. 5б — зависимость $H_\phi^{def}(\rho=0,9, \phi)$. Расчеты показали, что аналогичные кривые, построенные для случая, когда точки наблюдения располагаются вовне трубы, имеют в десятки раз меньшие абсолютные значения экстремумов. Тем самым, результаты численных расчетов согласуются с экспериментальными данными — известно, сигнал от поверхностного дефекта существенно выше, если измерения проводятся со стороны дефектной поверхности.

Аналогичные построения были выполнены для случая внешнего поля $\mathbf{H}^0 = -H^0 \mathbf{e}_y$; результирующие кривые изображены на рис. 6 и 7.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный алгоритм решения задачи легко может быть адаптирован под различные формы внутреннего дефектного контура путем выбора желаемого вида функции $\sigma(\phi)$. В рамках рассмотренного в настоящей работе вида функции $\sigma(\phi)$ вариацией параметра η можно задавать глубину дефекта, а, меняя ε , задавать узкие или размытые дефекты. Кроме того, меняя знак η , легко получаем возможность решить задачу для трубы с дефектом в виде нароста на ее внутренней поверхности. Алгоритм допускает рассмотрение и различных конфигураций внешнего намагничивающего поля.

На основе анализа результатов численного решения вполне имеет смысл рассмотреть и вопрос об условиях решения обратной задачи по раздельному определению глубины и раскрытия поверхностного дефекта.

Авторы открыты для взаимодействия с практиками магнитного контроля в плане возможной работы по сопоставлению результатов расчетов и соответствующих экспериментов.

Авторы благодарят А.В. Гапонцева за помощь в постановке задачи и интерес к результатам ее решения.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зацепин Н.Н., Щербинин В.Е.* К расчету магнитостатического поля поверхностных дефектов. I. Топография полей моделей дефектов // Дефектоскопия. 1966. № 5. С. 50—59.
2. *Щербинин В.Е., Зацепин Н.Н.* К расчету магнитостатического поля поверхностных дефектов. II. Экспериментальная проверка основных расчетных закономерностей // Дефектоскопия. 1966. № 5. С. 59—65.
3. *Кротов Л.Н.* Реконструкция границы раздела сред по пространственному распределению магнитного поля рассеяния. 1. Постановка и метод решения обратной геометрической задачи магнитостатики // Дефектоскопия. 2004. № 6. С. 76—82.
4. *Кротов Л.Н.* Реконструкция границы раздела сред по пространственному распределению магнитного поля рассеяния. 1. Исследование свойств решения вспомогательной прямой задачи // Дефектоскопия. 2004. № 2. С. 76—82.
5. *Дякин В.В., Кудряшова О.В., Раевский В.Я.* Поле рассеяния пластины с поверхностным дефектом в однородном внешнем поле // Дефектоскопия. 2018. № 12. С. 23—31.
6. *Хижняк Н.А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986. 278 с.
7. *Дякин В.В.* Математические основы классической магнитостатики. Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2016. 404 с.
8. *Михлин С.Г.* Курс математической физики. М.: Наука, 1968, 575 с.
9. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: ГИФМЛ, 1962. 1100 с.
10. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 277 с.

АНАЛИЗ СЖАТЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН ПРИ КОНТРОЛЕ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ

© 2023 г. Мд.М. Паша^{1,*}, В.С. Гали¹, Г.Т. Весала¹, Б. Суреш¹

¹Центр тепловидения, Образовательный фонд Конеру Лакимайя, Ваддесварам, Андхра-Прадеш, Индия

*E-mail: urspasha@gmail.com

Поступила в редакцию 18.12.2022; после доработки 31.12.2022

Принята к публикации 13.01.2023

Определение параметров подповерхностных слоев изделий в активной термографии требует высокой скорости съемки, что приводит к сокращению времени экспозиции, избыточности данных, требованию большой пропускной способности, нерациональному использованию ресурсов датчика и памяти. Компрессионное зондирование (КЗ) — это методика получения данных, с помощью которой преодолеваются данные ограничения путем получения сигнала на частотах ниже частоты Найквиста при меньшем количестве измерений, учитывая, что сигнал разрежен в некоторых преобразованных областях и восстанавливается до исходного отклика. В данной работе проверяется эффективность применения КЗ при визуализации частотно-модулированных тепловых волн путем проведения экспериментов на образцах из низкоуглеродистой стали с высоким тепловым откликом с искусственно созданными дефектами. Дискретное косинус-преобразование выбрано в качестве метода априорного разрежения, а ортогональное согласованное преследование используется для восстановления исходного теплового отклика из сжатых изображений. Первоначально проводится анализ выбора оптимального параметра разреженности и количества измерений, затем осуществляется оценка влияния количества измерений на обнаружение дефектов в различных методах постобработки, используемых при частотно-модулированной импульсации. Обнаруженные дефекты и их качественный анализ с помощью оценки отношения сигнал/шум подтвердили пригодность КЗ для эффективного восстановления данных тепловых измерений и, таким образом, улучшения восстановления формы дефектов.

Ключевые слова: активная термография, компрессионное зондирование, дискретное косинус-преобразование, визуализация частотно-модулированных тепловых волн, малоуглеродистая сталь, ортогональное согласованное преследование.

DOI: 10.31857/S0130308223020057, EDN: BWSCAS

ВВЕДЕНИЕ

Компрессионное зондирование (КЗ) — это метод получения сигнала, при котором сигнал принимается на частоте ниже частоты Найквиста и обеспечивается точное восстановление при условии, что сигнал разрежен и данные измерений некогерентны [1—3]. Многие сигналы в реальных условиях имеют разреженное представление в области преобразований, в которой очень мало коэффициентов являются значимыми. Небольшой набор случайных измерений может распознать разреженный сигнал. Однако на финальном этапе методы обработки применяются к большим однородным данным, которые интерполируются или восстанавливаются из сжатых результатов измерений. Поэтому КЗ имеет потенциал для получения необходимой информации для точного восстановления сжатых или разреженных сигналов с использованием низкоразмерных нелинейных проекций. КЗ эффективно используется в различных приложениях для получения/обработки сигналов [4], изображений [5] и видео [6].

Подобно этим приложениям, активная термография (АТ) является методом неразрушающего контроля, широко используемым для выявления и определения характеристик дефектов на различных промышленных объектах. АТ использует возмущенные тепловые волны в объекте под действием управляемого оптического импульса для выявления дефектов в виде карты температурного контраста во всем поле, бесконтактным, безопасным и дистанционным способом с помощью инфракрасной камеры [7]. За последние два десятилетия появилось большое разнообразие методов модуляции, адаптированных из технологии RADAR, начиная от быстрых процедур с импульсами высокой пиковой мощности до занимающих много времени схем с кодированием низкой пиковой мощности [8]. Однако АТ генерирует огромные трехмерные видеоданные, содержащие тепловой отклик объекта на модулированный оптический импульс. В связи с этим рекомендуется использовать эффективные методы сжатия или восстановления термографических данных, которые позволяют преодолеть проблемы, связанные с потребностью в памяти и временем контроля. Эти методы извлекают и сохраняют ключевую информацию о подповерхностных дефектах из этих пространственно-временных данных, которые демонстрируют высокое отношение сигнал/шум для дефектов, что в дальнейшем необходимо для количественного анализа [9—19].

Обычный подход к сжатию или восстановлению заключается в извлечении максимального теплового контраста на каждом дефекте и времени его появления из информации во временной области при импульсной термографии [9]. В отличие от этого метода прямого контраста, основанного на одномерном решении уравнения диффузии Фурье, методы абсолютного контраста разработаны для получения контрастных изображений для идентификации подповерхностных дефектов [10]. Другая распространенная практика получения наиболее заметных пространственных особенностей заключается в получении их представления в частотной области путем применения преобразования Фурье к временной информации и выделения амплитудных или фазовых изображений на одной частоте [11]. С другой стороны, обобщение всей последовательности в одно единственное изображение становится возможным при использовании статистических моментов, таких как асимметрия и эксцесс, которые подчеркивают дефекты и неоднородности, присутствующие в информации об образце [12].

Аналогичным образом другие статистические подходы, основанные на анализе данных, такие как анализ главных компонент, восстановление теплового сигнала, анализ независимых компонент, оценка по методу наименьших квадратов и ортонормальное проекционное преобразование, были использованы в качестве методов сжатия термографических данных [13—16]. Здесь сжатие данных распространяется на еще несколько компонент, в отличие от предыдущих, поскольку они являются наиболее значимыми изменениями, присутствующими в тепловых сигналах. Для схем кодированного возбуждения сжатие импульсов на основе согласованного фильтра концентрирует всю энергию теплового отклика на пике главного лепестка, тем самым повышая отношение сигнал/шум [17]. Образ пиковой задержки, сформированный из пиковых значений сжатых профилей, связанных с ними временных задержек с пиком эталонного профиля, обеспечивает улучшенное обнаружение и количественную детализацию дефектов [18]. Вычисление пиковой задержки для количественного анализа требует высокой скорости съемки, что приводит к малому времени экспозиции камеры и низкому качеству изображения [21]. Но, в целом, сжатые изображения импульсов после пика основного лепестка подвергаются анализу для улучшенной визуализации дефектов и разрешения по глубине [19].

Однако количество сгенерированных данных зависит от времени эксперимента (измерения) и скорости съемки при АТ, когда при этом отклик от объекта играет важную роль. Съемка объектов с малым тепловым откликом может производиться на малых скоростях, в то время как материалы с большим тепловым откликом рекомендуются снимать на высоких скоростях [23]. Получение тепловых изображений с высоким разрешением, получаемых при высокоскоростной съемке, приводит к наличию больших объемов данных, которые для хранения требуют большого количества памяти и большой пропускающей способности для передачи от дистанционных контролирующих модулей, таких как беспилотники или роботы, к этапу последующей обработки или к узлу управления. Как объяснялось ранее, компрессионное зондирование (КЗ) облегчает сбор информации на частотах ниже частоты Найквиста и дальнейшее восстановление для последующей обработки. В недавнем прошлом в нескольких исследованиях для сжатия информации при АТ использовали компрессионное зондирование или особенности разреженного представления термографических данных [21—23].

Авторы в [21] подчеркнули необходимость в высокой скорости съемки, соответственно малом времени экспозиции, приводящем к низкому качеству термограмм, и поэтому предложили метод неоднородной регистрации данных при визуализации частотно-модулированных тепловых волн, стимулированных свечением светодиода. Собранная таким образом информация занимает половину памяти, как и фактические данные с тем же разрешением, а восстановленная последовательность с помощью метода кубической сплайн-интерполяции восстанавливает сжатые результаты измерений для дальнейшей обработки. В [22] они применили этот метод к квадратичному частотно-модулированному импульсу, учитывая возможность разреженного представления временных тепловых профилей, как было сказано ранее, и предложили в [22] оптимизированный алгоритм разреженного восстановления. С другой стороны, авторы применяли итеративное совместное разрежение для получения фототермических изображений со сверхразрешением, учитывая разреженность дефектов в пространственной области [23].

В этой статье подтверждается применение КЗ при визуализации частотно-модулированных тепловых волн путем проведения экспериментов на образцах из малоуглеродистой стали с искусственно смоделированными дефектами плоского дна разного размера с различной глубиной. В качестве матрицы априорной разреженности выбрано дискретное косинус-преобразование (ДКП), а для восстановления исходного теплового отклика по результатам сжатия используется ортогональное согласованное преследование. В данном случае КЗ используется для измерения временных вариаций теплового отклика образца. Эффективная способность метода КЗ к восстановлению

первоначально анализируется на временном тепловом профиле, чтобы определить оптимальный уровень разреженности и количество измерений. Эффективность восстановления оценивается с помощью среднеквадратичной ошибки и отношения сигнал/шум (ОСШ) между исходным и восстановленным методом КЗ тепловым профилем. Результат восстановления проверяется с помощью среднеквадратичной ошибки и отношения сигнал/шум (ОСШ) между исходным и восстановленным с помощью КЗ тепловым профилем. Затем устанавливается уровень разреженности и варьируется количество измерений для определения подходящего минимального количества измерений, необходимого для эффективного восстановления исходных тепловых данных для выбранного уровня разреженности. Далее обычные методы обработки, такие как фаза преобразования Фурье [11, 12], сжатие импульса [17, 19], метод главных компонент [13] и **Фаза Chirp Z-преобразования** [24, 25], применяются к восстановленным с использованием КЗ тепловым данным и сравниваются с исходными тепловыми данными. Это качественное сравнение, подкрепленное наблюдаемым увеличением ОСШ дефектов, позволило сделать вывод об оптимальном уровне разреженности, количестве измерений и, наконец, о пригодности КЗ в АТ.

Остальная часть статьи организована следующим образом. В разделе II представлен краткий обзор метода КЗ с алгоритмами восстановления на основе минимизации, подходящими для термографии. В разделе III приводится выбор материала и детали экспериментов, а в разделе IV — результаты и анализ выбора правильного уровня разреженности и количества измерений для эффективного восстановления тепловых данных КЗ. Наконец, раздел V завершает статью кратким комментарием о полученных результатах и перспективах на будущее.

КОМПРЕССИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ АКТИВНОЙ ТЕРМОГРАФИИ

Сжатое зондирование — это новый способ получения сигнала, который позволяет получать сигнал с меньшей частотой дискретизации и обеспечивает точное восстановление при условии, что сигнал разрежен, а данные измерений некогерентны. Многие сигналы в реальных приложениях имеют разреженное представление в области преобразования, в которой очень мало коэффициентов являются значимыми, следовательно, сигнал КЗ является пригодным. Теория метода КЗ была впервые предложена в 2006 году в двух новых работах [1] и [2], с тех пор в этой области было проведено много исследований.

Под задачей восстановления КЗ можно понимать задачу оценки разреженного сигнала, который наилучшим образом представляет сжатые измерения. Математически процесс измерения КЗ представим следующим образом [1]:

$$y = \Phi x, \quad (1)$$

где x — входной сигнал длины N , который должен быть сжат; Φ — матрица измерений $M \times N$, а y — сжатый вектор измерений длины $M \ll N$. Процесс компрессионного сжатия проиллюстрирован на рис. 1. На основе этих измерений y , сигнал x может быть восстановлен с учетом Φ , если x разрежен по базису Ψ :

$$x = \Psi a, \quad (2)$$

где a — K -разреженный сигнал, т.е. он имеет наибольшее K ненулевых элементов. Из уравнений (1) и (2):

$$y = \Theta a, \quad (3)$$

где $\Theta = \Phi\Psi$.

Следовательно, используя модель, показанную на рис. 1, восстановление разреженного сигнала x может быть выполнено путем решения уравнения (1). Поскольку число измерений M намного меньше, чем размерность N сигнала x , эта ситуация является недоопределенной, и восстановление x по y является плохо поставленной задачей и имеет множество решений. При этом условии единственное решение может быть найдено путем решения оптимизационной задачи [1—6]:

$$\hat{a} = \operatorname{argmin} \|a\|_1 \text{ subject to } \Theta a = y, \quad (4)$$

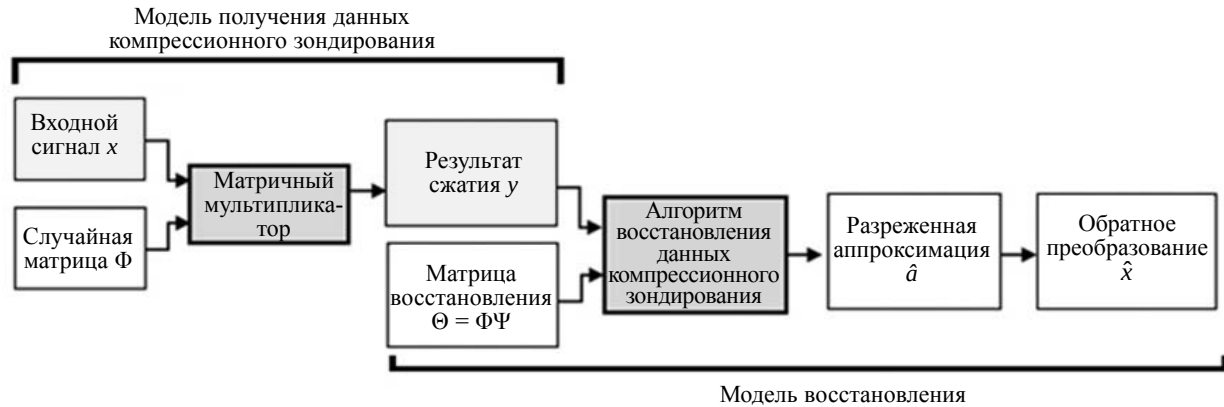


Рис. 1. Модель получения и восстановления сигналов при компрессионном зондировании.

где $\hat{a}$ — оценка разреженного вектора a ; u — сжатые данные; $\|a\|_1$ — l_1 -норма a и является суммой абсолютных величин a . Из $\hat{a}$ путем применения обратного преобразования с использованием базисов Ψ находится $\hat{x}$ (оценка входного сигнала x). Решение задачи минимизации l_1 -нормы является оптимизационной задачей, которая может быть эффективно решена с помощью линейного программирования.

Поскольку количество измерений u много меньше входного сигнала x , матрица измерений Φ должна быть тщательно продумана. Для K -разреженного сигнала она должна удовлетворять свойству ограниченной изометрии (СОИ), чтобы получать максимум информации о сигнале в сжатой форме. Кроме того, он должен быть некогерентным с базисами Ψ для того, чтобы включить как можно больше информации в минимум измерений [26, 27]. Вышеуказанная проблема может быть решена [26, 27]. В [28] было показано, что количество измерений M для успешного восстановления сигнала задается следующим образом:

$$M \geq 0 \left(k \log \frac{N}{K} \right). \quad (5)$$

Случайные матрицы, такие как гауссова или матрица Бернулли [29], удовлетворяют RIP и, как показано, являются некогерентными с любым из базисов Ψ . Теория компрессионного зондирования предложила множество способов решения проблемы восстановления разреженных сигналов. Два основных алгоритмических подхода к решению задачи минимизации l_1 -нормы в уравнении (4) — это алгоритмы выпуклой оптимизации и жадные алгоритмы. Методы выпуклой оптимизации, такие как поиск базиса шумоподавления (ПБШП), предоставляют разреженные решения за счет очень малого количества измерений, но их вычислительная сложность очень высока [24]. Жадные методы являются вычислительно быстрыми по сравнению с выпуклой оптимизацией и восстанавливают разреженный сигнал итеративно [4]. Самыми известными жадными алгоритмами являются согласованное преследование (СП), ортогональное согласованное преследование (ОСП), согласованное преследование с компрессионным сжатием (СПКС) и итеративная жесткая пороговая обработка (ИЖПО). ОСП итеративно восстанавливает разреженный сигнал и вычисляет улучшенную оценку разреженного сигнала до тех пор, пока не будет достигнут критерий остановки. На каждом шаге ОСП выбирает столбец, который в значительной степени коррелирует с остатком. Этот столбец добавляется к выбранному множеству, алгоритм обновляет остаток путем проецирования наблюдений на это множество и продолжает итерацию. Он прост и быстр в реализации по сравнению с ПБШП.

В данном случае КЗ применялось в частотно-модулированной термографии для исследования подповерхностных дефектов в образце из низкоуглеродистой стали. В целом, известно, что временной тепловой профиль или термографические данные являются разреженными в некоторых областях преобразования [9—16], т.е. лишь часть коэффициентов в области преобразования могут его представить. Преобразование Фурье является наиболее распространенным методом, когда тепловой профиль представлен в виде комбинации действительных и мнимых компонентов в частот-

ной области. Однако в этом случае дискретное косинус-преобразование (ДКП) рассматривается в виде априорной разреженности, поскольку в этом методе используются только вещественные числа и длина вдвое меньше, чем в БПФ [32]. Поскольку в ДКП комплексные члены игнорируются, оно требует гораздо меньше памяти для хранения и низкой пропускной способности для передачи сжатых измерений, а также задача восстановления становится проще и менее сложной. На этапе восстановления в конкретном случае используется алгоритм ОСП, поскольку он быстрый и менее сложный [24]. Блок-схема алгоритма ОСП показана на рис. 2.

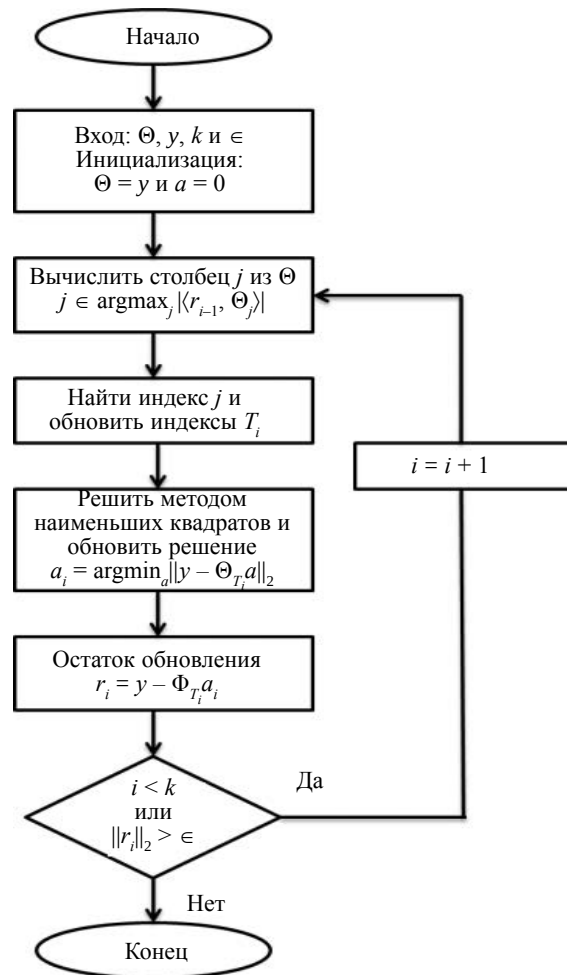


Рис. 2. Блок-схема алгоритма ОСП.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Целью работы является изучение применимости КЗ в АТ для идентификации подповерхностных дефектов с ограниченным числом измерений для объектов с быстрым откликом. Поэтому эксперименты проводятся на образце из низкоуглеродистой стали с искусственными плоскими донными отверстиями различных размеров на разных глубинах. Схематическое расположение и фронтальный вид испытуемого образца представлены на рис. 3а и б соответственно. Перед началом эксперимента передняя поверхность образца покрывается черной краской с излучательной способностью 0,95 для получения равномерной излучательной способности по всей поверхности. Во время эксперимента образец возбуждается оптическим импульсом мощностью 2 кВт с частотной модуляцией в диапазоне от 0,01 до 0,1 Гц, освещаясь набором галогенных ламп в течение 100 с. Относительный тепловой отклик записывается с помощью тепловизора FLIR

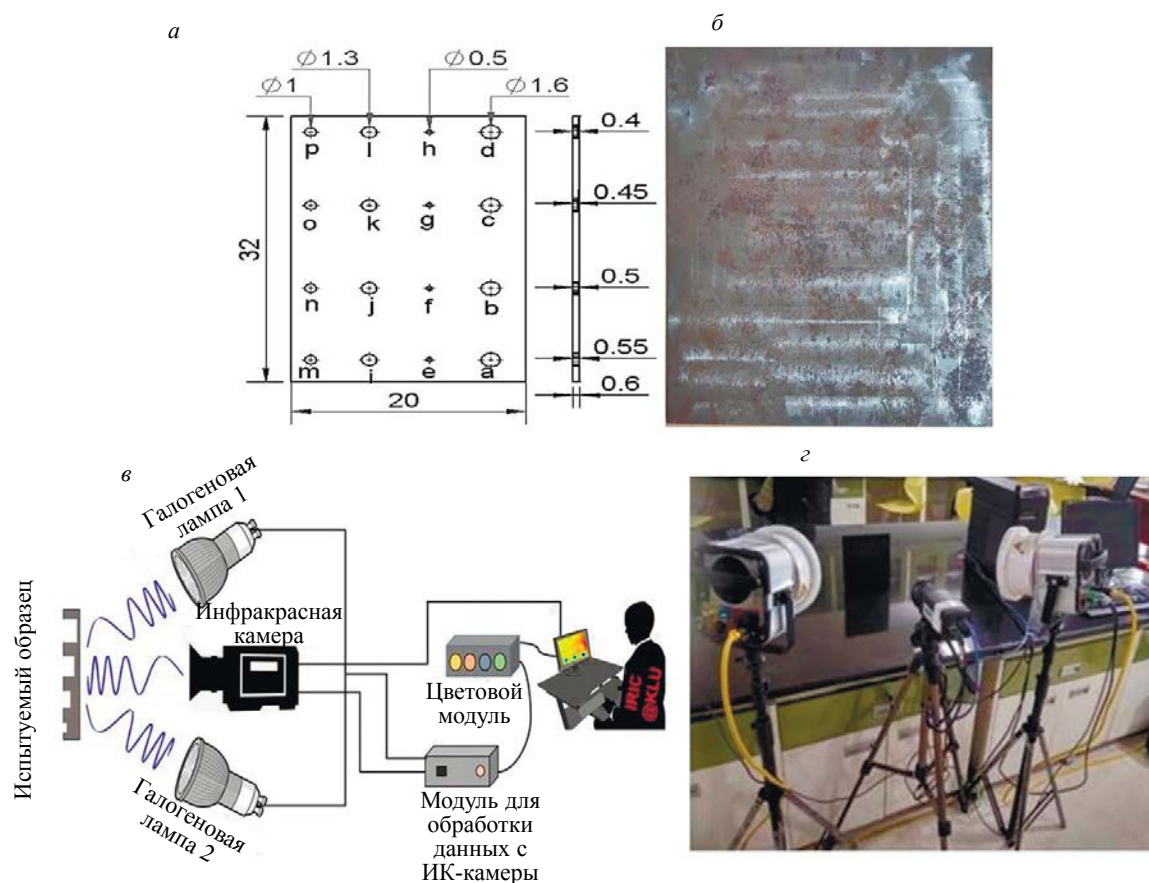


Рис. 3. Схематичное расположение (все размеры в см) (а); фронтальный вид испытуемого образца (б); схема установки (в); экспериментальная установка АТ (г).

A655SC. Формирователь изображения в инфракрасной области спектра работает в спектральном диапазоне 7—14 мкм, осуществляя съемку со скоростью 25 кадров/с. Схематическая и экспериментальная установка активной термографии показаны на рис. 3в и г соответственно. Полученный тепловой отклик анализируется на применимость КЗ путем сравнения различных методов обработки исходного и восстановленного теплового отклика, как указано в следующем разделе.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученный тепловой отклик образца из углеродистой стали представляет собой видеоряд, записываемый каждые 0,04 с в течение 100 с, в результате чего получается 2500 кадров, каждый из которых имеет разрешение 235×174 пикселей после удаления фона, отличного от испытуемого образца. Каждый пиксель во всех кадрах представляет собой фактический отклик испытуемого образца на подаваемый модулированный оптический стимул, известный как временной тепловой отклик. Эта исходная информация представляет собой статическую и динамическую составляющие, где первая — это среднее повышение температуры из-за постоянного смещения, добавляемого к возбуждению для устранения отрицательного цикла нагрева импульса, а вторая — это фактический и желаемый отклик образца. Таким образом, обычные методы обработки включают этап предварительной обработки, на котором с помощью соответствующих методов обработки удаляется статический компонент и извлекается выбранный динамический компонент. Однако в данном контексте КЗ собирает тепловую информацию на частоте ниже Найквиста, что приводит к очень малому количеству измерений исходного теплового отклика. Следовательно, предложенный подход КЗ применяется к профилю одного пикселя в бездефектной области до и после обработки для наблюдения за оценочным распределением k -разреженных коэффициентов.

Как было сказано ранее, в качестве разреженной матрицы коэффициентов выбрано дискрет-

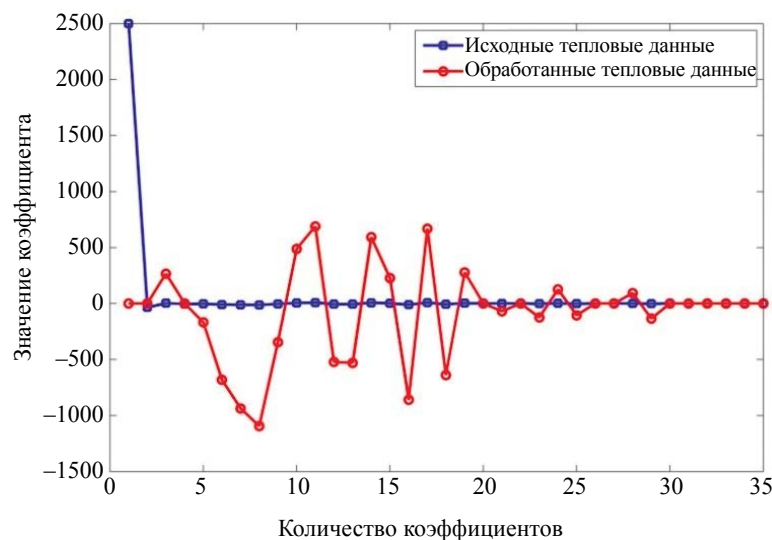


Рис. 4. Оценочные разреженные коэффициенты для исходным и обработанных данных тепловых откликов.

ное косинус-преобразование (ДКП), а в качестве алгоритма восстановления с регуляризацией по l_1 -норме используется ортогональное согласованное преследование (ОСП). Хорошо известно, что ДКП выделяет большую часть всех данных в первых нескольких компонентах; разреженность выбрана равной 35, а количество измерений — 250, что составляет 10 % от фактической длины теплового профиля. Первые несколько оценочных разреженных коэффициентов для исходного и обработанного теплового профиля показаны на рис. 4. Поскольку ДКП получает частотные компоненты теплового профиля, коэффициенты разреженности представляют собой то же самое, что и соответствующие значения величины. Они показывают, что средний уровень подъема в исходном тепловом профиле обусловлен постоянной составляющей. Следовательно, он выделяет большую часть всех данных и малую часть данных, близких к нулю для других коэффициентов. С другой стороны, скорректированный тепловой профиль обладает только динамической составляющей, которая является фактической реакцией образца на заданный стимул. Следовательно, значительная энергия распределяется по первым нескольким компонентам, охватывающим спектр импульса. Выбранное значение разреженности равно 35, так как после него значения коэффициентов становятся полностью нулевыми. Однако эти оптимальные параметры были выбраны после серии исследований исходных и обработанных тепловых откликов, при этом один из этих параметров (разреженность и количество измерений) оставался постоянным, а другой варьировался.

В первую очередь, число измерений задано равным 350, а уровень разреженности варьируется от 5 до 55 с шагом в 15 элементов. Исходные необработанные и обработанные тепловые профили (выделены красным цветом), а также восстановленные сигналы КЗ для различных уровней разреженности показаны на рис. 5а и б соответственно. Соответствующий спектр представлен на рис. 5в, где каждый цвет обозначает соответствующий уровень разреженности, как указано в легенде. Из рисунка видно, что очень малые уровни разреженности (5) не обеспечивают эффективного восстановления теплового профиля, поскольку они пропускают фактические коэффициенты ДКП, которые покрывают спектр импульса, что также видно из спектра. С другой стороны, более высокие уровни разреженности (45 и 55) восстанавливают шум в тепловом профиле, поскольку эти коэффициенты покрывают высокочастотные составляющие в ДКП, которые содержат шум в тепловых профилях. Таким образом, средние уровни разреженности (такие как 25 и 35), продемонстрировали эффективное восстановление теплового профиля, обозначенного черным и голубым цветом на рисунке соответственно. Однако наблюдение огибающей и спектра показывает, что 35-элементная разреженность подходит для эффективной реконструкции теплового профиля.

Во-вторых, уровень разреженности установлен на 35, а количество измерений с шагом 50 ва-

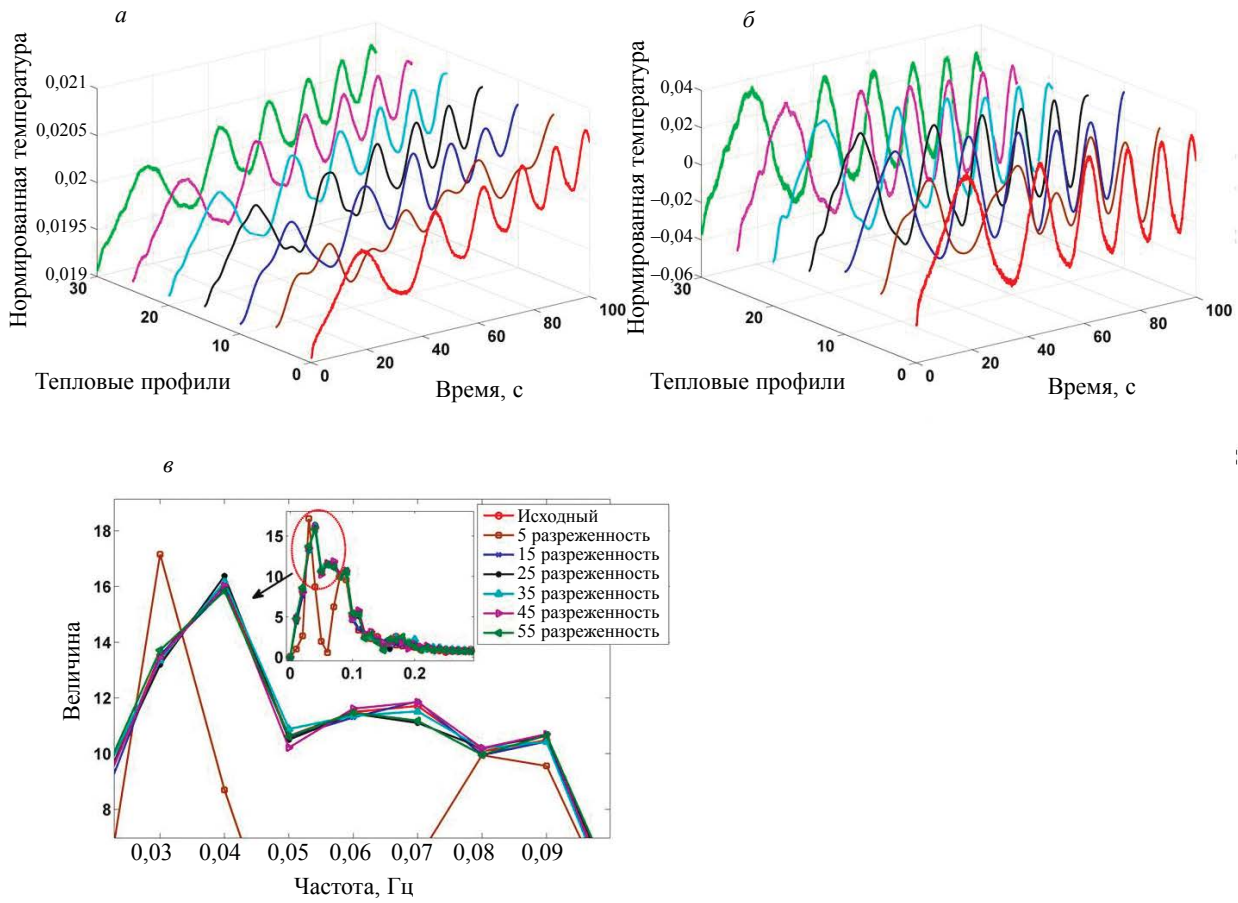


Рис. 5. Исходные (красные) и восстановленные тепловые профили для 350 измерений при различных уровнях разреженности:
 а — исходные; б — обработанные тепловые профили; в — их спектр.

рыруется от 250 до 500, что составляет от 10 до 20 % от фактических измерений. Исходные необработанные и обработанные тепловые профили (выделены красным цветом) и восстановленные по методу КЗ тепловые профили для различных измерений показаны на рис. 6а и б соответственно. Соответствующий спектр представлен на рис. 6в, где каждый цвет обозначает соответствующее количество измерений, как указано в легенде. В обоих случаях видно, что в восстановленных тепловых профилях устраняется шум, а также наблюдается, что огибающая сигнала нарушается при меньшем количестве измерений и достигает своей нормальной формы после 350 измерений. В дополнение к этим наблюдениям, эффективное восстановление для различных уровней разреженности и измерений количественно оценивается с помощью среднеквадратичной ошибки (СКОш) и отношения сигнал/шум (ОСШ), которые определяются как:

$$\text{СКОш} = \frac{(T_{\text{восст}} - T_{\text{исх}})^2}{T_{\text{исх}}^2}, \quad (6)$$

$$\text{ОСШ} = 10 \cdot \log \left(\frac{T_{\text{восст}}^2}{(T_{\text{исх}}^2 - T_{\text{восст}}^2)} \right). \quad (7)$$

В табл. 1 показаны соответствующие значения СКОш и ОСШ, полученные для различных уровней разреженности и количества измерений для необработанных и обработанных тепловых профилей с использованием КЗ. Из табл. 1 видно, что значения СКОш и ОСШ очень высоки для исходных тепловых профилей, восстановленных с помощью КЗ, по сравнению с обработанными-

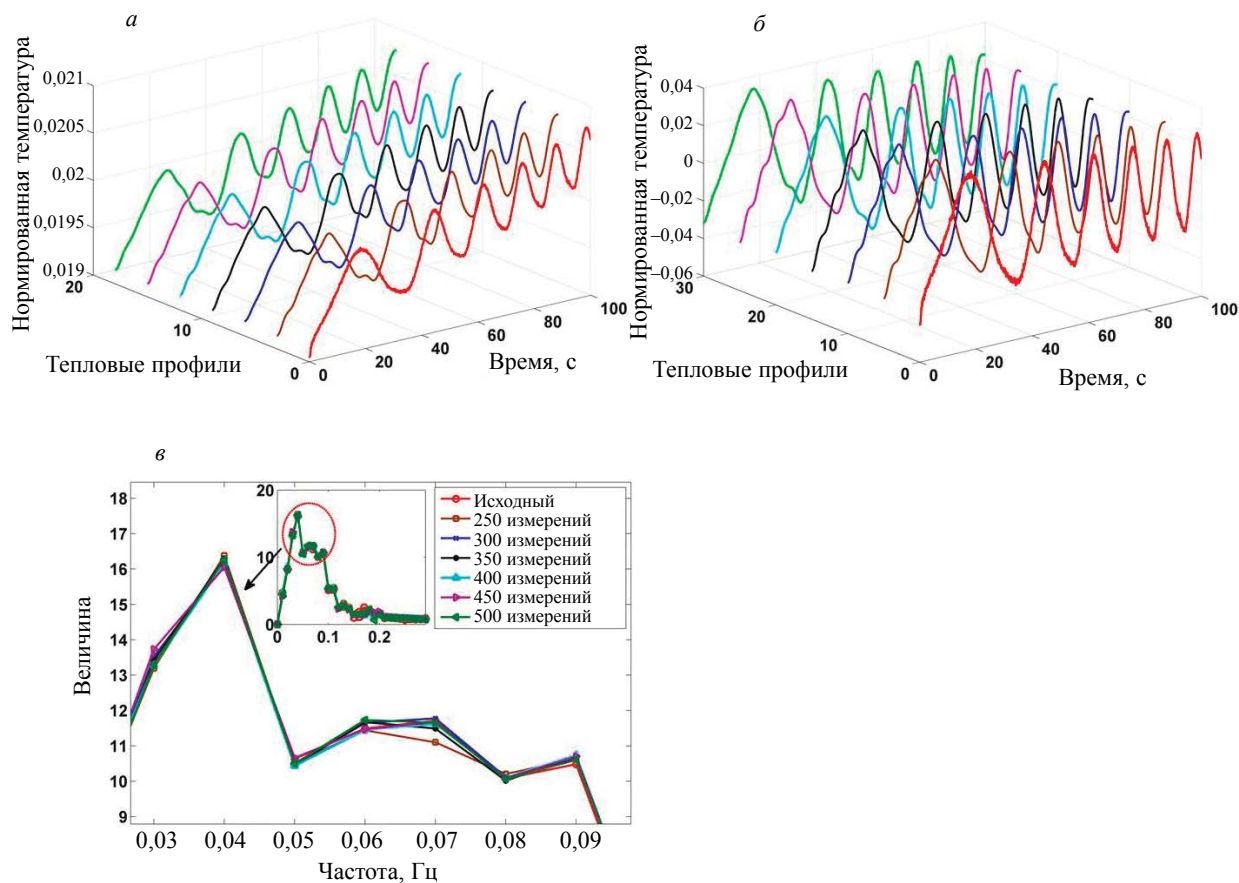


Рис. 6. Исходные (красные) и восстановленные тепловые профили при 35-элементной разреженности и различном количестве измерений:

a — исходные; *б* — обработанные тепловые профили; *в* — их спектр.

Таблица 1

СКОш и ОСШ восстановленных тепловых профилей (исходных и обработанных) при различной степени разреженности и различном количестве измерений

Тепловой профиль		Исходный		Обработанный	
Параметр	Значение	СКОш, $\times 10^{-7}$	ОСШ, дБ	СКОш, $\times 10^{-2}$	ОСШ, дБ
Разреженность	5	777,09	83,94	40,96	12,52
	15	86,9	107,67	2,88	17,73
	25	15,31	119,37	0,82	28,58
	35	8,86	120,52	0,57	35,13
	45	7,4341	125,36	0,67	37,11
	55	9,8865	121,79	0,84	34,11
Количество измерений	250	12,53	119,37	0,65	31,28
	300	12,34	118,87	0,53	34,48
	350	12,36	122,07	0,51	35,85
	400	12,39	116,69	0,52	33,26
	450	12,17	120,66	0,48	37,33
	500	12,30	119,08	0,47	33,44

ми, что в основном обусловлено средним ростом температуры. Также замечено, что степень разреженности существенно влияет на СКОш и ОСШ, поскольку увеличение степени разреженности

снижает СКОш и повышает ОСШ до определенных коэффициентов разреженности как для необработанных, так и для обработанных тепловых профилей. Это помогает выбрать оптимальный параметр разреженности. С другой стороны, количество измерений в меньшей степени изменяет эти параметры, а случайность в измерениях приводит к ошибочному распределению, что затрудняет выбор оптимального количества измерений. Таким образом, правильный выбор количества измерений подтверждается применением методов постобработки восстановленных тепловых данных КЗ и сравнением с результатами исходных тепловых данных.

Фаза преобразования Фурье (ПФ-фаза)

При использовании ПФ-фазы каждый профиль пикселя в поле зрения обрабатывается с помощью преобразования Фурье, а соответствующая фаза перемещается в соответствующее место для формирования фазограмм. Для анализа выбирается подходящая частотная составляющая, которая выявляет детали дефекта на соответствующей фазограмме [11 и 13]. Та же процедура проводится для восстановленных методом КЗ тепловых данных образца из низкоуглеродистой стали для всех различных измерений и исходных обработанных тепловых данных. Фазограммы, наблюдаемые на частоте 0,07 Гц для всех восстановленных методом КЗ тепловых данных и исходных тепловых данных, представлены на рис. 7а—г с цветовой картой, обозначающей фазу соответственно. Высокие значения фазы в правом верхнем углу, указывающие на дефект, обусловлены царапиной на передней поверхности образца.

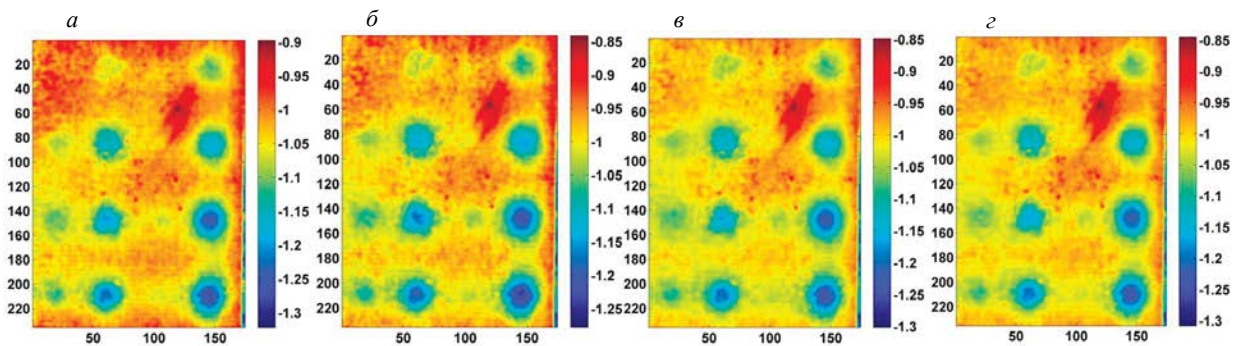


Рис. 7. Фазограммы при 0,07 Гц для восстановленных методом КЗ тепловых данных:
а — 250; б — 350; в — 500 измерений; г — исходные тепловые данные.

Видно, что фазограммы восстановленного теплового отклика практически повторяют фазограммы, полученные из исходного теплового отклика. Однако, наблюдая за значениями фазы и контраста, очевидно, что большее количество измерений привело к неоднородности в бездефектной области, что ограничивает идентификацию дефектов малого диаметра (5 мм). Но при меньшем количестве измерений устранение избыточных высокочастотных компонентов способствует минимизации неоднородных бездефектных областей и идентификации дефектов малого размера с лучшими границами. Сравнение с исходной фазограммой тепловых данных показывает, что измерения в диапазоне от 300 до 400 воспроизводят фактическую фазограмму с незначительными различиями в значениях фазы. Фазограммы восстановленных тепловых данных 350 измерений в указанном диапазоне представлены на рис. 7б, демонстрируя фазовый контраст, аналогичный фазограмме исходных данных, приведенной на рис. 7г.

Сжатие импульса

Сжатие импульса — метод обработки во временной области, при котором профиль каждого пикселя в поле зрения кросс-коррелирует с эталонным тепловым профилем на бездефектной области и профиль корреляции перестраивается в соответствующем месте пикселя для формирования куба коррелограммы [17, 19]. Кросс-корреляция концентрирует всю энергию в главном лепестке профиля, тем самым минимизируя шум, добавляемый к тепловым данным во время эксперимента.

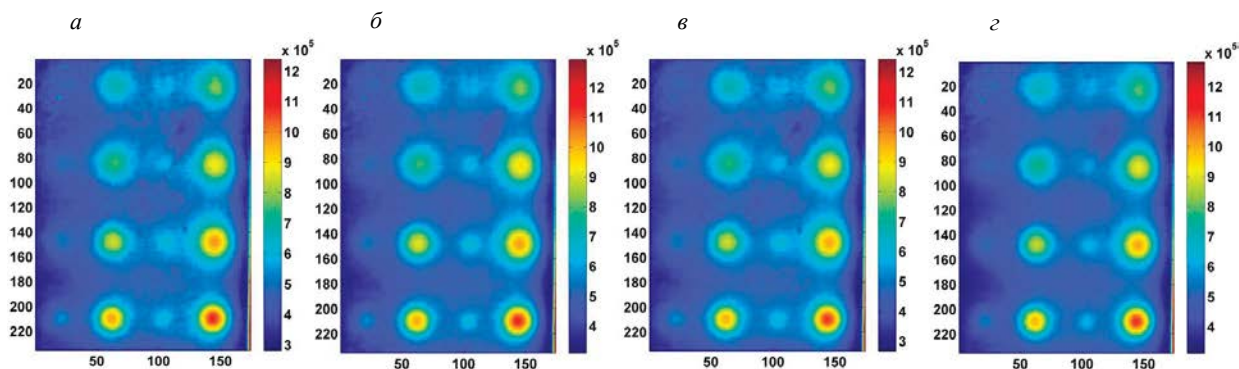


Рис. 8. Изображения контраста корреляции на 3,44 секунде восстановленных тепловых данных методом КЗ: *а* — 250; *б* — 350; *в* — 500 измерений; *г* — исходные тепловые данные.

Изображение контраста пика главного лепестка дает детали дефекта, а задержка в появлении пика по отношению к пику эталонного профиля используется для количественного анализа [17].

Изображение корреляционного контраста после появления пика, что аналогично латеральной диффузии тепла при импульсном стимуле, дает лучший контраст дефекта, чем пиковый контраст [19]. Таким образом, изображение коэффициента корреляции на 3,44 с для всех восстановленных тепловых данных с помощью КЗ различных измерений и исходных тепловых данных представлено на рис. 8*а—г*, где цветовая полоса обозначает коэффициент корреляции соответственно. По сравнению с ПФ-фазой, ПК разрешил почти все дефекты с меньшей неоднородностью фона и лучшим контрастом для дефектных и бездефектных областей. Из рисунка также видно, что изображения коэффициента корреляции тепловых данных, восстановленных с помощью КЗ, для всех измерений демонстрируют очень незначительные отклонения от оригинала. Однако при ближайшем рассмотрении, дефекты, идентифицированные на корреляционных изображениях при 300—400 измерениях, отличаются незначительно лучшими границами дефектов и лучшим контрастом для дефектов малого размера (5 мм). Например, на рис. 8*б* показаны корреляционные изображения восстановленных тепловых данных 350 измерений. С другой стороны, меньшее и большее количество измерений приводит к сохранению латеральной диффузии на границах дефектов, что приводит к неровным краям дефектов.

Метод главных компонент (МГК)

МГК — это метод статистической обработки, который создает низкоразмерное представление посредством линейной проекции, известной как главные компоненты, на основе вариаций данных высокой размерности. Вариации располагаются в порядке убывания таким образом, что первые несколько главных компонент представляют собой наиболее значимые вариации данных. МГК может быть получена из разложения по собственным значениям или разложения по сингулярным значениям (РСЗ). МГК учитывает как временные, так и пространственные изменения температуры и создает низкоразмерное представление, которое обладает наиболее значимыми характеристиками данных, что приводит к улучшению обнаружения дефектов [13, 19]. В данном контексте, третья главная компонента (ГК) всех тепловых данных, восстановленных методом КЗ, различных измерений и исходных тепловых данных представлен на рис. 9*а—г* с цветовой полосой, обозначающей значение ГК соответственно. Видно, что ГК исходных данных имеет много отличий от ГК тепловых данных, восстановленных с помощью КЗ.

Это связано с тем, что МГК учитывает временные и пространственные отношения профилей пикселей, в отличие от предыдущих методов, которые используют только временные изменения тепловых данных. Следовательно, МГК эффективно сохраняет пространственную связь между пикселями, что минимизирует неоднородный фон в бездефектной области и идентифицирует дефект диаметром 10 мм на глубине 2 мм в левом верхнем углу образца, который едва заметен в других подходах. Однако количество измерений влияет на МГК таким образом, что увеличение количества измерений приводит к неоднородности по краям образца и затрудняет идентификацию дефектов диаметром 10 мм. Для проверки этого количество КЗ-измерений было подобрано равным фактическому размеру тепловых данных (2500) и наблюдалась та же ГК, что и в исходных данных, как показано на рис. 9*г*.

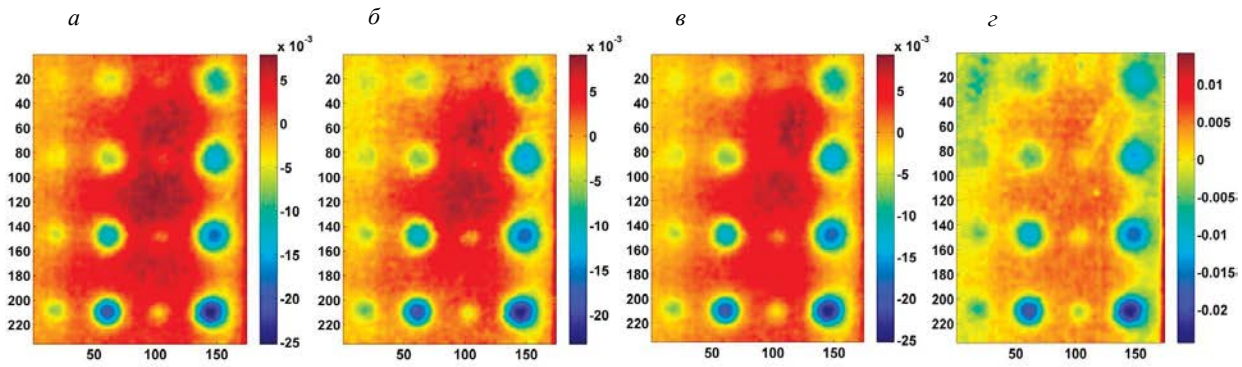


Рис. 9. Главная компонента тепловых данных, восстановленных с помощью КЗ:
 а — 250; б — 350; в — 500 измерений; з — исходные тепловые данные.

Фаза Chirp Z-преобразования (CZT-фаза)

CZT-фаза является частным случаем и позволяет преодолеть ограниченную способность преобразования Фурье к частотному разрешению путем увеличения полосы выбранного диапазона частот и увеличения числа выборок до целой степени 2. В недавнем прошлом наблюдалось развитие возможностей CZT-фазы в схемах кодированной стимуляции, поскольку она обеспечивает глубинное разрешение, количественную оценку и определение параметров дефектов [25, 26]. В данном случае фактический отклик образца, предоставляющий информацию о дефектах в FT-фазе, наблюдается в диапазоне от 0,07 до 0,09 Гц в трех образцах с разрешением всего 0,01 Гц. Теперь CZT применяется к каждому тепловому профилю, увеличивая масштаб в полосе от 0,065 до 0,085 Гц, увеличивая количество образцов до 4096 с разрешением каждого образца $0,48 \times 10^{-6}$ Гц. Соответствующая фаза переставляется в соответствующее место и наблюдаются фазограммы для улучшения обнаружения дефектов. Соответствующая фазограмма на частоте 0,0668 Гц для всех тепловых данных, восстановленных методом КЗ различных измерений, и исходных тепловых данных представлена на рис. 10а—г с цветовой полосой, обозначающей значение фазы соответственно. Первоначально, по сравнению с ПФ-фазой, наблюдаемой на частоте 0,07 Гц, фазограммы CZT значительно устраняют фоновые помехи до определенного уровня. При наблюдении CZT фазограмм тепловых данных, восстановленных методом КЗ, видно, что фоновая неоднородность постепенно уменьшается, что отрицательно сказывается на разрешении дефектов малого размера (диаметром 5 мм). Тем не менее, это привело к значительному контрасту для данных КЗ измерений от 300 до 400, среди которых лучшая фазограмма при восстановленных тепловых данных 350 измерений, как показано на рис. 10б.

Из всего первичного анализа тепловых профилей и карт дефектов, наблюдаемых с помощью методов обработки, делается основной вывод, что измерения в диапазоне от 300 до 400 подходят для эффективного восстановления тепловых данных с помощью КЗ. В дополнение к этому

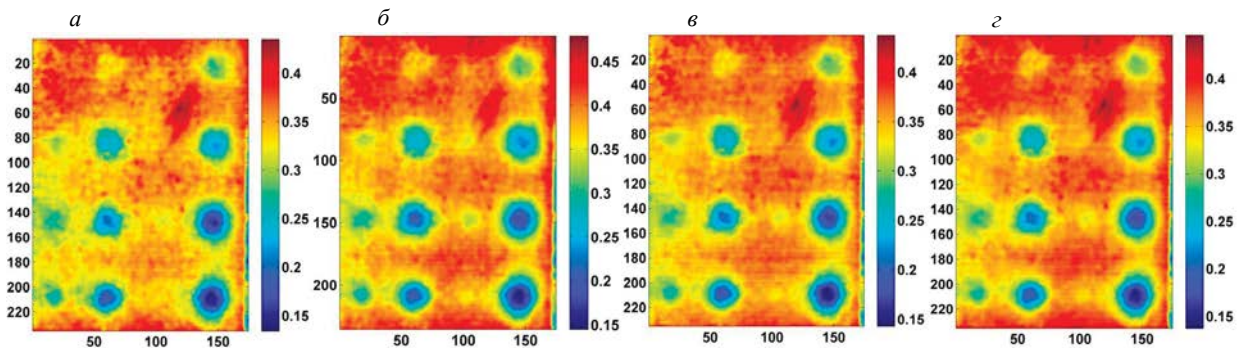


Рис. 10. CZT-фазограмма при 0,0668 Гц тепловых данных, восстановленных методом КЗ:
 а — 250; б — 350; в — 500 измерений; з — исходные тепловые данные.

первичному подтверждению количественный анализ усиления сигнала дефектов дополнительно подтверждает применимость КЗ в АТ, что достигается путем вычисления отношения сигнал—шум дефекта ($ОСШ_{\text{деф}}$). $ОСШ$ дефекта отличается от $ОСШ$, упомянутого выше, здесь сигнал рассматривается как средняя разница между дефектом и бездефектным участком, шум принимается как стандартное отклонение бездефектной (б/д) области, а $ОСШ$ дефекта — это отношение между ними, заданное следующим образом:

$$ОСШ_{\text{деф}} = 20 \cdot \log \left(\frac{\mu_{\text{деф}} - \mu_{\text{б/д}}}{\sigma_{\text{б/д}}} \right). \quad (8)$$

Рассматриваются дефекты диаметром 13 и 5 мм на глубине 0,5 мм, $ОСШ$ вычисляется для всех методов обработки и результат представлен на рис. 11а и б соответственно. Видно, что МГК превосходит все другие методы обработки, так как он обеспечивает улучшенный сигнал дефекта с последующим сжатием импульса. Основное преимущество МГК заключается в том, что КЗ, восстановленное из нескольких коэффициентов ДКП, представляет собой фактический отклик образца в данной полосе воздействия импульса с гораздо меньшим уровнем шума. И применение МГК к этим данным извлекает наиболее значимые особенности с пространственной и временной корреляцией, что приводит к дефектам с лучшим $ОСШ$. С другой стороны, хотя CZT-фаза лучше обнаруживает дефекты, чем ПФ-фаза, обе они страдают от помех в звуковых областях, что влияет на $ОСШ$ дефектов, который ниже, чем у других методов. Тем не менее из графиков $ОСШ$ видно, что большинство значений $ОСШ$ тепловых данных, восстановленных методом КЗ, приближаются к исходным данным после 300 измерений.

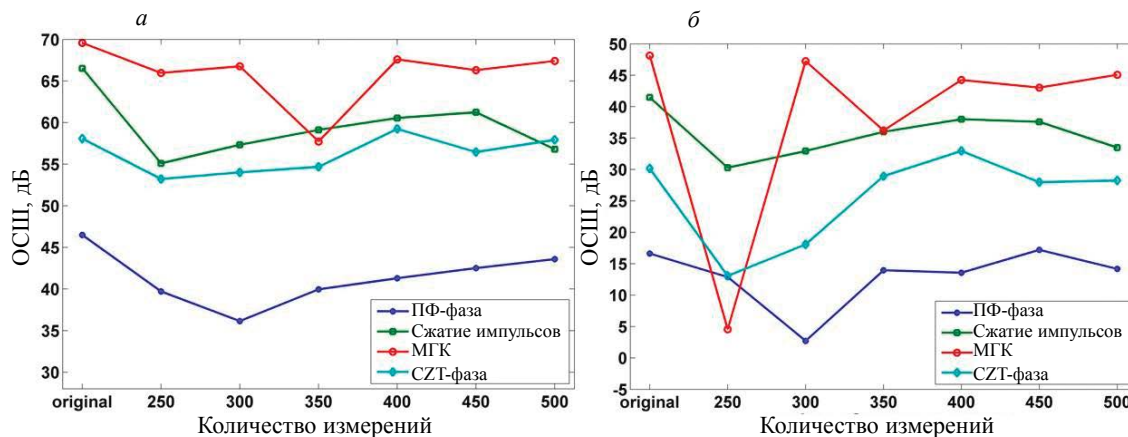


Рис. 11. $ОСШ$ дефектов с диаметрами 13 мм (а) и 5 мм (б) для различных методов обработки исходных и восстановленных методом КЗ тепловых профилей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье анализируется применимость компрессионного зондирования в изображении частотно-модулированных тепловых волн с целью анализа пригодности для записи теплового отклика на частоте ниже частоты Найквиста и достижения лучшего обнаружения дефектов. Поскольку металлические объекты с высоким откликом требуют высокой скорости съемки в АТ, эксперимент проводится на образце из малоуглеродистой стали, а полученные тепловые данные подвергаются компрессорному зондированию. Используя ДКП в качестве априорного разрежения и ОСП в качестве алгоритма восстановления, тепловые данные сжимаются и восстанавливаются при различных уровнях разреженности и различных количествах измерений. Поскольку принятый подход КЗ эффективно восстанавливает тепловой отклик, сжатые данные занимают гораздо меньше места в памяти, чем фактические тепловые данные. Реальные данные требуют 337 МБ памяти, в то время как сжатые данные 250 и 500 измерений требуют 73,3 и 145 МБ памяти соответственно. Среднее время восстановления общих тепловых данных для всех измерений на оборудовании с 8 ГБ ОЗУ составляет 19,83 мин. Первичные результаты по отдельным тепло-

вым профилям показывают, что уровень разреженности сильно влияет на точность восстановления и минимизацию шума по показателям СКОш и ОСШ, поэтому для данного случая был выбран оптимальный уровень разреженности, равный 35.

С другой стороны, количество измерений оказывает значительно меньшее влияние на эти параметры и восстановленные тепловые профили. Поэтому влияние количества измерений было дополнительно проанализировано путем восстановления сжатых данных для нескольких измерений и их обработки с помощью обычных методов обработки. Результаты показывают, что оптимальные результаты с улучшенными подписями дефектов с лучшими границами наблюдаются при количестве измерений от 300 до 400. Эти наблюдения позволяют сделать вывод, что КЗ применим в АТ, что может быть реализовано в случаях дистанционного контроля, когда ограничена пропускная способность каналов хранения и передачи данных. Будущие направления сосредоточены на анализе других КЗ-подходов и внедрении их в аппаратное обеспечение для сжатия данных, передачи и свёрхразрешения тепловых изображений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Candes E.* Compressive Sampling // Int. Congress of Mathematics. 2006. P. 1433—1452.
2. *Candes E., Wakin M.* An introduction to compressive sampling // IEEE Signal Processing Magazine. 2008. V. 25 (2). P. 21—30.
3. *Davenport M., Duarte M., Eldar Y., Kutyniok G.* Introduction to compressed sensing. Chapter in Compressed Sensing: Theory and Applications. Cambridge University Press, 2012.
4. *de Oliveira Mateus M., Khosravy Mahdi, Monteiro Henrique L.M., Cabral Thales W., Dias Felipe M., Lima Marcelo A.A., Manso Silva Leandro R., Duque Carlos A.* Compressive sensing of electroencephalogram: a review // Compressive sensing in healthcare. 2020. P. 247—268.
5. *Gunasheela S.K., Prasantha H.S.* Compressed sensing for image compression: survey of algorithms. Emerging Research in Computing, Information, Communication and Applications. Springer, Singapore, 2019. P. 507—517.
6. *Shi Jianing V., Sankaranarayanan Aswin C., Studer Christoph, Baraniuk Richard G.* Video compressive sensing for dynamic MRI // BMC neuroscience. 2012. V. 13. No. 1. P. 1—1.
7. *Maldague X.P.V.* Theory and Practice of Infrared Thermography for Nondestructive Testing. New York: Wiley, 2001.
8. *Ciampa Francesco, Mahmoodi Pooya, Pinto Fulvio, Meo Michele.* Recent advances in active infrared thermography for non-destructive testing of aerospace components // Sensors. 2018. V. 18. No. 2. P. 609.
9. *Bison P.G., Bressan C., Di Sarno R., Grinzato E., Marinetti S., Manduchi G.* Thermal NDE of delaminations in plastic materials by neural network processing // QIRT. 1995. V. 94. P. 214—219.
10. *Ibarra-Castanedo Clemente, Benítez Hernan, Maldague Xavier, Bendada Abdelhakim.* Review of thermal-contrast-based signal processing techniques for the nondestructive testing and evaluation of materials by infrared thermography / Proc. Int. Workshop on Imaging NDE. 2007. Kalpakkam, India, 25—28 April 2007. P. 1—6.
11. *Bagavac Petra, Krstulović-Opara Lovre, Domazet Željko.* Infrared thermography of steel structure by FFT // Materials Today: Proceedings. 2019. No. 12. P. 298—303.
12. *Garrido Iván, Lagüela Susana, Sfarra Stefano, Arias Pedro.* Development of thermal principles for the automation of the thermographic monitoring of cultural heritage // Sensors. 2020. V. 20. No. 12. P. 3392.
13. *Panella F.W., Pirinu A.* Application of pulsed thermography and post-processing techniques for CFRP industrial components // Journal of Nondestructive Evaluation. 2021. V. 40. No. 2. P. 1—17.
14. *Fleuret Julien R., Ebrahimi Samira, Ibarra-Castanedo Clemente, Maldague Xavier P.V.* Independent component analysis applied on pulsed thermographic data for carbon fiber reinforced plastic inspection: a comparative study // Applied Sciences. 2021. V. 11. No. 10. P. 4377.
15. *Lopez Fernando, Ibarra-Castanedo Clemente, de Paulo Nicolau Vicente, Maldague Xavier.* Optimization of pulsed thermography inspection by partial least-squares regression // Ndt & E International. 2014. V. 66. P. 128—138.
16. *Subhani S.K., Suresh B., Ghali V.S.* Orthonormal projection approach for depth-resolvable subsurface analysis in non-stationary thermal wave imaging // Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring. 2016. V. 58. No. 1. P. 42—45.
17. *Tabatabaei Nima, Mandelis Andreas.* Thermal-wave radar: A novel subsurface imaging modality with extended depth-resolution dynamic range // Review of Scientific Instruments. 2009. V. 80. No. 3. P. 034902.
18. *Wang Fei, Wang Yonghui, Liu Junyan, Wang Yang.* The feature recognition of CFRP subsurface defects using low-energy chirp-pulsed radar thermography // IEEE Transactions on Industrial Informatics. 2019. V. 16. No. 8. P. 5160—5168.
19. *Rani Anju, Ravibabu Mulaveesala.* Depth resolved pulse compression favourable frequency modulated thermal wave imaging for quantitative characterization of glass fibre reinforced polymer // Infrared Physics & Technology. 2020. V. 110. P. 103441.

20. Deane Shakeb, Avdelidis Nicolas P., Ibarra-Castanedo Clemente, Williamson Alex A., Withers Stephen, Zolotas Argyrios, Maldague Xavier P.V. et al. Development of a thermal excitation source used in an active thermographic UAV platform // Quantitative InfraRed Thermography Journal. 2022. P. 1—32.
21. Roy Deboshree, Tuli Suneet. Applicability of LED-based excitation source for defect depth resolved frequency modulated thermal wave imaging // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. 2017. V. 66. No. 10. P. 2658—2665.
22. Roy Deboshree, Babu Prabhu, Tuli Suneet. Sparse reconstruction-based thermal imaging for defect detection // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. 2019. V. 68. No. 11. P. 4550—4558.
23. Ahmadi Samim, Burgholzer P., Mayr G., Jung P., Caire G., Ziegler Mathias. Photothermal super resolution imaging: A comparison of different thermographic reconstruction techniques // NDT & E International. 2020. V. 111. P. 102228.
24. Chen S.S., Donoho D.L., Saunders M.A. Atomic decomposition by basis pursuit // SIAM J. Sci. Comput. 1999. V. 43. No. 1. P. 129—159.
25. Subhani Sk., Tanguturi Rama Chaithanya, Ghali V.S. Chirp Z Transform Based Barker Coded Thermal Wave Imaging for the Characterization of Fiber Reinforced Polymers // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2021. V. 57. No. 7. P. 627—634.
26. Vesala G.T., Ghali V.S., Subhani S., Naga Prasanthi Y. Material characterisation by enhanced resolution in non-stationary thermal wave imaging // Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring. 2021. V. 63. No. 12. P. 721—726.
27. Candes E., Romberg J. Practical signal recovery from random projections // IEEE Transactions on Signal Processing. 2005.
28. Candes E., Romberg J., Tao T. Stable signal recovery from incomplete and inaccurate measurements // Communications on Pure and Applied Mathematics. 2006. V. 59. No. 8. P. 1207—1223.
29. Candes E.J., Romberg J. Sparsity and incoherence in compressive sampling // Inverse Problems. 2007. V. 23. No. 3. P. 969—985.
30. Candes E., Tao T. Near optimal signal recovery from random projections and universal encoding strategies / Technical Report math. CA/0410542. 2004.
31. Pati Y.C., Rezaifar R., Krishnaprasad P.S. Orthogonal matching pursuit: recursive function approximation with applications to wavelet decomposition / Proc. Rec 27th Asilomar Conf Sign. Syst Comput, 1993.
32. Murthy N.S.S.R., Muralikrishna I.V. Comparative Analysis of FFT and DCT Performances in Image Compression and Evaluation of Their Performances // Indian Journal Of Applied Research. 2015. V. 5. No. 11.
-

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ НАПЛАВКЕ

© 2023 г. Д.Н. Трушников^{1,*}, Е.Л. Кротова^{1,**}, С.С. Стариков^{1,***}, Н.А. Мусихин^{1,****},
С.В. Варушкин^{1,*****}, Е.В. Матвеев^{1,*****}

¹Пермский национальный исследовательский политехнический университет,
Россия 614990 Пермь, Комсомольский пр-т, 29

E-mail: *trdimitr@yandex.ru; **lenkakrotova@yandex.ru; ***StarikovSS@pnppk.ru;
****musikhin.nikolay@yandex.ru; *****stepan.varushkin@mail.ru; *****zhenyamatveev@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.11.2022; после доработки 26.12.2022

Принята к публикации 29.12.2022

Поставлена обратная задача восстановления поверхности по сигналу тормозного рентгеновского излучения применительно к процессу наплавки валика при аддитивном производстве, а также приведено ее решение с использованием итерационного метода восстановления. Численная реализация осуществлена на примере восстановления трех типов симметричных объектов: гауссова поверхность, полусфера, цилиндр. Сравнение показало хорошее соответствие восстановленных поверхностей с заданными.

Ключевые слова: электронно-лучевая наплавка, аддитивные технологии, осцилляция, обратная задача, математическое моделирование, рентгеновское излучение.

DOI: 10.31857/S0130308223020069, **EDN:** BWTWVJ

ВВЕДЕНИЕ

Электронно-лучевая наплавка является одним из перспективных методов аддитивного производства (3D-печати), реализующего послойное формирование изделия путем добавления материала к основе. Однако важной проблемой при разработке бездефектных изделий является обеспечение воспроизводимости качества наплавляемых участков. Аддитивное производство наплавкой проволочного материала представляет собой последовательное наложение километров сварных швов при постоянно меняющихся условиях теплоотвода, наложенных на колебательную природу поведения ванны расплавленного металла. Даже незначительные отклонения режима от требуемого могут приводить к формированию критических дефектов в виде несплавлений, подрезов, крупных пор, отклонения от требуемой геометрии. Решением может быть осуществление оперативного контроля процесса на основе анализа сигналов сопутствующих процессу излучений, таких как световое, тепловое, рентгеновское излучение, потоки заряженных частиц из области взаимодействия электронного луча с металлом. Такого рода сигналы называют вторично-эмиссионными и широко используются при построении систем автоматизации процесса сварки и наплавки [1—3]. Перспективными являются системы контроля процесса наплавки, основанные на регистрации сигнала рентгеновского излучения с помощью специальных датчиков [4]. Рентгеновские лучи распространяются точно по прямым траекториям, не отклоняются под действием электрических и магнитных полей и практически не поглощаются парами металлов и плазмой над областью взаимодействия электронного луча с металлом. Перечисленные аспекты обуславливают высокую помехозащищенность датчиков рентгеновского излучения в сравнении с датчиками вторичных и отраженных электронов, ионов и др. [5].

В литературе описаны устройства, реализующие контроль параметров процесса при взаимодействии электронного луча с обрабатываемыми материалами [6, 7]. В работе [7] применяются методы компьютерной томографии для определения распределения плотности тока луча. Известны системы управления процессом наплавки посредством контроля вводимой мощности [8], точного позиционирования электронного луча относительно присадочной проволоки [9], контроля траектории движения луча относительно детали [1, 10] и др.

Перспективными являются методы, позволяющие получать информацию о ванне наплавленного металла и о формируемом наплавляемом валике непосредственно во время наплавки [11]. Ранее авторами [12] была осуществлена постановка обратной задачи, а также сформулированы требования условной корректности, гарантирующие единственность решения задачи в ограничениях области условной корректности для задачи реконструкции формы области взаимодействия электронного луча с металлом. Однако результатом решения является дифференциальное уравнение,

которое не берется в квадратурах стандартными способами, и нахождение разрешающей функции осуществляется с помощью приближенных численных методов. В данной работе представлена постановка обратной задачи восстановления поверхности по сигналу тормозного рентгеновского излучения применительно к процессу наплавки валика при аддитивном производстве, а также приведено ее решение с использованием итерационного метода восстановления ART.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Обработка материала электронным лучом в вакуумной камере представляет собой сложный процесс с большим количеством влияющих параметров, при этом важнейшими являются энергетические характеристики самого электронного пучка: ток электронного пучка, ускоряющее напряжение и плотность распределения энергии по сечению электронного пучка. Экспериментальные данные показывают, что распределение плотности тока по сечению электронного пучка с достаточной степенью точности можно описать нормальным законом распределения [13]. При построении математической модели распределение мощности электронного пучка описывалось законом двухмерного нормального распределения Гаусса:

$$j(x, y) = \frac{I}{2\pi\sigma_x\sigma_y \cdot \sqrt{1-\rho^2}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2(1-\rho^2)} \cdot \left[\frac{(x-\Delta x)^2}{\sigma_x^2} - \rho \frac{2(x-\Delta x)(y-\Delta y)}{\sigma_x\sigma_y} + \frac{(y-\Delta y)^2}{\sigma_y^2} \right] \right\}, \quad (1)$$

где x — координата по оси абсцисс; y — координата по оси ординат; σ_x — стандартное квадратичное отклонение вдоль оси абсцисс; σ_y — стандартное квадратичное отклонение вдоль оси ординат; ρ — коэффициент корреляции (в нашем случае принимался за 0); Δx — смещение электронного луча относительно проволоки по x ; Δy — смещение электронного луча относительно проволоки по y .

При взаимодействии электронного пучка с материалом электроны в результате торможения теряют свою энергию. В результате возникает рентгеновское излучение, локализованное в месте взаимодействия электронного пучка с обрабатываемым материалом. В зависимости от величины энергии электронов, бомбардирующих поверхность, возникает два типа рентгеновского излучения: тормозное и характеристическое. Если энергия электронов меньше некоторой определенной величины, то возникает только тормозное излучение.

На тормозной спектр сильное влияние оказывает начальная кинетическая энергия электронов K , величина которой связана с ускоряющим напряжением U_0 :

$$K = e \cdot U_0. \quad (2)$$

Зависимость интенсивности спектральной плотности I_λ от длины волны в тормозном спектре соответствует гладкой кривой с максимумом. Интенсивность уменьшается от максимума в сторону длинных волн, асимптотически приближаясь к нулю. Наоборот, в сторону коротких волн интенсивность спадает быстро, и спектр резко обрывается при определенной граничной длине волны λ_0 , которая называется коротковолновой (квантовой) границей спектра. Экспериментальные исследования показали, что спектр тормозного излучения является непрерывным в диапазоне частот от нуля до некоторой граничной частоты ν_0 , которая прямо пропорциональна ускоряющему напряжению [14]:

$$\nu_0 = 2,42 \cdot 10^{14} U_0. \quad (3)$$

С увеличением U_0 граничная частота ν_0 увеличивается, а граничная длина волны λ_0 убывает, при этом спектральная плотность I_λ возрастает.

Важно, что общий вид тормозного спектра не зависит от вещества, в котором электроны испытывают торможение, а полностью определяется ускоряющим напряжением U_0 . Однако интенсивность излучения при постоянном U_0 возрастает при переходе к веществам с большим порядковым номером Z . Эта зависимость обусловлена природой тормозного излучения.

При обработке поверхности материала электронным пучком, направленным перпендикулярно этой поверхности, мощность (поток) рентгеновского излучения определяется следующим выражением [15]:

$$\Phi = \oint J ds = k_0 I Z U_0^2, \quad (4)$$

где J — плотность потока рентгеновского излучения; s — поверхность, через которую проходит поток; k_0 — коэффициент пропорциональности; U_0 — ускоряющее напряжение; I — ток электронного пучка; Z — атомный номер обрабатываемого материала.

На рис. 1 схематически представлен процесс обработки материала электронным пучком. Электронный пучок осциллирует по поверхности изделия, при взаимодействии электронов с поверхностью изделия возникает рентгеновское излучение, которое регистрируется датчиком рентгеновского излучения.

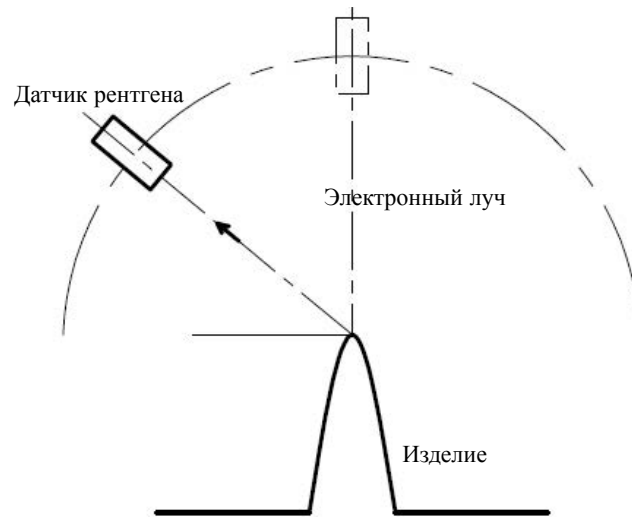


Рис. 1. Схематическое изображение процесса обработки материала.

Зависимость относительных значений потока энергии рентгеновского излучения от угла между направлением электронного луча и нормалью к поверхности обрабатываемого материала в работе [4] предложено аппроксимировать следующим выражением:

$$J_{\varphi}(\varphi) = \frac{J(\varphi)}{J_0} = \left[1 - \left(\frac{|\varphi^3|}{90^3} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

Результат аппроксимации при изменении угла падения луча φ от 0 до $\pm 90^\circ$ представлен на рис. 2.

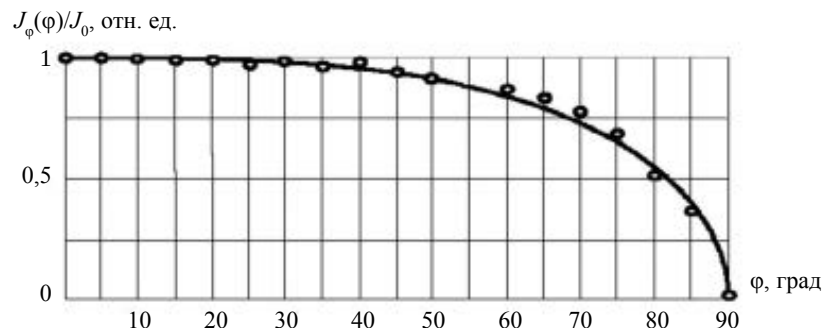


Рис. 2. Зависимость $J_{\varphi}(\varphi)$ — изменение плотности потока энергии рентгеновского излучения в зависимости от угла между направлением электронного луча и нормалью к поверхности [4].

Пусть наплавка ведется с осцилляцией пучка с небольшой амплитудой по траектории с координатами x, y . Форма поверхности, по которой осциллирует луч, описывается функцией $z(x, y)$; τ_x, τ_y — смещения электронного пучка от его равновесного положения относительно центра поверхности; $j(x, y)$ — распределение плотности тока электронного пучка.

Выделим на поверхности элементарную площадку dS . Пусть излучение от элемента dS — сферическое. Величина потока энергии рентгеновского излучения от элемента dS определяется выражением:

$$d\Phi_e(\varphi) = k_0 Z U_0^2 j(x, y) J_\varphi(\varphi) dS = k_0 Z U_0^2 j(x, y) \left[1 - \left(\frac{\varphi}{90} \right)^3 \right]^{1/2} dS, \quad (6)$$

где k_0 — коэффициент пропорциональности [9]; Z — атомный номер обрабатываемого материала.

Правую часть выражения можно аппроксимировать функцией $\cos^{1/3}(\varphi)$ [5, 16]. Тогда:

$$d\Phi_e(\varphi) = k_0 Z U_0^2 j(x, y) \cos^{1/3}(\varphi) dS. \quad (7)$$

Проведя элементарные тригонометрические преобразования и учитывая, что угол $\varphi \leq \frac{\pi}{2}$, получим:

$$d\Phi_e(\varphi) = k_0 Z U_0^2 j(x, y) \cdot [1 + \tan^2 \varphi]^{-1/6} dS. \quad (8)$$

Заменив тангенс угла через частные производные по x и y , мы приходим к дифференциальному уравнению с учетом искомой поверхности $z(x, y)$:

$$d\Phi_e(x, y) = k_0 Z U_0^2 j(x, y) \left[1 + \left[\frac{\partial z(x, y)}{\partial x} \right]^2 + \left[\frac{\partial z(x, y)}{\partial y} \right]^2 \right]^{-1/6} dx dy. \quad (9)$$

Доля потока энергии рентгеновского излучения, регистрируемого датчиком:

$$d\Phi = \frac{d\Phi_e \cdot S_d}{4\pi R^2}, \quad (10)$$

где S_d — площадь активной поверхности датчика рентгеновского излучения; R — расстояние до датчика излучения ($S_d \ll 4\pi R^2$).

Объединив все постоянные величины в общую константу $K = \frac{k_0 Z U^2 S_d}{4\pi R^2}$, получим для излучения со всей поверхности обрабатываемого материала:

$$S(\tau_x, \tau_y) = \iint_a^b K \cdot j(x - \tau_x, y - \tau_y) \cdot \left[1 + \left[\frac{\partial z(x, y)}{\partial x} \right]^2 + \left[\frac{\partial z(x, y)}{\partial y} \right]^2 \right]^{-1/6} dx dy. \quad (11)$$

Цель данной работы заключается в решении обратной задачи восстановления первоначальной (заданной) поверхности $z(x, y)$ по известному распределению тормозного рентгеновского излучения.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Восстановление заданной поверхности проводили по итерационному методу восстановления (ART — Algebraic Reconstruction Technique) [17]. Для численной реализации итерационного метода ART был реализован алгоритм в среде программирования MATLAB. Блок-схема алгоритма представлена на рис. 3.

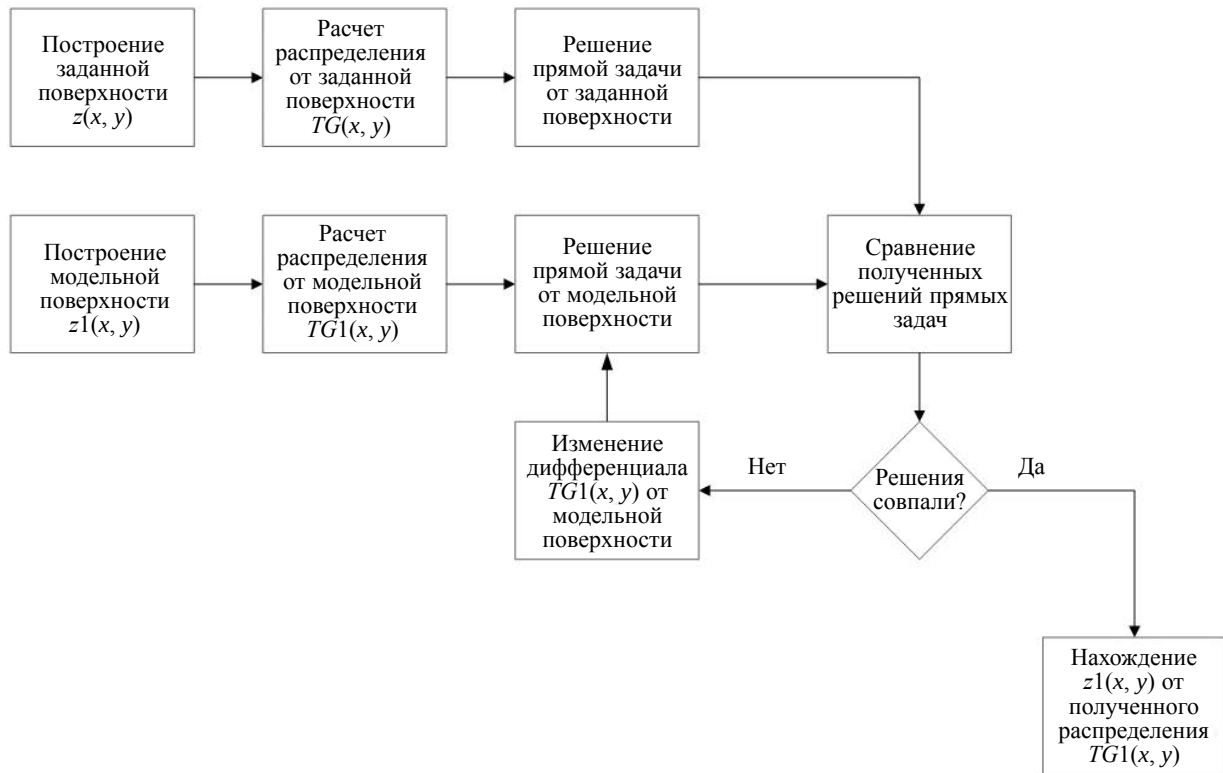


Рис. 3. Блок-схема алгоритма восстановления поверхности.

В качестве первоначального приближения в качестве «модельной поверхности» понималась поверхность в виде двухмерного распределения Гаусса. В ходе решения обратной задачи восстановления именно модельная поверхность, а точнее ее дифференциал, будет претерпевать изменения в алгоритме восстановления.

ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

При численной реализации алгоритма решения обратной задачи восстановление заданной поверхности изделия $z(x, y)$ осуществлялось для заданных объектов трех симметричных форм, представляющих двухмерное гауссово распределение, полусферу, цилиндр.

Для решения численными методами представим дифференциальное уравнение в выражении (11) как функцию $TG(x, y)$:

$$TG(x, y) = \left[1 + \left[\frac{\partial z(x, y)}{\partial x} \right]^2 + \left[\frac{\partial z(x, y)}{\partial y} \right]^2 \right]^{-1/6}. \quad (12)$$

Интеграл в выражении (14) заменим суммой:

$$S(\tau_x, \tau_y) = \sum_{x=1}^n \sum_{y=1}^n K \cdot j(x - \tau_x, y - \tau_y) \cdot TG(x, y). \quad (13)$$

Решая стандартными численными методами [18] выражение (12), получаем распределение функции $TG(x, y)$, которое является функцией от вторых частных пространственных производных (рис. 4б). Далее, проводя расчет по выражению (13), получаем распределение тормозного рентгеновского излучения с учетом осцилляции электронным лучом поверхности изделия (рис. 4в).

Для моделирования решения обратной задачи было построено первоначальное приближение модельной поверхности, с которой проводились те же самые операции. Для моделирования реального сигнала первоначальное приближение было дополнительно зашумлено (рис. 5).

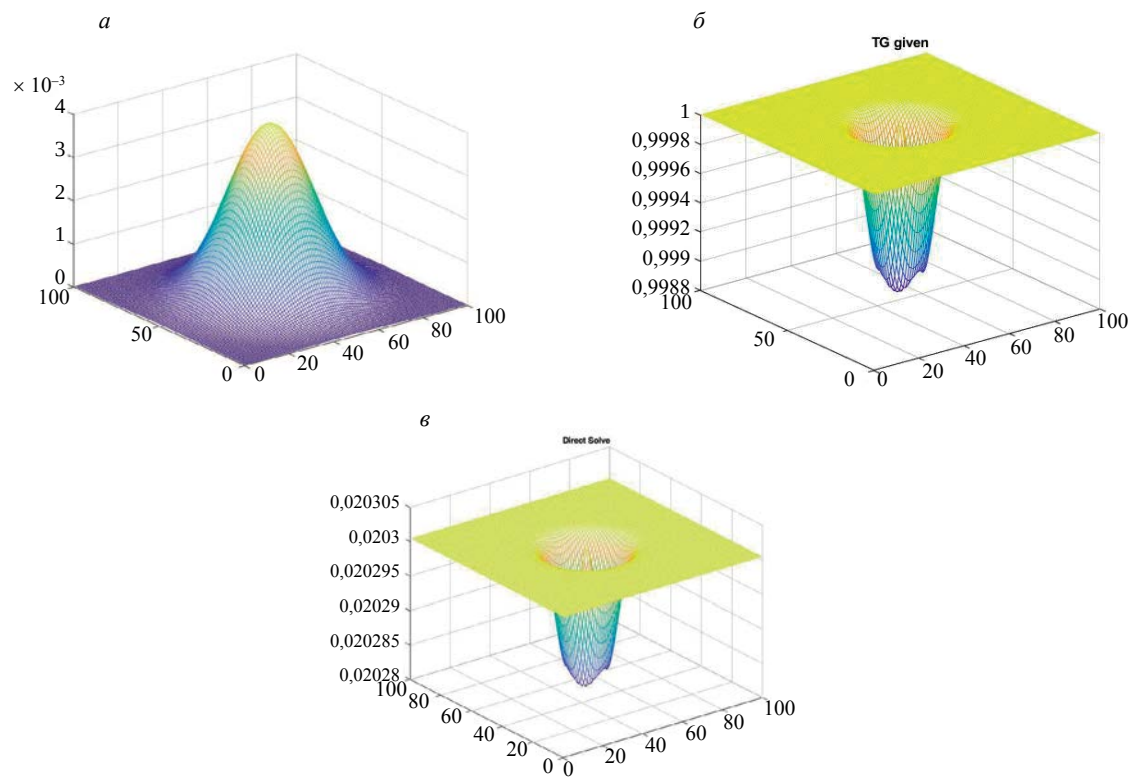


Рис. 4. Заданная поверхность $z(x, y)$ в виде распределения Гаусса (а); дифференциал заданной поверхности $TG(x, y)$ (б); решение прямой задачи $S(\tau_x, \tau_y)$ (в).

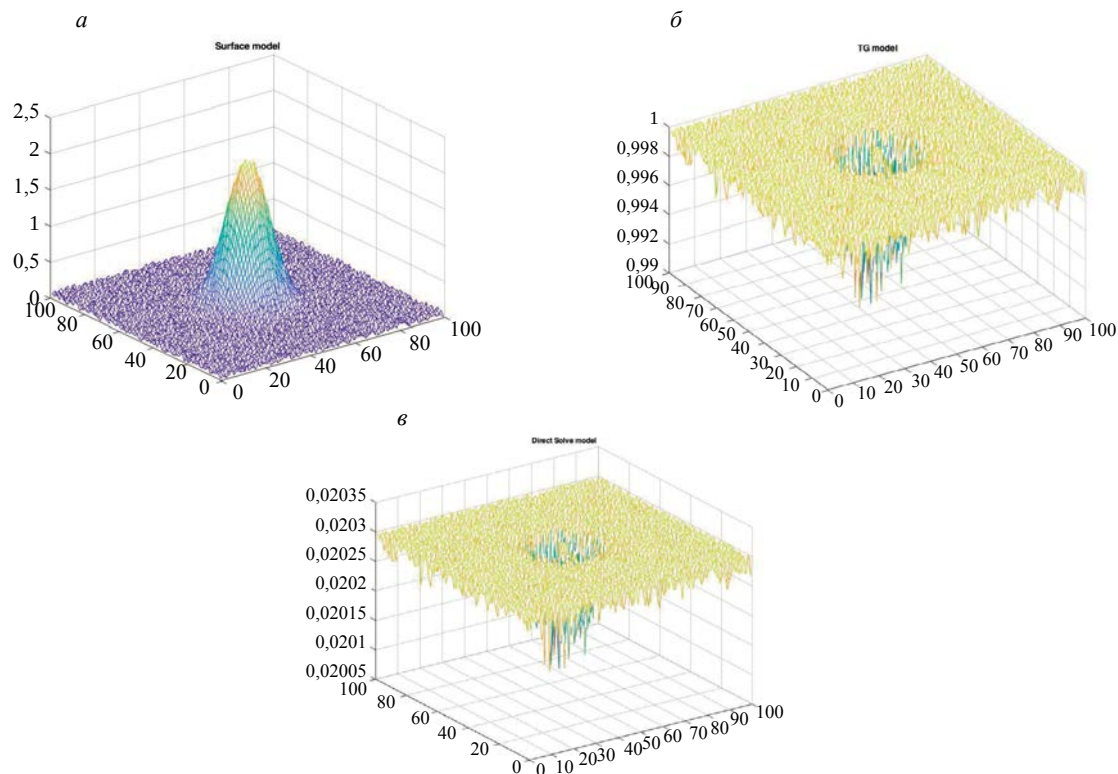


Рис. 5. Первоначальное приближение модельной поверхности $z1(x, y)$ (а); дифференциал модельной поверхности $TG1(x, y)$ (б); решение прямой задачи $S1(\tau_x, \tau_y)$ (в).

Таким образом, мы имеем результаты численного моделирования решения прямых задач формирования рентгеновского излучения от заданной поверхности $z(x, y)$ и модельной $z1(x, y)$. Предполагается, что решение прямой задачи от заданной поверхности $S1(\tau_x, \tau_y)$ представляет собой полученное в реальном эксперименте распределение рентгеновского излучения от неизвестной поверхности.

Далее $S(\tau_x, \tau_y)$ и $S1(\tau_x, \tau_y)$ сравнивают между собой с нахождением средней абсолютной погрешности в процентах (MAPE) [19]. Если средняя абсолютная погрешность превышает 1 %, будем считать, что прямые задачи не совпадают, значит необходимо изменить $z1(x, y)$ и заново решить прямую задачу по выражению (13). Однако ввиду отсутствия аналитического решения для $z(x, y)$ в выражении (12) мы не можем сразу получить первоначальную поверхность из решения прямой задачи. Но в то же время присутствует явная зависимость между дифференциалом $TG(x, y)$ и решением прямой задачи $S(\tau_x, \tau_y)$. Таким образом, мы можем применять итерационный способ восстановления в отношении дифференциала $TG(x, y)$ и решения прямой задачи $S(\tau_x, \tau_y)$.

Изменение дифференциала модельной поверхности $TG1(x, y)$ осуществляется следующим образом. В каждой точке заданного диапазона расчетов прямых задач находится натуральный логарифм отношения $S1(\tau_x, \tau_y)$ и $S(\tau_x, \tau_y)$. Полученный массив логарифмов умножается на текущее значение $TG1(x, y)$ и вычитается из него. Этот процесс можно описать выражением (14):

$$TG1_{i,j} = TG1_{i,j} - \left(\ln \left(\frac{S1_{i,j}}{S_{i,j}} \right) \right) \cdot TG1_{i,j}. \quad (14)$$

Таким образом, при равенстве единице отношения $\frac{S1_{i,j}}{S_{i,j}}$ правая часть отношения становится равной нулю, в таком случае текущий элемент массива $TG1(x, y)$ остается неизменным.

Если же отношение отклоняется от единицы, тогда элемент массива $TG1(x, y)$ соответственно изменяется. Далее снова строится решение прямой задачи $S1(\tau_x, \tau_y)$ и проводится сравнение.

На рис. 6 представлен конечный результат работы алгоритма. Видно, что $S1(\tau_x, \tau_y)$ и $S(\tau_x, \tau_y)$ совпадают, следовательно, $TG1(x, y)$ и $TG(x, y)$ также должны совпадать.

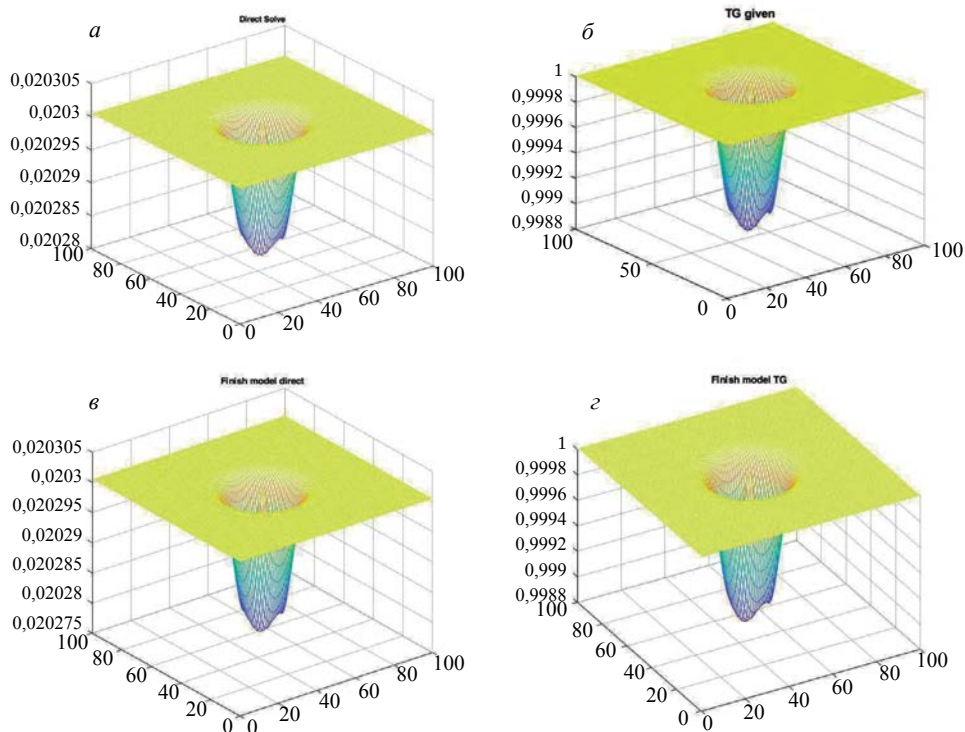


Рис. 6. Решение прямой задачи от заданной поверхности $S(\tau_x, \tau_y)$ (а); дифференциал от заданной поверхности $TG(x, y)$ (б); решение обратной задачи в результате работы алгоритма $S1(\tau_x, \tau_y)$ (в); дифференциал, от которого образован конечный результат $TG1(x, y)$ (г).

НАХОЖДЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ МОДЕЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Далее необходимо получить непосредственно решение обратной задачи в виде модельной поверхности $z_1(x, y)$. Ввиду отсутствия аналитического решения для $z_1(x, y)$ будем считать, что данная задача является некорректной по Адамару, так как решение задачи не непрерывно зависит от исходных данных. Для решения необходимо ввести условную корректность задачи. Так, если предполагается, что распределение $TG_1(x, y)$ представляет собой симметричную функцию, то частные производные выражения (12) равны:

$$TG(x, y) = \left[1 + 2 \left[\frac{\partial z(x, y)}{\partial x} \right]^2 \right]^{-1/6}. \quad (15)$$

Сделав преобразование, получим:

$$\frac{\partial z(x, y)}{\partial x} = \pm \sqrt{\frac{TG(x, y)^{-6} - 1}{2}}. \quad (16)$$

Восстановление $z_1(x, y)$ проводили с помощью численного интегрирования. На рис. 7—9 приведены результаты сравнения заданных поверхностей с численным решением обратной задачи, полученным в результате работы алгоритма на нескольких итерациях для разных типов поверхностей. Корреляция между заданной поверхностью и поверхностью, полученной в результате восстановления, определялась нахождением критерия Колмогорова—Смирнова, который менялся в зависимости от итерации. Минимальное значение составило: для полусферы $D_n = 0,0908$; для распределения Гаусса $D_n = 0,094$; для цилиндра $D_n = 1$.

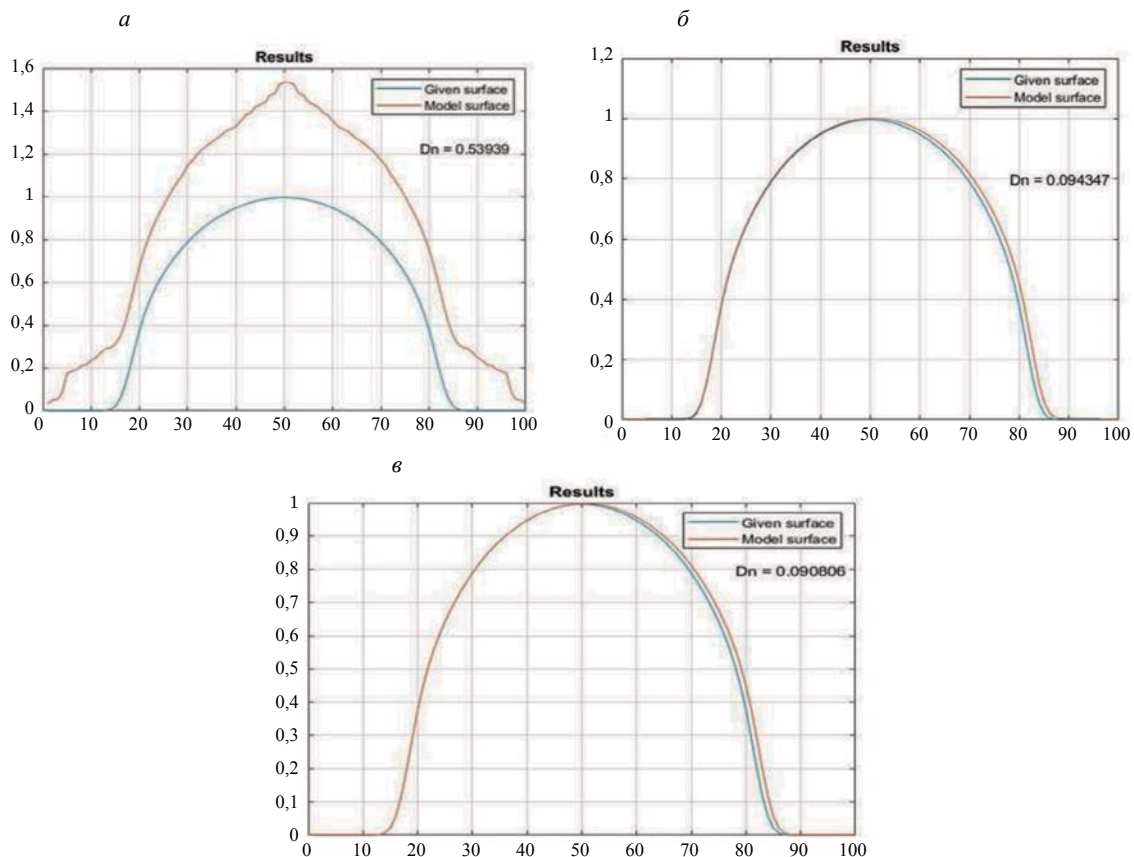


Рис. 7. Результаты восстановления поверхности в виде полусферы: первая итерация (*a*); вторая итерация (*б*); третья итерация (*в*). Наименьший $D_n = 0,09$ — третья итерация.

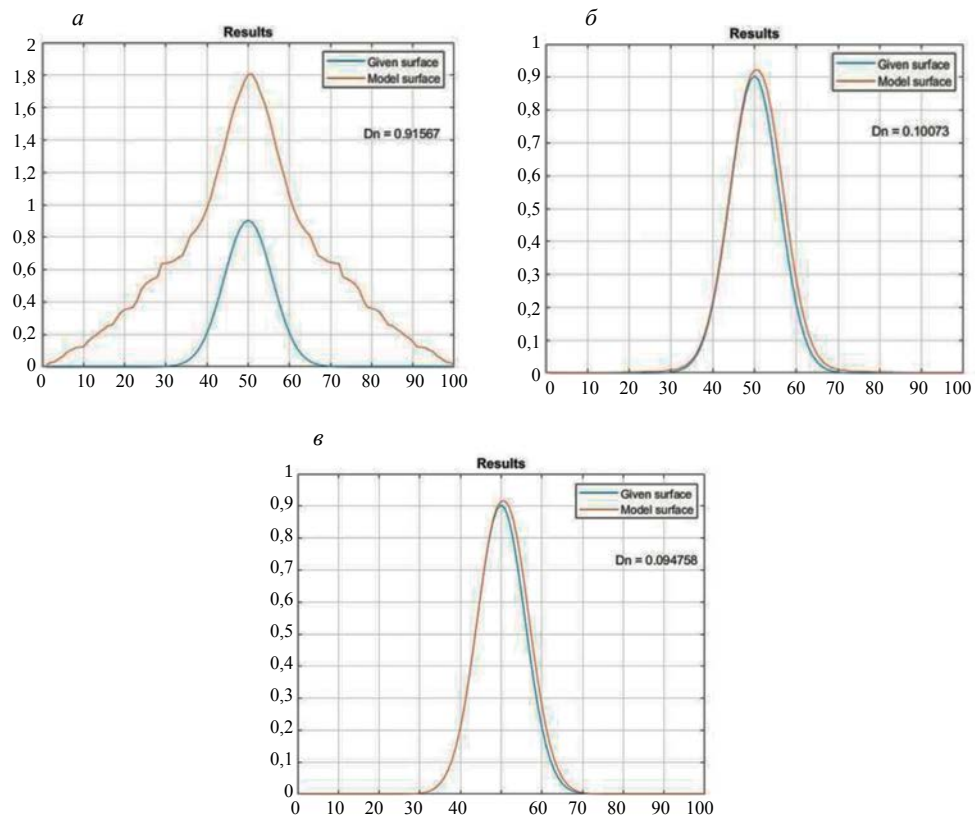


Рис. 8. Результаты восстановления распределения Гаусса: первая итерация (а); вторая итерация (б); третья итерация (в). Наименьший $Dn = 0,09$ — третья итерация.

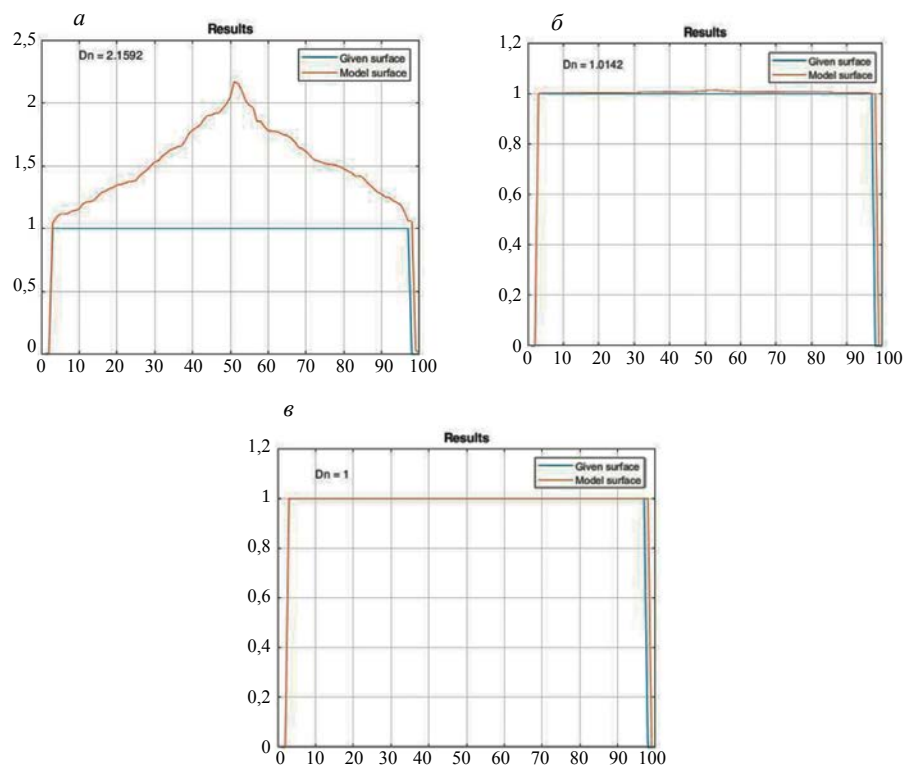


Рис. 9. Результаты восстановления поверхности в виде цилиндра: первая итерация (а); вторая итерация (б); третья итерация (в). Наименьший $Dn = 1,00$ — третья итерация.

Таблица 1

Коэффициенты Колмогорова—Смирнова на разных итерациях

Вид поверхности	Коэффициент Колмогорова—Смирнова		
	Итерация 1	Итерация 2	Итерация 3
Полусфера	0,539	0,093	0,090
Гаусс	0,915	0,100	0,094
Цилиндр	2,159	1,014	1,000

Рассчитанные коэффициенты Колмогорова—Смирнова для разных поверхностей на всех итерациях представлены в табл. 1.

ВЫВОДЫ

Разработан алгоритм решения обратной задачи восстановления поверхности мишени, бомбардируемой электронами на основе анализа распределения возникающего тормозного рентгеновского излучения. Используется осцилляция электронного луча, каждому положению которого относительно поверхности мишени сопоставляется значение сигнала возникшего рентгеновского излучения. Далее решается обратная задача на основе итерационного алгоритма. Численная реализация осуществлена на примере восстановления трех типов симметричных объектов: гауссова поверхность, полусфера, цилиндр. Сравнение показало хорошее соответствие восстановленных поверхностей с заданными. Полученные результаты могут использоваться для разработки систем оперативного контроля за процессом электронно-лучевой наплавки по известному распределению тормозного рентгеновского излучения, полученному из технологической зоны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований совместно с Пермским краем (проект № 20-48-596006 р_НОЦ_Пермский край) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках реализации национального проекта «Наука и университеты» в рамках выполнения государственного задания «Разработка научно-технологических основ формирования системы материал-конструкция со специальными свойствами на основе гибридных аддитивных технологий»-FSNM-2021-0011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Браверман В.Я. Анализ зависимости вторично-эмиссионного тока и рентгеновского излучения от положения луча относительно стыка при электронно-лучевой сварке // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2016. Т. 18. № 2, 3. С. 853—857.
2. Купер Э.А., Логачев П.В., Репков В.В., Селиванов А.Н., Селиванов П.А., Семенов Ю.И., Трибендис А.Г., Федотов М.Г., Чертовских А.С. Автоматизированная система для задания координат шва в установках электронно-лучевой сварки // Автотметрия. 2015. Т. 51. № 1. С. 55—61.
3. Varushkin S.V., Belenkiy V.Y., Trushnikov D.N. Researching signals from workpiece backside during electron beam welding in full penetration mode // Key Engineering Materials. 2017. № 743 KEM. С. 231—235.
4. Браверман В.Я., Белозерцев В.С., Успенский А.Н. Экспериментальные исследования рентгеновского излучения при электронно-лучевой сварке // Вестник Сибирского аэрокосмического университета имени академика М.Ф. Решетнева. 2005. № 2. С. 196—200.
5. Браверман В.Я. Тормозное рентгеновское излучение при электронно-лучевой сварке и его взаимосвязь с параметрами процесса // Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета им. академика М.Ф. Решетнева. 2008. № 3 (20). С. 117—121.
6. Трушников Д.Н., Беленький В.Я., Кротова Е.Л., Пермьяков Г.Л., Мусихин Н.А., Ольшанская Т.В., Саломатова Е.С., Колева Е.Г. Пат. № 2580266 Российская Федерация, МПК В23К 15/02. Устройство для определения распределения плотности энергии и контроля фокусировки электронного пучка / № 2015100016/02; заявл. 12.01.2015; опубл. 10.04.2016. Бюл. № 10. 13 с.
7. Терещенко С.А. Методы вычислительной томографии. М.: Физматлит, 2004. 320 с.
8. Sliva A.P., Kharitonov I., Goncharov A., Dragunov V., Gudenko A., Terentyev E. Investigation of the characteristics of ion saturation current in plasma over the keyhole in the process of electron beam welding // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. 2077. 012019.
9. Trushnikov D.N. Wire position sensor for controlling the process of electron beam layer-by-layer deposition: Modeling and Verification // IEEE. 2020. С. 3134—3142.

10. *Shcherbakov A.V., Gaponova D.A., Rodyakina R.V.* Control of Weld Bead Position in Additive Manufacturing Process with Using Backscattered Electrons Collector Signal // Russian Internet Journal of Industrial Engineering. 2020. V. 7.2. P. 3—8.
11. *Wong H., Neary D., Jones E., Fox P., Sutcliffe C.* Pilot capability evaluation of a feedback electronic imaging system prototype for in-process monitoring in electron beam additive manufacturing // The International Journal of Advanced Manufacturing Technology. 2019. Jan. V. 100 (1). P. 707—20.
12. *Трушников Д.Н., Кротов Л.Н., Кротова Е.Л., Мусихин Н.А.* Реконструкция формы канала проплавления при электронно-лучевой сварке по параметрам проникающего рентгеновского излучения // Дефектоскопия. 2016. № 10. С. 34—41.
13. *Рыкалин Н.Н., Зуев И.В., Углов А.А.* Основы электронно-лучевой обработки материалов. М.: Машиностроение, 1978. 239 с.
14. *Блохина М.А.* Рентгеновские лучи / Пер. с нем. и англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
15. *Лаптенко В.Д., Мурыгин А.В., Серегин Ю.Н., Браверман В.Я.* Управление электронно-лучевой сваркой. Красноярск: Сиб. аэрокосмич. акад., 2000. 234 с. ISBN 5-86433-121-X.
16. *Krotova E.L., Varushkin S.V., Trushnikov D.N.* Dependence of Signal from Continuous X-ray Sensor on Values of Technological Parameters in Hybrid Additive Process of Electron Beam Surfacing by Wire // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2022. V. 58. No. 7. P. 574—582. [*Кротова Е.Л., Варушкин С.В., Мусихин Н.А., Рожков К.А., Трушников Д.Н.* Зависимость сигнала с датчика тормозного рентгеновского излучения от значений технологических параметров в гибридном аддитивном процессе электронно-лучевой проволоочной наплавки // Дефектоскопия. 2022. № 7. С. 29—38.]
17. *Gordon R., Bender R., Herman G.T.* Algebraic reconstruction techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography // J. Theoretical Biology. 1970. V. 29. P. 471—481.
18. *Волков Е.А.* Численные методы / Под ред. Викторенковой И.В. 2-е изд., испр. М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. Лит., 1987. 248 с.
19. *Васильев А.А.* Критерии селекции моделей прогноза (обзор) // Вестник ТвГУ. 2012. Сер.: Экономика и управление. Вып. 13. С. 133—148.