

П-163  
37

МАГНИТНЫЕ  
МЕТОДЫ  
НЕРАЗРУШАЮЩЕГО  
КОНТРОЛЯ



АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
УРАЛЬСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР

Вып. 37

ТРУДЫ ИНСТИТУТА ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ

1979

МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ  
НЕРАЗРУШАЮЩЕГО  
КОНТРОЛЯ

СВЕРДЛОВСК



М. Н. МИХЕЕВ, Э. С. ГОРКУНОВ

**МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ЗАКАЛКИ  
И ПОСЛЕДУЮЩЕГО ОТПУСКА ИЗДЕЛИЙ  
ИЗ НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ**

Качество выпускаемой продукции, повышение ее надежности и долговечности невозможно без всестороннего совершенствования процессов производства продукции и разработки экспрессных неразрушающих методов контроля выпускаемых изделий. Среди существующих методов такого рода значительное место отводится электромагнитным, в частности методам контроля структуры и механических свойств стальных изделий после их термической, химико-термической и поверхностной термообработки.

В основе неразрушающих электромагнитных методов контроля лежат закономерные связи магнитных и электрических свойств вещества с его химическим, фазовым составом и кристаллической структурой, которые существенно влияют на физико-химические свойства материала [1]. Магнитные свойства достаточно чувствительны к структурным и фазовым превращениям, протекающим в сталях при различных видах термической обработки, и поэтому широко используются при контроле качества закаленных [2—6], закаленных и отпущенных [3—7], поверхностно термообработанных [8—11] изделий, а также для контроля количества остаточного аустенита в сталях [8].

Актуальная задача физики неразрушающего контроля — определение качества закаленных и отпущенных изделий из конструкционных сталей с содержанием углерода более 0,3%. Анализ зависимости магнитных свойств сталей данного класса от температуры отпуска [3—5, 12—14] приводит к выводу, что многие магнитные свойства (коэрцитивная сила, максимальная магнитная проницаемость, поле максимальной магнитной проницаемости и остаточная индукция) неоднозначно изменяются в области высоких температур отпуска (450—600°C) и не могут быть использованы для неразрушающего контроля закалки и последующего высокотемпературного отпуска изделий.

Существует несколько способов контроля качества изделий из конструкционных сталей после закалки и средне- или высокотемпературного отпуска [13—20]. К ним можно отнести способ контроля качества высокотемпературного отпуска контролируемых изделий при 220—250° [13, 14]. Физической предпосылкой применения данного способа служит то, что выше 220° (точки Кюри карбидов) характер зависимости коэрцитивной силы от температуры отпуска видоизменяется: отсутствует максимум коэрцитивной силы, который при комнатной темпера-

УДК 620.179.14

Магнитные методы неразрушающего контроля. Сб. статей. Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Сборник посвящен магнитным методам неразрушающего контроля качества ферромагнитных изделий (их структуры, сплошности и других параметров). Проведен обзор магнитных методов контроля закалки и последующего отпуска изделий, пластичности и прочности проката. Описаны оригинальные методики и новые результаты по контролю качества термических и химико-термических обработок стальных и чугуновых изделий.

Рассчитаны поля дефекта типа трещины и поля цилиндрического дефекта в стенке трубы, намагничиваемой постоянным током на ее оси. Приведены экспериментальные данные по выявлению дефектов в сварном шве электросварных труб, исследовано влияние нормальной составляющей записываемого поля на поле, отображаемое магнитной лентой при магнитографии.

Приведены результаты контроля качества изотропной электротехнической стали и автолита с помощью текстурометра. Описаны новые варианты приборов, предназначенных для контроля текстуры материалов.

Сборник предназначен для научных сотрудников, инженерно-технических работников, конструкторов, технологов, занятых производством и применением средств неразрушающего контроля.

Ответственные редакторы М. Н. Михеев, В. Е. Щербинин.

П 97077

© УНЦ АН СССР, 1979. М 20407-917 1-1979.





туре наблюдается в области  $T_{отп} = 380 \div 400^\circ$ . Изменение характера зависимости  $H_c$  от  $T_{отп}$ , когда температура изделий превышает  $220^\circ$ , связывают [3, 13, 14] с исчезновением ферромагнитных свойств карбидов. Данный метод позволяет контролировать качество изделий только в области высоких температур отпуска ( $500\text{--}700^\circ$ ) при условии термостабилизации изделий для измерения коэрцитивной силы.

Вторым способом контроля качества закалки и последующего средне- или высокотемпературного отпуска является дифференциальный мостовой метод, где параметром контроля служат высота и форма фигуры Лиссажу [5, 15, 16]. Строгой закономерной связи этих параметров с температурой отпуска для широкого класса конструкционных сталей не существует, а необходимая для контроля закономерность изменения высоты и формы фигуры Лиссажу от режимов термической обработки находится экспериментально для каждой марки стали и каждого конкретного изделия подбором эталона и созданием определенного фазового сдвига напряжения развертки при помощи фазовращателя [15].

Сложная методика подбора эталона и сдвига фазы напряжения развертки затрудняет применение данного способа в промышленных условиях при широкой номенклатуре изделий с использованием большого количества марок конструкционных сталей.

Третий способ оценки качества изделий после отпуска — регистрация изменения магнитных свойств контролируемого изделия до и после приложения упругих растягивающих или сжимающих напряжений [17—19], а также при упругом ударе [20]. Из анализа характера зависимости приращения магнитной индукции  $\Delta B$ , обусловленной изменением магнитных свойств стальных изделий в результате действия упругих нагрузок от температуры отпуска видно, что наиболее приемлем для контроля интервал  $200\text{--}580^\circ$ . Отпуск изделий при более высоких температурах проконтролировать трудно, поскольку для ряда сталей [19] при  $560\text{--}600^\circ$  величина  $\Delta B$  достигает максимального значения, а затем уменьшается или остается постоянной. Следовательно, для средне- или высокоуглеродистых сталей [19] контроль высокотемпературного отпуска может быть малоэффективен, так как возможны случаи пропуска бракованных изделий. Существенной трудностью при реализации данного метода контроля в промышленных условиях является необходимость прикладывать к изделиям значительные напряжения  $[(10 \div 20) \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2]$ , что, естественно, ограничивает форму и размеры контролируемых изделий.

Описанные выше методы позволяют проконтролировать качество закалки и отпуска изделий из конструкционных сталей в широком диапазоне температур, однако они еще недостаточно совершенны (универсальны и просты) для массового контроля промышленных деталей.

Создание простого и экспрессного метода зависит от наличия однозначной связи магнитных свойств термообработанных изделий с контролируемыми характеристиками механических свойств, хорошей чувствительности этих свойств к изменениям контролируемого параметра, от отсутствия сложных технологических операций при контроле и возможности автоматизации процесса контроля. Поэтому при решении задач магнитного структурного анализа необходимо тщательно исследовать зависимость магнитных характеристик сталей от режимов термической обработки, используя сложные режимы намагничивания и пере-

магничивания, измерений гистерезисных свойств сталей на частых циклах в динамическом и статическом режимах с целью изысканий магнитного параметра контроля, удовлетворяющего вышеперечисленным требованиям.

Исследование процессов перемагничивания конструкционных сталей [12] показало, что потери энергии на перемагничивание при различных амплитудах индукции имеют три области, где их зависимости от температуры закалки или отпуска существенно отличаются друг от друга:

первая (А) — в слабых магнитных полях при  $B = 0,01 \div 0,1 \text{ Т}$ ;

вторая (Б) — в средних магнитных полях при  $B = 0,3 \div 1,0 \text{ Т}$ ;

третья (С) — в сильных магнитных полях при  $B = 1,6 \text{ Т}$  и выше.

В слабых магнитных полях (область А) потери энергии на перемагничивание с ростом температуры отпуска возрастают (рис. 1, б—д). Причем наблюдается рост как общих потерь энергии на перемагничивание, так и потерь на гистерезис [12, 21, 22]. В соответствии с теорией Е. И. Кондорского [23], который рассматривал случай перемагничивания поликристаллических ферромагнетиков в слабых магнитных полях, были получены теоретические оценки гистерезисных потерь энергии на перемагничивание [21], свидетельствующие о хорошем согласии теории с экспериментом. Кроме того, из [23] следует, что не только общие и гистерезисные потери, но и остаточная индукция, коэрцитивная сила и амплитуды нечетных гармоник [24], определенные при одних и тех же условиях ( $H = \text{const}$  или  $B = \text{const}$ ), должны изменяться с температурой отпуска аналогичным образом. Измерения этих характеристик, выполненные на тороидальных образцах из стали 34ХН3М и 18ХНВА (рис. 1, е), подтвердили, что остаточная индукция, коэрцитивная сила и амплитуда третьей гармоники в слабых магнитных полях возрастают с температурой отпуска. В [25] приведены результаты измерений коэрцитивной силы частых циклов большого количества марок сталей: в слабых магнитных полях коэрцитивная сила возрастает по мере увеличения температуры отпуска.

Таким образом, можно отметить, что теория Е. И. Кондорского [23] справедлива для поликристаллических ферромагнетиков, имеющих сильные внутренние напряжения и большое количество дефектов различного типа, что позволяет использовать ее для оценки характера изменения параметров петли магнитного гистерезиса при различных видах термической обработки. Однако эта теория чисто формальна и не раскрывает природы процессов перемагничивания такого гетерогенного материала, как сталь.

Однозначный характер изменения потерь энергии на перемагничивание, коэрцитивной силы, остаточной индукции и амплитуды III гармоники в зависимости от температуры отпуска позволяет рекомендовать их в качестве неразрушающего контроля закалки и последующего отпуска изделий из конструкционных сталей. Выбор того или иного параметра контроля будет определяться существом поставленной задачи и наличием измерительной аппаратуры.

Потери при амплитудах индукции  $0,3\text{--}1,0 \text{ Т}$  (область Б) практически повторяют характер изменения коэрцитивной силы, предельной либо измеренной на этих же частных циклах [22]. Поскольку потери на гистерезис составляют примерно  $75\text{--}80\%$  от общих потерь, то роль потерь на вихревые токи достаточно мала. Следовательно, характер изменения потерь при  $B = 0,3 \div 1,0 \text{ Т}$  обусловлен теми же причинами,



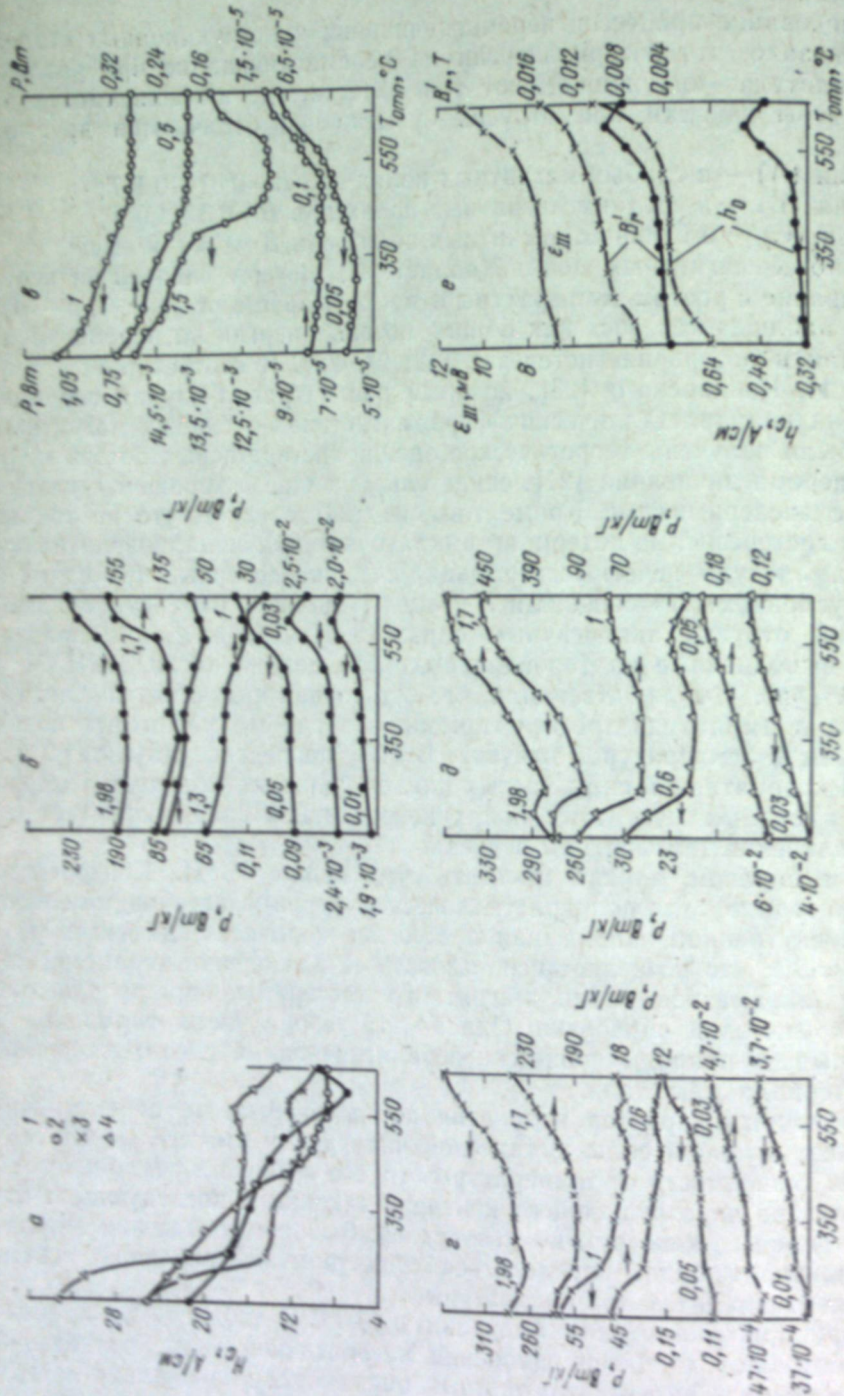


Рис. 1. Магнитные свойства сталей 18ХНВА (1), 30ХГСА (2), 34ХНЗМ (3) и 9А (4) в зависимости от температуры отпуска.

а — коэрцитивная сила  $H_c$  сталей; б —  $\delta$  — потери  $P$ , измеренные при частоте 50 Гц и различных амплитудах магнитной индукции (цифры на кривых); в — коэрцитивная сила  $h_0$ ; остаточная индукция  $B_r$  и амплитуда III гармоник  $\epsilon_{III}$ ; измерения в слабых магнитных полях ( $B=0,05$  Т).

которые определяют характер зависимости  $H_c$  от  $T_{отп}$  [3—5, 12, 15].

Таким образом, указанные выше магнитные характеристики конструкционных сталей могут быть использованы только для контроля качества изделий, отпуск которых проводили при низких температурах. При этом потери можно использовать для контроля качества малогабаритных деталей массой в несколько грамм, когда применение коэрцитиметрических методов затруднено в связи с необходимостью конструирования специального датчика малых размеров.

Анализ поведения потерь в зависимости от температуры закалки [21, 22] и отпуска (рис. 1, б—г) в области А и Б показывает, что в слабых магнитных полях характер зависимости потерь от  $T_{зак}$  или  $T_{отп}$  противоположен по сравнению с потерями, измеренными при  $B=0,3\div 1,0$  Т. Следовательно, можно предположить, что процессы перемagnичивания в том и другом случае несколько различаются, т. е. структурные превращения, протекающие в сталях при отпуске, по-разному влияют на процессы перемagnичивания в слабых и средних магнитных полях.

Коэрцитивная сила и потери, измеренные при  $B=0,3\div 1,0$  Т, убывают с ростом температуры отпуска (рис. 1, а—д). Это обусловлено структурными изменениями, которые происходят при отпуске закаленной стали [26, 27] (рис. 2). Распад остаточного аустенита, снижение внутренних напряжений II рода и выделение углерода из твердого раствора, как уже было показано [3—5, 12, 15], влечет за собой уменьшение  $H_c$  и  $P_{(0,3-1,0)/50}$ .

Включения, присутствующие в стали, могут играть двойную роль. Если размеры частиц небольшие ( $d < d_0$ ), то увеличение их объема в стали будет повышать величину  $H_c$ , поскольку данные частицы служат препятствием для смещающихся доменных границ. Если частицы достаточно крупные ( $d > d_0$ ) и сами могут служить центрами зарождения доменных границ, то такие включения ввиду разрастания обратной магнитной фазы будут облегчать процессы перемagnичивания при условии, что приложенное поле больше, чем поле старта  $H_0$ . Когда  $H_{max} < H_0$ , то независимо от размеров все частицы будут только препятствовать смещению доменных границ.

На рис. 3 схематически показано влияние всех указанных выше структурных изменений при отпуске на коэрцитивную силу простой углеродистой стали (кривая 1). Кривая 2 качественно отражает характер изменения  $H_c$  при распаде остаточного аустенита, уменьшения внутренних напряжений II рода и уменьшения степени тетрагонально-



Рис. 2. Схематическое изображение процессов, происходящих при отпуске закаленной простой углеродистой стали.

Отпуск: I — низкий, II — средний, III — высокий.

а — количество остаточного аустенита; б — размеры карбидных частиц; в — напряжения II рода (1 — определенные экспериментально, 2 — закалочные, 3 — когерентные, 4 — дисперсионные); г — содержание углерода в мартенсите.



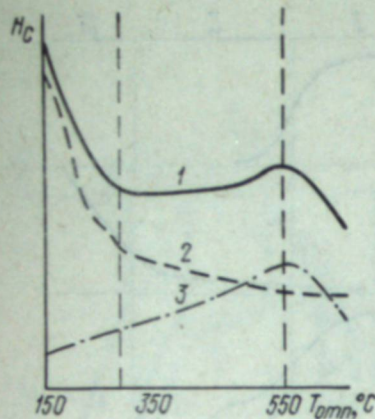


Рис. 3. Схематическое изображение воздействия процессов, протекающих при отпуске закаленной среднеуглеродистой стали, на величину коэрцитивной силы.

рых  $H_c$  и  $P_{(0,3-1,0)/50}$  имеют максимум в характере зависимости от температуры отпуска, составляют 4 000—6 000 А. Это примерно в три-пять раз больше толщины доменной стенки в железе.

В слабых магнитных полях поведение магнитных свойств конструкционных сталей при термообработке, по-видимому, определяется изменением объема и размеров карбидной фазы. Действительно, сопоставляя характер изменения размеров карбидных частиц (см. рис. 2, б) с характером изменения  $h_c$  и  $P_{0,05/50}$  (рис. 1, б—е) при отпуске, можно отметить, что более крупным включениям соответствуют большие значения  $h_c$  и  $P_{(0,01-0,05)/50}$ , хотя, как уже было показано выше, в средних магнитных полях значение  $H_c$  и  $P_{(0,3-1,0)/50}$  для этих же образцов наименьшее.

В случае закалки наблюдается такое же явление. Для образцов, закаленных от 700—800° (карбиды еще не растворены или растворены частично), величина потерь энергии на перемагничивание и коэрцитивная сила, измеренные на частном цикле в слабых магнитных полях, больше по сравнению с образцами, закаленными при более высоких температурах (растворено наибольшее количество карбидов) [12, 21, 22]. Таким образом, несмотря на то, что при температурах закалки от 800—900° внутренние напряжения II рода [27] достигают максимального значения (до  $16 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ ), наиболее высока плотность дислокаций [28], а решетка мартенсита тетрагональная, потери и коэрцитивная сила, измеренные в слабых магнитных полях, минимальны. Следовательно, такие структурные превращения при термообработке, как изменение величины внутренних напряжений и тетрагональности решетки мартенсита, мало влияют на характер зависимости магнитных свойств конструкционных сталей при измерении их в слабых полях.

Если считать, что именно включения определяют характер зависимости  $h_c$  и  $P_{0,05/50}$  от режима термической обработки, то поведение магнитных характеристик конструкционных сталей в слабых магнитных полях можно объяснить следующим образом [32]. Когда прило-

сти решетки мартенсита, кривая 3 — при увеличении размеров включений с ростом температуры отпуска.

Вторичный максимум  $H_c$  и  $P_{(0,3-1,0)/50}$ , возникающий при отпуске конструкционных сталей, связывают, как правило, с толщиной доменной стенки. Однако электронномикроскопические исследования [29] показали, что уже при  $T_{отп} = 250 \div 300^\circ$  включения имеют размеры 2 000—3 000 Å в длину и до 250—300 Å в толщину, т. е. для этого случая трудно сказать, что карбидные частицы меньше толщины доменной стенки для железа.

Если сопоставить результаты измерений магнитных свойств конструкционных сталей после термообработки с данными электронномикроскопических исследований карбидной фазы сталей этого же класса [30, 31], то можно отметить, что средние размеры частиц, при кото-

женное поле  $H_{max}$ , смещающее доменные границы, меньше поля старта  $H_0$ , т. е. поля, при котором от крупных включений ( $d > d_0$ ) может разрастаться вторичная доменная структура, то мелкие ( $d < d_0$ ) и крупные ( $d > d_0$ ) включения будут препятствовать смещению доменных границ. При слабых магнитных полях вторичная доменная структура не будет оказывать того влияния на процессы перемагничивания, как это предполагалось для случая средних магнитных полей (см. рис. 3, кривая 3). При температурах отпуска выше 540—570° коэрцитивная сила, измеренная на частном цикле в слабых магнитных полях, будет увеличиваться, поскольку включения, на которых образуются замыкающие домены, оказывают большее тормозящее действие на смещающуюся доменную стенку по сравнению с включениями, на которых вторичная доменная структура отсутствует [33]. Это связано с тем, что изменение граничной энергии при взаимодействии доменной стенки с включениями в первом случае будет гораздо выше, чем во втором.

Согласно предложенной модели, на перемагничивание конструкционных сталей в слабых магнитных полях основное влияние оказывают включения и чем больше их размеры, тем больше величина потерь энергии на перемагничивание, коэрцитивной силы и остаточной индукции (см. рис. 1, б—е). Сама модель, объясняющая различие в характере изменения потерь и коэрцитивной силы в зависимости от температуры отпуска в слабых и сильных магнитных полях, требует дальнейшей проверки. Но если она справедлива, то это расширит возможности магнитного структурного анализа и позволит, производя измерение магнитных свойств в слабых полях, судить об изменениях, происходящих при карбидообразовании и коагуляции карбидных частиц в процессе термической обработки стали.

В области С при амплитудах индукции 1,6 Т и выше возрастает роль потерь на вихревые токи, величина которых пропорциональна  $B_{max}^2/\rho$ . Поэтому характер зависимости общих потерь от режимов термической обработки будет определяться соотношением гистерезисной и вихревой долей потерь [22]. Использование потерь, измеренных при высоких амплитудах индукции ( $B_{max} = 1,6 \div 1,9 \text{ Т}$ ), для неразрушающего магнитного контроля качества закаленных и отпущенных изделий из конструкционных сталей затруднено, поскольку технически трудно получать высокие индукции в изделии, а потери, измеренные при этих амплитудах индукции, в значительной степени чувствительны к колебаниям химического состава в пределах марки стали.

Многие магнитные параметры, применяемые для неразрушающего контроля (коэрцитивная сила, максимальная магнитная проницаемость, параметры кривой намагничивания), определяются как обратимыми, так и необратимыми изменениями намагниченности. Существуют магнитные параметры, величины которых обусловлены необратимыми изменениями намагниченности. К ним можно отнести остаточную индукцию  $B_r$  и релаксационную коэрцитивную силу  $H_r$  (ГОСТ 19693—74). На различных участках кривой намагничивания и петли магнитного гистерезиса значение необратимой доли намагниченности будет зависеть от распределения и величины критических полей в материале и от намагниченности различных составляющих стали. Следовательно, измеряя величину остаточной индукции, полученной после выключения магнитного поля на различных участках кривой намагничивания и петли магнитного гистерезиса, можно получать информацию о необратимых изменениях намагниченности. При этом характер зависимости  $B_r$  от



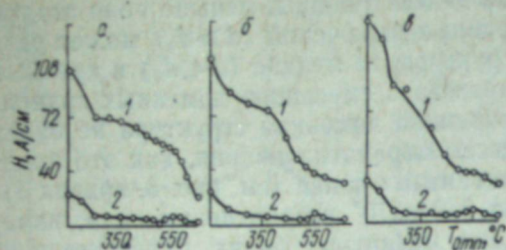


Рис. 4. Зависимость релаксационной коэрцитивной силы  $H_r$  (1) и коэрцитивной силы  $H_c$  (2) от температуры отпуска сталей 34XНЗМ (а), 40X (б) и У9А (в).

режима термообработки для различных участков кривых может иметь различный характер. Например, измерение остаточной индукции в слабых магнитных полях показало, что зависимость  $B_r^1$  от  $T_{отп}$  (см. рис. 1, е) монотонная, в то время как предельная остаточная индукция сталей подобного класса неоднозначно изменяется с температурой отпуска [25].

Проведенное исследование зависимости остаточной индукции  $B_d$ , полученной после выключения поля, соответствующего магнитному состоянию образцов на нисходящей ветви петли магнитного гистерезиса, и релаксационной коэрцитивной силы от температуры отпуска [34] показало, что  $B_d$  при определенных размагничивающих полях и  $H_r$  изменяются однозначно. Из сравнения зависимостей  $H_c$  и  $H_r$  от  $T_{отп}$  (рис. 4) можно видеть, что релаксационная коэрцитивная сила монотонно убывает с ростом температуры отпуска, в то время как в области высоких температур отпуска она имеет максимум. Причем  $H_r$  с увеличением  $T_{отп}$  изменяется в три раза, а  $H_c$  существенно изменяется только при низкотемпературном отпуске.

Результаты измерений  $B_d$  в зависимости от  $T_{отп}$ , выполненные на образцах разомкнутой формы из сталей 19ХНВА, 30ХГСА, 40X, 34XНЗМ, 60С2А и У9А, показывают, что по мере увеличения размагничивающего поля характер зависимости изменяется. При небольших размагничивающих полях (рис. 5, кривые 1) вид зависимости напоминает зависимость  $H_c$  от  $T_{отп}$  (см. рис. 1, а). С ростом размагничивающего поля максимум  $B_d$ , который при небольших размагничивающих полях наблюдается в области температур отпуска 540—570° (рис. 5, в—е, кривые 1), уменьшается и при определенных (для каждой марки стали) полях зависимость  $B_d$  от  $T_{отп}$  становится однозначной. Последняя позволяет использовать остаточную магнитную индукцию в качестве параметра контроля закалки и отпуска изделий из низколегированных конструкционных сталей.

Дальнейшее увеличение размагничивающего поля приводит к частичному или полному перемагничиванию образцов по нисходящей ветви петли магнитного гистерезиса, и характер зависимости  $B_d$  от  $T_{отп}$  опять становится неоднозначным (рис. 5, в, кривая 7; рис. 5, д, кривая б и т. д.).

Изменение характера зависимости  $B_d$  от  $T_{отп}$  по мере увеличения размагничивающего поля, по-видимому, связано с наличием дефектов и участков ферромагнетика, имеющих различные критические поля. Действительно, при наложении небольшого размагничивающего поля будут размагничены наиболее мягкие в магнитном отношении участки стали, а смещение доменных границ произойдет в местах, где критические поля незначительные. По мере увеличения размагничивающего поля смещение доменных границ произойдет на участках ферромагнетика с большими критическими полями. Таким образом, значение остаточной индукции, полученной после выключения поля из состояния

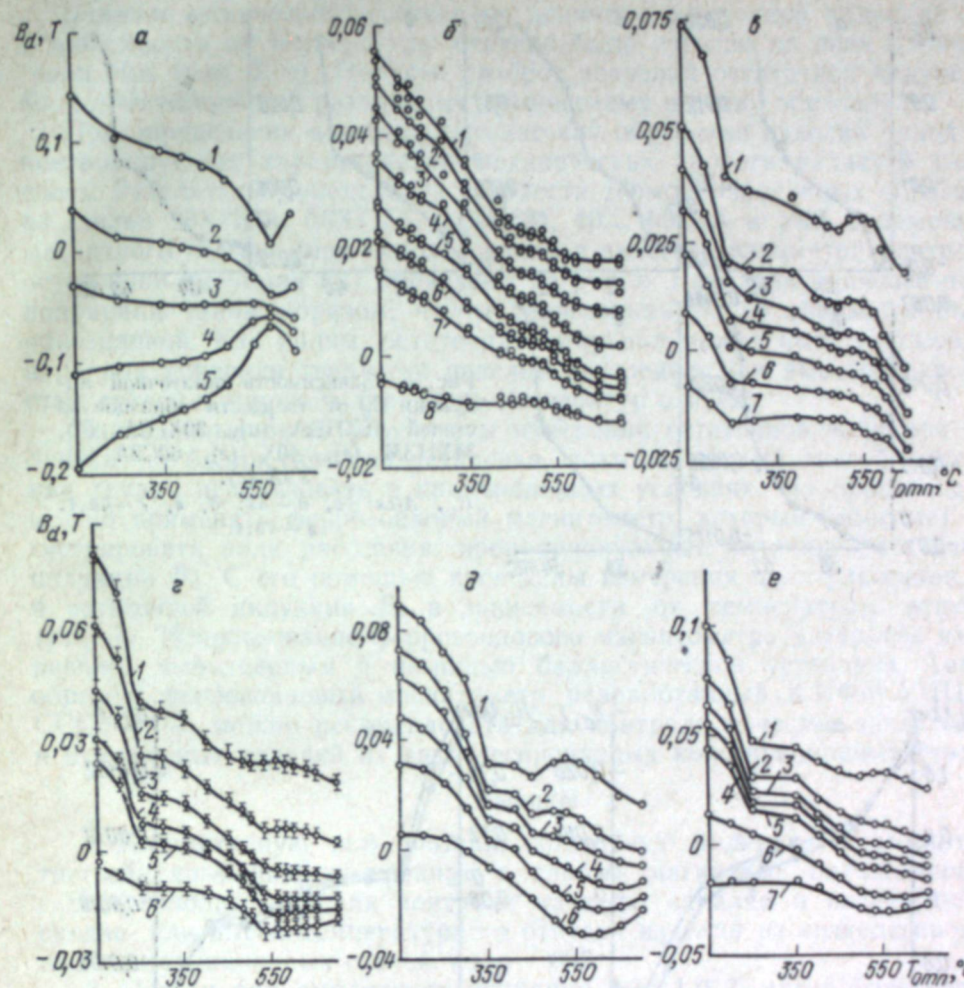


Рис. 5. Зависимость остаточной индукции, полученной после выключения поля, соответствующего магнитному состоянию образцов на нисходящей ветви петли магнитного гистерезиса, от температуры отпуска для сталей 18XНВА (а), 30ХГСА (б), 34XНЗМ (в), 40X (г), 60С2А (д), У9А (е).

Кривая	Значение $H_p, A/cm$					
	а	б	в	г	д	е
1	15,2	3,8	15,2	11,35	15,2	15,2
2	38	11,35	38	30,2	30,2	38
3	57	22,8	49,4	49,4	38	49,4
4	91,5	38	57	64,5	49,4	57
5	152	57	68,4	76	64,5	68,4
6	—	68,4	83,6	113,5	91,2	99
7	—	83,6	106	—	—	136
8	—	136	—	—	—	—

образцов на нисходящей ветви петли магнитного гистерезиса, будет зависеть от величины и распределения критических полей в стали. Следовательно, варьируя величину размагничивающего поля, можно, измеряя  $B_d$ , судить о степени несовершенства материала (дефектности структуры ферромагнетика) и делать предположения о его механических свойствах после различных видов термической обработки.



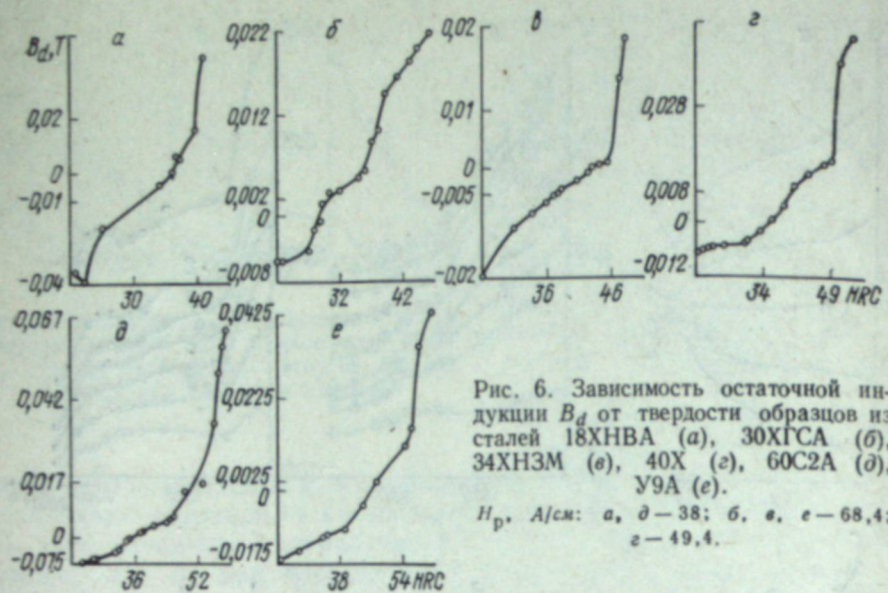


Рис. 6. Зависимость остаточной индукции  $B_d$  от твердости образцов из сталей 18ХНВА (а), 30ХГСА (б), 34ХНЗМ (в), 40Х (г), 60С2А (д), У9А (е).  
 $H_p$ , А/см: а, д — 38; б, в, е — 68,4; г — 49,4.

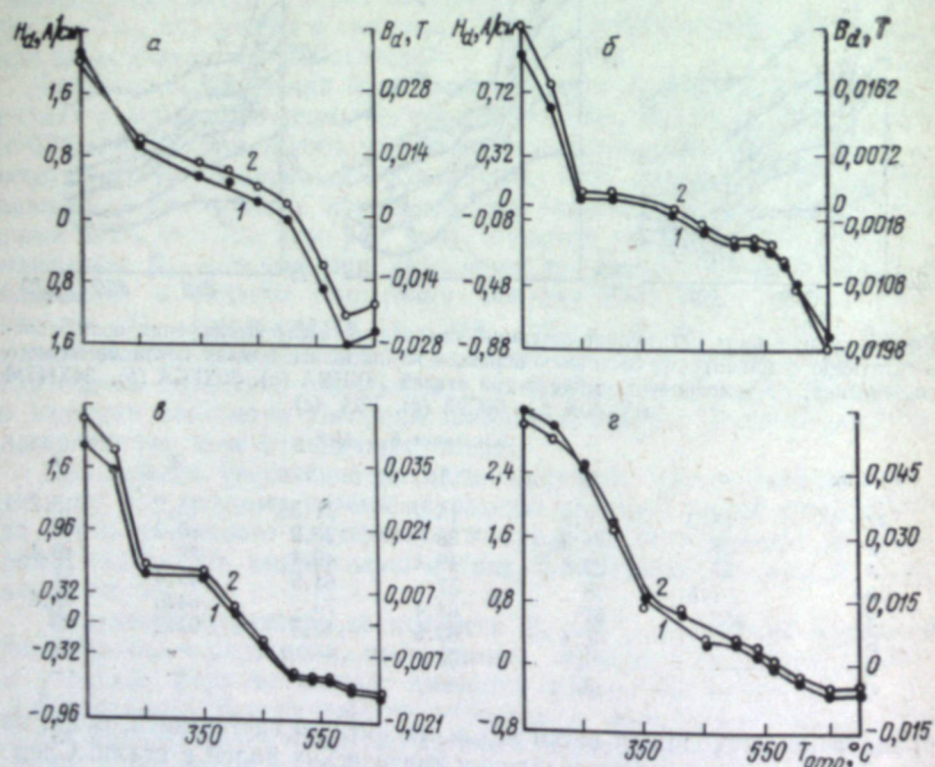


Рис. 7. Зависимость остаточной индукции  $B_d$  (1) и поля рассеяния  $H_d$  (2), соответствующего этой индукции, от температуры отпуска для сталей 18ХНВА (а), 34ХНЗМ (б), У9А (в), 60С2А (г).  
 $H_p$ , А/см: а, г — 38; б, в — 68,4.

Влияние химического состава на величину остаточной индукции  $B_d$  в зависимости от температуры отпуска было изучено на пяти плавках стали 40Х (рис. 5, г). Получен разброс значений остаточной индукции  $B_d$ , соответствующий различному химическому составу образцов.

При определении качества термической обработки изделий одной из контролируемых характеристик механических свойств является твердость. Результаты определения твердости термообработанных образцов из сталей 18ХНВА, 30ХГСА, 34ХНЗМ, 40Х, 60С2А и У9А с помощью магнитного метода (при использовании в качестве параметра контроля остаточной индукции  $B_d$ ) приведены на рис. 6. Размагничивающее поле подбирали таким образом, чтобы зависимость  $B_d$  от твердости была однозначной. Как видим, остаточная индукция может быть рекомендована для контроля твердости изделий из средне- или высокоуглеродистых сталей в широком диапазоне температур отпуска.

Приведенные выше результаты измерений остаточной индукции получены на баллистической установке, поэтому данный способ измерения трудно использовать в промышленных условиях. На производстве можно применять феррозондовый магнитометр, который позволяет регистрировать поля рассеяния, пропорциональные величине остаточной индукции  $B_d$ . С его помощью проведены измерения поля рассеяния  $H_d$  и остаточной индукции  $B_d$  в зависимости от температуры отпуска (рис. 7). Использование феррозондового магнитометра адекватно измерениям, выполненным с помощью баллистической установки. Таким образом, феррозондовый магнитометр, разработанный в ИФМ УНЦАН СССР [35], можно рекомендовать для контроля качества закаленных и отпущенных изделий из низколегированных конструкционных сталей

#### Выводы

1. Коэрцитивную силу, потери, остаточную индукцию и амплитуду третьей гармоники, измеренные в слабых магнитных полях, предлагается использовать для контроля качества закалки и последующего средне- или высокотемпературного отпуска изделий из низколегированных конструкционных сталей.
2. Потери при амплитудах индукции 0,3—1,0 Т могут быть успешно применены для контроля качества низкотемпературного отпуска малогабаритных изделий массой от 0,01 кг и выше.
3. Предложена модель, позволяющая объяснить различие в характере зависимости потерь от температуры отпуска при измерении их в слабых и средних магнитных полях.
4. Релаксационная коэрцитивная сила монотонно изменяется с температурой отпуска исследованных низколегированных среднеуглеродистых конструкционных сталей и может быть использована для неразрушающего контроля твердости изделий, закаленных и отпущенных в широком диапазоне температур.
5. Остаточная индукция, полученная после выключения поля, соответствующего магнитному состоянию образцов на нисходящей ветви петли магнитного гистерезиса, при определенных размагничивающих полях имеет однозначную зависимость от температуры отпуска и может быть рекомендована для контроля качества отпущенных изделий из конструкционных низколегированных сталей.

6. В качестве регистрирующей аппаратуры полей рассеяния, пропорциональных величине остаточной индукции, предложено использовать феррозондовый магнитометр.



1. С. В. Вонсовский, М. Н. Михеев. Завод. лабор., 1957, 10, 1221.
2. М. Н. Михеев, Г. С. Томилов. Физ. метал. и металловед., 1959, 8, 543.
3. М. Н. Михеев, П. Н. Жукова, Г. С. Томилов. Труды Ин-та физики металлов АН СССР, вып. 15. Свердловск, 1954, с. 90.
4. В. М. Морозова, М. Н. Михеев. Там же, вып. 24. Свердловск, 1965, с. 3.
5. И. А. Кузнецов. Магнитные, магнитомеханические и электрические свойства ферромагнетиков. Свердловск, 1972, с. 48, 67 (Урал. гос. ун-т).
6. М. Н. Михеев, Г. С. Томилов, М. Ф. Помухин, К. Г. Рязанкин, В. А. Уткина. Труды Ин-та физики металлов АН СССР, вып. 21. Свердловск, 1959, с. 181.
7. И. А. Кузнецов, В. М. Сомова. Дефектоскопия, 1972, 6, 40.
8. М. Н. Михеев, В. М. Морозова, В. С. Боченков, Н. В. Ремез, Г. В. Сурин. Там же, 1969, 4, 123.
9. Е. И. Графов. Там же, 1973, 2, 110.
10. С. Л. Наумов, В. В. Черняк. Там же, 1966, 1, 73.
11. М. Н. Михеев, И. А. Кузнецов. Завод. лабор., 1951, 1, 121.
12. Э. С. Горкунов, М. Н. Михеев, Ф. Н. Дунаев. Дефектоскопия, 1975, 3, 119.
13. Г. С. Томилов, М. Н. Михеев, М. Ф. Помухин. Физ. метал. и металловед., 1959, 8, 177.
14. Г. С. Томилов, В. И. Матвеев. Дефектоскопия, 1965, 1, 7.
15. И. А. Кузнецов, М. Н. Михеев. Физ. металлов и металловед., 1964, 17, 201.
16. И. А. Кузнецов, Э. И. Попов. Дефектоскопия, 1969, 5, 97.
17. Н. М. Родигин, В. П. Сырочкин. Там же, 1973, 4, 86.
18. Н. М. Родигин, В. П. Сырочкин. Там же, 1973, 5, 12.
19. Н. М. Родигин, В. П. Сырочкин. Там же, 1974, 6, 7.
20. Н. М. Родигин, В. П. Сырочкин. Там же, 1975, 1, 37.
21. Э. С. Горкунов. Физика металлов и их соединений, вып. 1. Свердловск, 1974, с. 196 (Урал. гос. ун-т).
22. Ф. Н. Дунаев, Э. С. Горкунов. Физика металлов и их соединений, вып. 3. Свердловск, 1975, с. 94 (Урал. гос. ун-т).
23. Е. И. Кондорский. Докл. АН СССР, 1941, 30, 598.
24. Р. Бозорт. Ферромагнетизм. М., ИЛ, 1956, с. 392.
25. Н. Я. Белов, Е. М. Вишнякова и др. Магнитные и электрические свойства конструкционных и низколегированных сталей. Л., 1969, с. 3 (ЛДНТП).
26. Л. И. Лысак. Изв. АН СССР, сер. физ., 1956, 20, 624.
27. Г. В. Курдюмов. Вопросы физики металлов и металловедения, вып. 2. Киев, Изд-во АН УССР, 1950, с. 3.
28. Ю. Н. Петров. Укр. физ. ж., 1970, 16, 1409.
29. В. М. Фарбер, М. И. Гольдштейн. Физ. метал. и металловед., 1968, 25, 94.
30. Y. Ohmori, S. Sugisawa. Trans. Japan Inst. Metals., 1971, 12, 170.
31. Н. Н. Люличева. Физ. метал. и металловед., 1957, 4, 319.
32. Е. И. Кондорский. Докл. АН СССР, 1948, 63, 507.
33. Л. Неель. Физика ферромагнитных областей. М., ИЛ, 1951, с. 228.
34. М. Н. Михеев, Э. С. Горкунов. Авт. свид. № 429329. Бюлл. изобр. 1974, 19, с. 131.
35. М. А. Веденев, В. И. Дрожжина, В. А. Куликов. Труды метрологических институтов СССР, вып. 133 (193). М.—Л., Изд-во стандартов, 1971, с. 54.

Г. В. БИДА

### О КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ МЕХАНИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ И КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛОЙ МАЛОУГЛЕРОДИСТЫХ И НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЕЙ

Неразрушающий контроль механических свойств проката из малоуглеродистых и низколегированных сталей по коэрцитивной силе все шире внедряется в практику. Разрешено косвенное определение предела прочности  $\sigma_b$ , предела текучести  $\sigma_t$ , относительного удлинения  $\delta_5$  и сужения  $\psi$  с помощью коэрцитиметров (см. ТУ-14-1-466—72, ТУ-14-1-1016—74 и др.). Опубликованы работы по применению коэрцитиметров с приставными электромагнитами [1—10] и приборов типа ИМА [11]. Магнитному контролю подвергают горяче- и холоднокатанные листы, трубы, мелкий и крупный сортовой прокат и т. п. В настоящей работе сделана попытка понять природу корреляционной связи механических свойств проката и его коэрцитивной силы.

Разработка неразрушающего метода контроля четырех механических характеристик, определяющих пластичность и прочность стали, по одной магнитной возможна прежде всего благодаря взаимосвязи между этими механическими характеристиками.

Под прочностью понимают способность материала противостоять внешним нагрузкам; пластичность характеризуется максимальной деформацией материала до разрушения. Пластическая деформация сопровождается движением дислокаций. Задержка в их движении приводит к уменьшению пластичности материала и к необходимости увеличения внешней нагрузки, способной возобновить такое движение. Материал разрушается, если исчерпываются возможности источников дислокаций или сами дислокации оказываются прочно заблокированными какими-либо препятствиями.

У рассматриваемого класса сталей процессы перемагничивания протекают путем смещения междоменных границ, и магнитный гистерезис обусловлен задержкой в смещении последних [12]. В идеальном материале междоменная граница должна бы легко смещаться при воздействии очень малого внешнего магнитного поля. При наличии факторов, мешающих такому смещению, после отключения намагничивающего поля граница будет занимать определенные положения в кристаллической решетке материала, соответствующие минимуму его энергии. Сместить доменную границу из этих положений можно с помощью внешнего магнитного поля.

Коэрцитивная сила определяется величиной внешнего поля обратной полярности по отношению к намагничивающему, способного сместить доменную границу из одного положения, соответствующего мини-



мальной энергии материала, в другое через энергетический барьер максимальной амплитуды; при этом около половины намагниченности образца должно изменить свое направление на обратное. Теория магнитного гистерезиса отождествляет упомянутые энергетические барьеры с изменением энергии самой границы. Например, теория «включений» основывается на наличии поверхностного натяжения границы: междоменная граница удерживается на пустотах и немагнитных включениях вследствие ее минимальной поверхности при пересечении максимального числа этих пустот или включений. Для смещения границы требуется энергия, которая идет на увеличение ее поверхности.

Причиной задержки движения дислокаций и смещения междоменных границ могут быть одни и те же факторы. Попробуем их установить.

У малоуглеродистых и низколегированных сталей в холодно-горячекатаном и нормализованном состояниях фазовые превращения в процессе производства не приводят к существенным вариациям структуры. Изменения физических свойств здесь происходят на основе ферритной или ферритно-перлитной структуры. Механические свойства сталей с феррито-перлитной структурой определяются следующими основными факторами [13]: а) упрочнением твердого раствора (через растворение), б) размером зерна феррита, в) процентным содержанием перлита и г) дисперсионным твердением. Для холоднодеформированных изделий необходимо учитывать субструктурное упрочнение [14].

Рассмотрим взаимосвязи механических характеристик и коэрцитивной силы сталей.

#### ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ СТАЛЕЙ НА ИХ МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ

**Упрочнение твердого раствора.** Прочность металлов и сплавов определяется прочностью межатомных связей и структурой [15]. Прочность межатомных связей можно увеличить соответствующим легированием. При введении в решетку «чужеродных» атомов происходит изменение дислокационной структуры в самом металле-растворителе: может изменяться величина кристаллографического расщепления дислокаций, их взаимодействие и плотность. Кроме того, наблюдается взаимодействие растворенных атомов с дислокациями. Коттрелл [16] показал, что беспорядочно распределенные в решетке растворенные атомы не оказывают влияния на движущуюся дислокацию. Если дислокация строго линейна и растворенные атомы расположены вокруг нее хаотично, вдоль нее находится одинаковое число силовых полей положительного и отрицательного знака. Одна половина из них препятствует движению дислокации, другая — способствует. В таком материале дислокация движется точно так же, как и в чистом металле. Упрочнять металл могут лишь отдельные скопления атомов.

Если ввести в решетку металла-растворителя атомы замещения, размеры которых больше размеров самого растворителя, в месте нахождения атомов возникнут локальные упругие поля деформации. Эти поля взаимодействуют с упругими полями дислокации. Атомы движутся к дислокациям, стремясь уменьшить напряжения в решетке. Так образуются «облака» Коттрелла, препятствующие движению дислокаций. Чтобы разблокировать последние, необходимо увеличить напряжение. Существование конденсированных «облаков» Коттрелла из атомов угле-

рода в  $\alpha$ -железе подтверждено экспериментально путем измерения электросопротивления [16].

Блокировка дислокаций «облаками» Сузуки имеет характер химического взаимодействия. Механизм упрочнения по Сузуки наиболее подробно изучен для ГЦК-решеток [17], однако он обнаружен и в ОЦК-решетках. Сущность его заключается в следующем. Дислокация, лежащая, например, в наиболее плотноупакованных атомах плоскостях ГЦК-решетки, нестабильна и расщепляется на две половины с более коротким вектором Бюргерса. Эти половины разделены дефектом упаковки. Растворимость легирующего элемента в месте дефекта упаковки отличается от его растворимости в матрице, и поэтому атомы легирующего элемента будут собираться на дефекте упаковки. В пределах этого участка ГЦК-решетка переходит в ГПУ-решетку в объеме двух атомных слоев. В результате происходит блокировка дислокации. Для дальнейшего движения дислокации необходимо приложить дополнительное напряжение, зависящее от концентрации атомов растворенного элемента.

В металлах с ОЦК-решеткой примесные атомы внедрения могут располагаться в межатомных промежутках трех направлений тетрагональности:  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$ ,  $\langle 001 \rangle$ . В отсутствие упругих полей дислокации все три направления равновероятны для нахождения там атомов внедренного элемента. В поле дислокации картина меняется. Энергия взаимодействия атомов с упругим полем дислокации будет зависеть от вида занятого промежутка, что вызовет перераспределение атомов в междоузлия решетки с более низкой энергией, образуя «облако» Сноэка [18]. Разблокировка дислокации здесь связана с дополнительным напряжением, пропорциональным концентрации атомов примеси. Возможны и другие механизмы упрочнения [19, 20].

Несмотря на то, что образование «облаков» растворенных атомов уменьшает свободную энергию материала вследствие уменьшения внутренних напряжений, суммарные упругие поля «облаков» и дислокаций оказывают воздействие на движение междоменной границы. Согласно теории напряжений Кондорского — Керстена [21, 22], коэрцитивная сила  $H_c$  пропорциональна амплитуде внутренних напряжений  $\Delta\sigma$  и обратно пропорциональна длине волны напряжений  $l$  в ферромагнитном материале ( $H_c \sim \Delta\sigma$ );  $H_c$  максимальна, если длина волны напряжений равна толщине междоменной стенки.

**Размер зерна феррита.** Экспериментально [23] показано, что примеси даже в самых чистых металлах скапливаются на границах зерен, поэтому при исследовании влияния границ зерен на свойства стали трудно отделить влияние собственно границ от влияния скапливающихся на них примесей (избыточная концентрация компонент твердого раствора, выделение новой фазы и др.). Установлено также, что вблизи границ зерен уменьшается деформация металла вследствие его повышенной прочности; это связано с тем, что границы являются стыками разных зерен, обладающих из-за разной кристаллографической ориентации различными упругими и пластичными свойствами.

Влияние размеров зерен  $d$  на нижний предел текучести  $\sigma_s$  малоуглеродистой стали впервые экспериментально установлено Петчем [24], Холлом [25] и Лоу [26]. Оно выражается уравнением

$$\sigma_s = \sigma_0 + k_y d^{-1/2}$$

где  $\sigma_0$  — так называемое напряжение трения;  $k_y$  — постоянная (коэффициент разблокировки).



Аналогичные зависимости получены [27] между размером зерна, структурой и химическим составом малоуглеродистых сталей, с одной стороны, и их прочностными характеристиками — с другой:

$$\sigma_T = 6,67 + 2,11 (\% \text{Mn}) + 5,44 (\% \text{Si}) + 0,23d^{-1/2};$$

$$\sigma_B = 19,1 + 1,78 (\% \text{Mn}) + 5,35 (\% \text{Si}) + 0,1d^{-1/2} + 0,25 (\% \text{П})$$

(здесь П — количество перлита).

Зависимость прочностных характеристик от размера зерна Петч [24] объясняет следующим образом. Предполагается, что все дислокации закреплены и неподвижны до тех пор, пока приложенное внешнее напряжение не достигнет верхнего предела текучести. В это время в одном из зерен начинается пластическая деформация. Один дислокационный источник становится разблокированным и начинает испускать дислокационные петли, вызывая течение в зерне. Петли движутся к границам зерна и там останавливаются. Граница зерна, ориентированная случайным образом, становится эффективным барьером для дальнейшего движения дислокаций, так как при переходе через нее не совпадают в соседнем зерне ни плоскость скольжения, ни вектор Бюргерса. Изменяется также и модуль сдвига. Все это, включая также сегрегацию примесей на границах, приводит к блокировке дислокаций. Скапливаясь у границы зерна, дислокации вызывают концентрацию напряжений, пропорциональную числу дислокаций в этих скоплениях. При достижении определенного значения концентрации напряжений активизируется источник дислокаций в соседнем зерне. Так пластическая деформация передается от одного зерна к другому.

Таким образом, уменьшение размера зерна феррита приводит, во-первых, к увеличению доли межзеренных границ, являющихся препятствиями на пути движения дислокаций, во-вторых, к уменьшению длины свободного скольжения последних внутри зерна и тем самым к увеличению числа дислокаций, заблокированных границей зерна. Возрастание количества скапливающихся на границе зерна дислокаций вызывает локальные перенапряжения в металле, которые могут привести к зарождению микротрещины. Если релаксирующие возможности металла недостаточны (низкая температура, сильная блокировка примесями и др.), он разрушается.

Примеси и локальные напряжения на границах зерен, задерживая движение междоменной границы, повышают коэрцитивную силу стали [21, 22, 28, 29].

Магер [30] получил эмпирическое выражение, связывающее коэрцитивную силу ферромагнитного материала с величиной зерна. Для этого он воспользовался известной формулой Доринга [31] для поля старта  $H_s$ :

$$H_s = H_0 + \frac{5\pi\gamma}{8I_s} \frac{1}{d}$$

( $\gamma$  — граничная энергия;  $I_s$  — намагниченность насыщения;  $d$  — размер зародыша перемагничивания;  $H_0$  — критическое поле, при котором происходит необратимое смещение междоменных границ), рассматривая зерна в качестве носителей зародышей перемагничивания, диаметр которых определяется размером зерен. Магер для второго слагаемого формулы Доринга предложил следующее выражение:

$$H_c = \frac{15}{16} \frac{\pi\gamma}{I_s} \frac{1}{d}$$

Аналогичные формулы получены и другими исследователями:

	Значение $H_c$	Литература
Железо . . . . .	0,0022/d	[32]
Технически чистое железо . . . . .	0,0037/d	[33]
Электролитическое железо (0,024% С) . . . . .	0,4+0,004d	[34]
Мартеновская кипящая малоуглеродистая электротехническая сталь . . . . .	0,55+0,004d	[35]
Томасовская сталь . . . . .	0,8+0,004/d	[36]
Мартеновская спокойная малоуглеродистая сталь . . . . .	0,16+0,004/d	[37]

Приведенные здесь формулы показывают, что коэффициент регрессии при  $d^{-1}$  практически постоянен. Изменяется лишь  $H_0$  — часть коэрцитивной силы, связанная с наличием примесей, газовых и шлаковых включений. Для чистейшего и технически чистого железа  $H_0=0$ .

**Дисперсионное твердение.** В работе [13, стр. 19] приведены данные по относительному влиянию отдельных факторов на предел текучести стали (0,2% С; 1,5% Мп; 0,33% Si) с величиной зерна 10-го балла по ASTM. На долю дисперсионного твердения у данной стали приходится свыше 20% общего влияния на величину предела текучести.

Рассмотрим кратко механизм дисперсионного твердения и элементы дислокационной теории дисперсионного упрочнения.

Химические элементы с переменной растворимостью при благоприятных условиях, ввиду термодинамической нестабильности пересыщенного твердого раствора, выделяются из основной матрицы в виде интерметаллидных, карбидных или нитридных фаз. На ранних стадиях старения внутри твердого раствора образуются скопления однородных атомов, которые можно обнаружить по рассеянию рентгеновских лучей. Эти сегрегации еще не имеют собственной структуры, границ и полностью когерентны с решеткой матрицы. Они носят название зон Гинье — Претстона (Г. П. зоны). Если различия атомных размеров компонент невелики — зона Г. П. сферическая; при большой разности атомных размеров компонент — пластинчатая или игольчатая. Эту стадию старения обычно называют предвыделением. Она сопровождается повышением твердости и удельного электросопротивления, тогда как выделение второй фазы приводит к увеличению электропроводности вследствие обеднения твердого раствора. Как правило, кристаллические решетки выделяющейся фазы и матрицы имеют разные удельные объемы, из-за чего на границах раздела возникают напряжения 2-го рода. Если условия способствуют коагуляции частиц, происходит потеря когерентности с матрицей, образование и рост зародышей второй фазы.

Приближаясь к частицам второй фазы в результате приложенной нагрузки, дислокации выгибаются и, миновав эти частицы, образуют остаточные дислокационные петли. Накопление остаточных петель вокруг частиц второй фазы создает напряжения, препятствующие движению дислокаций, находящихся в тех плоскостях, где располагаются дислокационные петли. Напряжение, необходимое для изгиба и разблокировки дислокаций, обратно пропорционально среднему расстоянию между частицами второй фазы [39].

Анселл и Ленел [40] предположили, что после того, как дислокации прошли между дисперсными частицами и оставили вокруг них дислокационные петли, пластического течения еще нет, так как первая



дислокация, генерированная каким-либо источником (например, Франка — Рида), движется в плоскости скольжения до тех пор, пока не вступит во взаимодействие с дислокациями, генерированными другими источниками. Это взаимодействие тормозит ее. Предел текучести по Анселлу для упрочнения крупными частицами второй фазы равен

$$\sigma_{\tau} = \sqrt{\frac{GG'b}{2\lambda C}},$$

где  $G, G'$  — модули сдвига матрицы и материала частицы;  $b$  — вектор Бюргерса;  $C$  — постоянная ( $\sim 30$ ). Для частиц малых размеров

$$\sigma_{\tau} = G'd'/4C\lambda$$

( $d'$  — диаметр дисперсных частиц).

И механические свойства, и коэрцитивная сила чувствительны к начальной стадии процесса дисперсионного твердения, когда выделяющиеся частицы избыточных фаз когерентно связаны с матрицей, что обусловлено большими искажениями кристаллической решетки железа. Степень упрочнения твердого раствора при когерентном выделении намного выше, чем при некогерентном, даже при одинаковых размере и объемной концентрации частиц. Это объясняется тем, что объем искаженной части твердого раствора вокруг когерентной частицы намного больше, чем в случае некогерентной. Поэтому по теории Орована [39], где  $\sigma_{\tau} = Gb/\lambda$ ,  $\lambda$  — среднее эффективное рассеяние между частицами второй фазы.

Выделяемые частицы второй фазы в малоуглеродистых и низколегированных сталях, как правило, немагнитные или слабомагнитные. При переходе междоменной границы через эти частицы общая энергия ферромагнетика падает. Это происходит по двум причинам: во-первых, уменьшается площадь границы на величину суммы площадей поперечного сечения частиц, пересекаемых границей, во-вторых, происходит перераспределение магнитных зарядов на поверхности частиц. Из-за минимума свободной энергии граница имеет тенденцию прикрепляться к таким частицам. Согласно теории включений [22, 28, 41], коэрцитивная сила пропорциональна объемной концентрации включений  $\alpha$  в степени  $n$ , где  $n = 1, 3/2, 2/3$  и т. д. Учитывая вклад в коэрцитивную силу однородных зернистых включений и пластинчатых выделений, Гудинаф [42] приходит к выводам: для однородных зернистых включений  $H_c \sim \alpha^{2/3}$ , для пластинчатых выделений  $H_c \sim \alpha$ . Дитце [43] предложил статистическую теорию коэрцитивной силы, согласно которой  $H_c \sim \alpha$ . Измерение коэрцитивной силы железа с различным процентным содержанием меди показало линейную зависимость  $H_c$  от объемной концентрации меди при различном диаметре частиц меди.

**Количество перлита.** Если у феррита доминирующую роль в упрочнении играет граница зерен, то с появлением и увеличением количества перлита контролирующая роль переходит к карбидам. Прочностные характеристики здесь связаны с межкарбидным расстоянием  $\Delta_c$  зависимостью типа Петча — Холла ( $\sigma_{\tau} = \sigma_0 + k\Delta_c^{-1/2}$ ). Такая зависимость наблюдалась при любом способе измельчения перлита (волочение, прокатка, термообработка) [14]. Следовательно, длина свободного скольжения дислокации, заключенная между соседними пластинками цементита, играет ту же роль, что и размер зерна феррита.

Пластинки цементита  $Fe_3C$  ферромагнитны с намагниченностью насыщения  $I_s \sim 1200$  Гс и температурой Кюри  $200^\circ\text{C}$ , поэтому их нельзя рас-

считывать как немагнитные или слабомагнитные включения. Дийкстра и Верт [44] измеряли коэрцитивную силу в процессе нагрева предварительно отпущенного при  $210^\circ\text{C}$  образца железа с углеродом, находящимся в твердом растворе. После такого отпуска почти весь углерод выделился

в виде сфер цементита с диаметром  $3200 \text{ \AA}$ . При температуре Кюри  $Fe_3C$  ( $200^\circ\text{C}$ ) внезапных изменений коэрцитивной силы образца не наблюдалось. Поэтому авторы [44] пришли к выводу, что малые частицы  $Fe_3C$  ведут себя как неферромагнитные включения. Расчет коэрцитивной силы железа с беспорядочно распределенными частицами цементита по Дийкстре и Верту дал хорошее совпадение с экспериментом для круглых частиц  $Fe_3C$ . Коэрцитивная сила зависит от общего объема ( $H_c \sim \alpha^{2/3}$ ) и степени дисперсности этих частиц. Для стали с пластинчатым цементитом следует учитывать анизотропию формы пластинок цементита. Как мы уже упоминали выше, согласно Гудинафу [42], в случае пластинчатых выделений  $H_c \sim \alpha$ .

При рассмотрении вопроса о влиянии границ зерен, дисперсных частиц, в том же числе и цементита, на физические свойства стали следует учитывать напряжения, которые являются следствием скопления дислокаций, искажений кристаллической решетки на границах раздела зерен, фаз и др.

Вицена [45] выполнил расчет коэрцитивной силы, учитывая движение доменной границы в поле напряжений, обусловленных дислокациями. Из-за магнитострикции каждая доменная граница обладает полем собственного напряжения, поэтому между дислокацией и границей возникает силовое взаимодействие (силы Пича — Колера). Это взаимодействие зависит от ориентации дислокаций в кристалле, от типа и ориентации междоменной границы и от расстояния между границей и дислокацией. Не учитывая искривления границы в поле дислокации, пренебрегая анизотропией упругих свойств и магнитострикцией кристалла, Вицена установил пропорциональность коэрцитивной силы корню квадратному из плотности дислокаций ( $H_c \sim \sqrt{N}$ ). Такую же пропорциональность получил Керстен [46].

**Субструктурное упрочнение.** При больших степенях холодной пластической деформации металла происходит дробление зерен на более мелкие образования — субзерна. Плотность дислокаций в последних низкая. Границы субзерен являются скоплениями дислокаций, образованными вследствие взаимной блокировки групп дислокаций, движущихся по различным плоскостям скольжения в зерне при пластической деформации. Прочностные характеристики связаны со средним размером субзерна  $\Delta$  соотношением типа Петча — Холла ( $\sigma \sim \Delta^{-1/2}$ ) [47]. Это подтверждает тот факт, что определяющую роль в субструктурном упрочнении сталей играет длина межбарьерного скольжения дислокаций. Имеются также теоретические расчеты и эксперименты, согласно которым характеристики прочности пропорциональны размеру субзерна в степени  $-1$ . Границы субзерен считают источниками дислокаций, и эффект упрочнения связывают с активностью этих источников или распространением петель дислокаций [48].

Граница субзерна оказывает влияние и на смещение междоменной границы. Вицена [45] считает, что доменная граница будет испытывать суммарный эффект воздействий от всех дислокаций, заблокированных субграницей. Его вычисления для случая кубического кристалла, когда пространственное расположение границ кубического домена и границ



субзерен статистическое и изотропное, показали следующую зависимость коэрцитивной силы от размеров и ориентации блоков мозаики:

$$H_c = \frac{\sqrt{3} \delta^{3/2}}{2l_s L \Delta^{1/2}} \frac{\lg \theta}{a} \left( \ln \frac{\Delta}{\delta} \right)^{1/2} \frac{|\Delta \gamma|}{\Delta x},$$

где  $\delta$  — толщина доменной границы;  $L$  — размер кубического домена;  $\theta$  — угол отклонения блоков мозаики от кристаллографических осей;  $a$  — постоянная решетки;  $\Delta \gamma$  — изменение граничной энергии в упругом поле дислокации при смещении границы на расстояние  $\Delta x$ . На коэрцитивную силу могут влиять также сегрегации примесей, мигрирующих к границам субзерен.

#### ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА И ТЕХНОЛОГИИ ПРОИЗВОДСТВА СТАЛЕЙ НА ИХ СТРУКТУРУ, МЕХАНИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

**Химический состав.** Рассмотрение вопроса о влиянии химического состава сталей с феррито-перлитной структурой на их механические и магнитные свойства сводится к выяснению характера влияния легирующих элементов на свойства феррита. Общие закономерности здесь следующие: все легирующие элементы, изменяя параметр кристаллической решетки железа в равновесном состоянии, повышают характеристики прочности (исключение составляет хром) и несколько уменьшают пластичность (исключение составляют элементы, образующие твердые растворы внедрения, — углерод, азот, водород, кислород) [13, 49, 50]. Степень влияния отдельного элемента зависит от вида образуемого твердого раствора (раствор внедрения, замещения, вычитания), разности атомных размеров железа и растворенного элемента, от электронной концентрации раствора и его кристаллического строения, от устойчивости кристаллических решеток компонент и соотношения углерода и азота, (склонности к образованию карбидов и нитридов) [49—51]. Упрочнение сильнее проявляется при большей разности атомных размеров компонент, при более высокой валентности растворенного элемента и различии кристаллических решеток компонент; оно зависит от соотношения температур плавления компонент раствора. Все элементы, кроме марганца и бора, уменьшают склонность аустенита к росту зерна при нагревании. Наиболее эффективно уменьшению размера зерна способствуют элементы, образующие труднорастворимые карбиды и нитриды (алюминий, титан), меньше — элементы, образующие твердые растворы (кремний, никель, медь и др.).

Приводим выражения для расчета предела прочности  $\sigma_b$  и предела текучести  $\sigma_T$  низколегированных сталей в горячекатаном или нормализованном состоянии по химическому составу [52]:

$$\begin{aligned} \sigma_b &= 23,0 + 70,0C + 8,0Mn + 9,2Si + 7,4Cr + 3,4Ni + \\ &+ 5,7Cu + 32V + 54Ti + 46P + [2,1 - 0,14(h - 5)]; \\ \sigma_T &= 12,4 + 28,0C + 8,3Mn + 5,6Si + 5,5Cr + 4,5Ni + \\ &+ 5,7Cu + 36V + 77Ti + 55P + [3,0 - 0,2(h - 5)], \end{aligned}$$

где  $h$  — толщина проката 5—20 мм; содержание элементов дано в процентах. По коэффициентам регрессии около процентного содержания элемента можно судить о степени его влияния на ту или иную характеристику.

Влияние различных элементов химического состава стали на ее механические и магнитные свойства [13, 38, 60]

Элемент	$\sigma_b$	$\sigma_T$	HRB	$\delta$	$\psi$	$a_{K'}$ кгс·м/см <sup>2</sup>	$H_c$ А/см	$I_T$	$P$	$\rho$	Размер зерна
	кгс/мм <sup>2</sup>										
C	+(7÷+8)	+(4÷+5)	+25	-(4÷+3)	-7	-2,5	+1	>	>	>	—
Mn	+1	+1	+5	=	=	+	>	+	>	>	>
Si	+1	+0,7	+5	=	=	—	>	+	>	>	>
Cr	+1	+1	+	-0,15	—	=	>	>	>	>	>
P	+0,5	+0,3	+	-0,5	—	+	+	+	+	+	>
Ni	+0,4	+0,3	+	—	—	>	+	+	+	+	=
Cu	+	+	+	—	—	—	+	+	+	+	—
Ti	+	+	>	—	=	=	+	+	+	+	<
Al	+	+	=	—	—	>	+	—	+	+	<
S	=	=	=	—	—	<	+	—	+	+	=

Примечания. 1. Действие элементов: > — сильно повышающее; < — сильно снижающее; > — умеренно повышающее; < — умеренно снижающее; + — слабо повышающее; — — слабо снижающее; = — отсутствие влияния. 2. Цифры указывают влияние 0,1% химического элемента на физические свойства стали.

Рассмотрим влияние некоторых наиболее важных элементов химического состава данных сталей на структуру и свойства последних (см. таблицу).

**Углерод.** В  $\alpha$ -железе углерод образует твердый раствор внедрения с предельной концентрацией при комнатной температуре ~0,06%. Когда содержание углерода в стали выше необходимого для равновесного состояния, образуется карбид  $Fe_3C$ . Повышение концентрации углерода приводит к увеличению количества карбидных частиц и перлита, а также к измельчению зерна [50]. Оба эти фактора способствуют повышению прочностных характеристик стали, причем  $\sigma_b$  увеличивается сильнее, чем  $\sigma_T$ , а пластичность уменьшается.

Коэрцитивная сила с ростом содержания углерода возрастает практически линейно [53, 54]. Как уже упоминалось,  $H_c$  для стали с пластинчатым перлитом намного выше, чем для стали со сфероидизированным перлитом при одном и том же содержании углерода, что связано с анизотропией формы перлитной фазы. Такой рост обусловлен преимущественно увеличением полей рассеяния на границе матрица — слабомагнитная фаза (карбиды), затрудняющих смещение междоменных границ, а также поверхностным натяжением границы.

**Марганец.** В сталях марганец может образовывать твердые  $\alpha$ -растворы и карбиды типа  $(Fe, Mn)_3C$ . При содержании углерода до 0,2% этот элемент находится преимущественно в твердом растворе, обуславливая повышение прочностных характеристик; пластичные свойства при этом снижаются незначительно.

Так как марганец хорошо растворим в  $\alpha$ -железе, то его выделение не приводит к заметному изменению микронапряжений феррита. Поэтому при малых добавках марганца в электротехнических сталях не обнаруживали заметного его влияния на коэрцитивную силу [55]. При более высоких содержаниях этого элемента Йенсен и Циглер [33] нашли зависимость  $H_c = 0,34 Mn$  (до 0,6% Mn).

**Кремний.** Благодаря большому химическому сродству к кислороду, кремний, как и марганец, применяется в стали в качестве раскислителя. При содержании до 0,3% он является постоянной примесью в стали.



Растворяясь в железе (твердый раствор замещения), кремний резко искажает кристаллическую решетку — повышается твердость и прочность феррита, несколько снижается пластичность. Будучи сильным ферритообразующим элементом, кремний понижает концентрацию углерода в перлите и уменьшает предел растворимости углерода в аустените, а также способствует росту зерна в стали. Обезуглероживание стали и рост зерна способствуют повышению коэрцитивной силы. При этом снижаются намагниченность насыщения и начальная магнитная проницаемость, повышается электросопротивление стали.

**Фосфор, сера.** Фосфор в стали находится в твердом растворе, существенно упрочняя феррит и снижая пластичные и вязкие свойства стали. Сера содержится в виде сульфидов железа, марганца и других, которые располагаются на границах зерен. На прочностные характеристики стали сера почти не влияет. Она несколько снижает пластичные свойства стали и ударную вязкость. Согласно [33], сера и фосфор способствуют повышению коэрцитивной силы и потерь энергии на перемагничивающие:  $H_c=4,3 P$  (до 0,15% P,  $H_c=6 S$  (до 0,06% S);  $P_r=13\,000 P$ ,  $P_r=18\,000 S$ .

**Хром, никель, медь.** Данные элементы применяются в сталях с целью повышения коррозионной стойкости и окалиностойкости. При наличии углерода до 0,2% и низком содержании указанных элементов последние в стали находятся преимущественно в твердом растворе. Содержание меди свыше 0,7% вызывает дисперсионное твердение. Хром частично образует карбид. Все эти элементы способствуют повышению прочностных и снижению пластичных свойств стали. Увеличивается и коэрцитивная сила. Особенно резко  $H_c$  повышает хром [14, с. 327].

**Алюминий, титан.** Алюминий — основной раскислитель малоуглеродистых и низколегированных сталей, титан — низколегированных. Оба элемента способствуют измельчению структуры: алюминий — связывая азот и образуя нитрид, который создает барьеры, препятствующие росту зерна [56]; титан — образуя нитриды, которые являются центрами кристаллизации в жидкой стали [57]. Карбиды и нитриды титана вызывают дисперсионное твердение стали. Указанные воздействия металлов и соединений титана приводят к повышению прочностных свойств стали (особенно предела текучести), причем титан резко снижает ее пластичность. Несколько повышается и коэрцитивная сила стали. Нитриды алюминия и титана уменьшают склонность стали к механическому и магнитному старению, связанному с выделением нитридов железа.

**Примеси внедрения (газы).** Твердые  $\alpha$ -растворы внедрения, наряду с углеродом, образуют азот, кислород, водород и обладают весьма низкой растворимостью в  $\alpha$ -железе. Кроме растворов, они образуют избыточную фазу (нитриды, оксиды, гидриды). Растворимость этих элементов в железе определяется содержанием углерода — повышенное содержание углерода снижает их растворимость в металле. В состоянии предвыделения примеси элементов концентрируются на границах зерен. Обычно эти элементы вызывают старение сталей. При этом повышаются прочностные и снижаются пластичные характеристики стали и возрастает коэрцитивная сила. Благодаря повышенной подвижности атомов водорода в  $\alpha$ -железе, его поведение несколько отличается от остальных «газов». Наличие растворенного водорода в  $\alpha$ -железе мало влияет на величины  $\sigma_b$  и  $\sigma_T$ , зато уменьшает пластичные свойства. Однако влияние водорода на свойства стали стабильно: водород выделя-

ется из металла при комнатной температуре, повышая пластичность [58].

Таким образом, различные элементы химического состава стали по-разному влияют на ее механические и магнитные свойства (см. таблицу). Большинство элементов способствует повышению прочностных характеристик ( $\sigma_b$ ,  $\sigma_T$ ) и твердости и снижению пластичных  $\delta_5$ ,  $\psi$ . Возрастают потери  $P$ , коэрцитивная сила  $H_c$ , удельное электросопротивление  $\rho$  и остаточная намагниченность  $I_r$ . Исключение составляет кремний, который, повышая прочностные и снижая пластичные характеристики стали, снижает  $H_c$ ,  $P$  и  $I_r$ . Колебание содержания кремния может приводить к некоторым погрешностям в определении механических свойств стали по коэрцитивной силе либо другим характеристикам ( $P$ ,  $I_r$ ). Однако, как утверждают некоторые авторы [59, 61], увеличение содержания кремния в электротехнической стали до 0,2—0,3% не приводит к заметному снижению коэрцитивной силы, поэтому упомянутая погрешность может сказываться на результатах контроля при испытаниях сталей с более высоким содержанием кремния.

**Некоторые приемы выплавки стали.** Колебания химического состава, количество вредных примесей, неметаллических включений и газов в стали определяются технологией ее выплавки и разлива. Важное место занимают доводка и полировка стали, в процессе которых происходит окисление углерода, десульфация и дефосфация металла [13, с. 153]. Технология и условия проведения указанных этапов в процессе выплавки стали оказывают наибольшее влияние на механические и магнитные свойства проката. Однако литературные данные о влиянии этого периода производства стали на предел прочности, предел текучести, относительное удлинение и сужение отсутствуют.

В процессе доводки и полировки стали необходимо выделить некоторые наиболее важные факторы, воздействующие на физические свойства проката. К ним относятся скорость окисления углерода, продолжительность активного кипения стали, продолжительность дорудового периода и др. [59, с. 55].

В зависимости от проведения процесса окисления углерода металл в большей или меньшей степени подготовлен к окончательной доводке: чем ниже скорость окисления углерода  $V_c$ , тем больше в металле примесей и газов и выше степень переокисленности металла. Это в конечном итоге сказывается на металлическом качестве стали и приводит к увеличению ее коэрцитивной силы ( $H_c=1,04—11,7 V_c$  при коэффициенте корреляции  $r=-0,175$  для сортового металла и  $H_c=1,03—29 V_c$  при  $r=-0,38$  для листа толщиной до 2 мм).

При активном кипении стали 60—70 мин получают минимальную коэрцитивную силу:

$$\text{для сортового металла} \\ H_c = 0,93 + 0,025(\tau - 75)/10 + 0,007[(\tau - 75)/10]^2,$$

для листа толщиной до 2 мм

$$H_c = 0,71 - 0,0058(\tau - 65)/10 + 0,15[(\tau - 65)/10]^2$$

и соответственно корреляционное отношение  $\eta_{v/x}=0,422$  и 0,606 при получении оптимального металлургического качества стали (продолжительность активного кипения  $\tau$  для малоуглеродистых и низколегированных сталей рекомендуется [13] не ниже 40 и не выше 90 мин). Малая продолжительность активного кипения стали приводит к ее неподготовленности к окончательной доводке, при этом не происходит



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании сказанного можно сделать вывод, что технология производства, химический состав и определяющиеся ими структурные факторы однозначно влияют на прочностные и пластичные свойства малоуглеродистых и низколегированных сталей, с одной стороны, и коэрцитивную силу — с другой. Это дает основания для разработки неразрушающего контроля механических свойств проката из сталей по коэрцитивной силе. Средства контроля необходимо выбирать, исходя из вида и размеров проката, условий производства и т. п. Учитывая возможные погрешности аппаратуры и методики контроля, заключение о достоверности и эффективности последнего можно сделать лишь после установления надежной корреляционной связи между контролируемыми характеристиками проката и показаниями аппаратуры.

Показано [8, 9], что неразрушающий контроль получаемых при статическом растяжении механических свойств толстолистового и крупносортового проката из сталей 20к и 09Г2 можно производить путем измерений относительной величины коэрцитивной силы с помощью коэрцитиметра [65] непосредственно на листах и балках. При этом коэрцитиметрическое определение указанных свойств не хуже, чем при измерении их прямыми методами.

На Нижнетагильском металлургическом комбинате для такого кон-

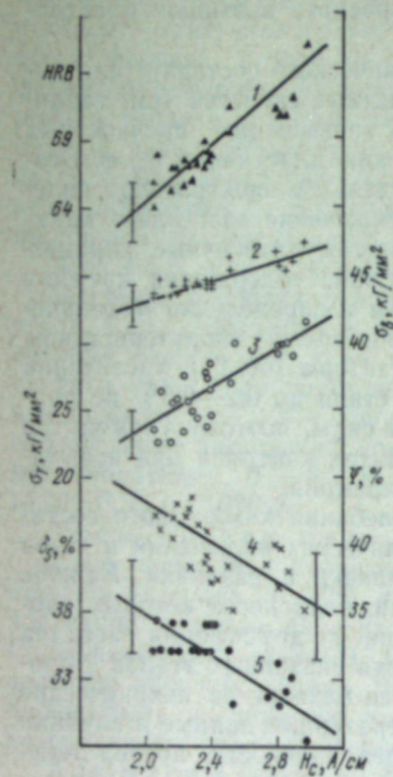


Рис. 1. Зависимость между механическими свойствами и коэрцитивной силой стали 3сп. 1 — HRB; 2 —  $\sigma_b$ ; 3 —  $\sigma_T$ ; 4 —  $\delta_5$ ; 5 —  $\phi$ .

деформации при температурах ниже  $850^\circ\text{C}$  приводит к дроблению зерна аустенита, а также торможению его роста дисперсными частицами карбонитридов, выделившихся в аустените в процессе деформации [63]. Высокая температура конца прокатки и быстрое охлаждение проката способствуют увеличению игольчатости в форме феррита и появлению видманштеттовой структуры. Эффект усиливается при больших степенях обжатия [62]. Увеличение игольчатости в форме феррита и видманштеттова структура повышают внутренние напряжения стали, так как искажения решетки у видманштеттова феррита больше, чем у равноосного. Видманштеттовы кристаллы, как и мартенситные, содержат большое число дислокаций, перераспределение которых обуславливает субзеренную структуру; контактирующие видманштеттовы пластины, как и мартенситные, могут иметь двойниковую ориентацию [64]. Эти факторы повышают прочность при снижении пластичности и увеличивают коэрцитивную силу стали.

На рис. 1 показана однозначная зависимость между коэрцитивной силой  $H_c$  и механическими свойствами (пределом прочности  $\sigma_b$ , пределом текучести  $\sigma_T$ , относительным удлинением  $\delta_5$  и сужением  $\phi$ , а также твердостью HRB) для стали 3сп вследствие изменения температуры в конце прокатки от  $1050$  до  $750^\circ\text{C}$  при различной степени обжатия (20, 40, 60 и 76%).

эффективной дегазации металла и его нагрева до заданной температуры. Если время активного кипения больше 90 мин, качество стали ухудшается.

Дорудовой период — время между достижением определенного содержания углерода для данной марки стали в расплавленном состоянии и началом присадки железной руды. При большой продолжительности дорудного периода  $\tau_1$  увеличивается окисленность стали и ее насыщенность водородом и азотом, что также приводит к ухудшению качества проката и повышению коэрцитивной силы ( $H_c = 0,88 + 0,0038 \tau_1$  при  $r = 0,345$  для сортового металла;  $H_c = 0,71 + 0,003 \tau_1$  при  $r = 0,28$  для листа толщиной до 2 мм).

**Технология прокатки.** Технологические приемы прокатки, особенно степень обжатия при прокатке и температура в конце прокатки, существенно влияют на механические свойства и коэрцитивную силу малоуглеродистых и низколегированных сталей.

В случае понижения температуры в конце прокатки уменьшается размер зерна и увеличивается балл полосчатости в стали [57, 62], особенно при больших степенях обжатия. Первая закономерность связана с тем, что завершение

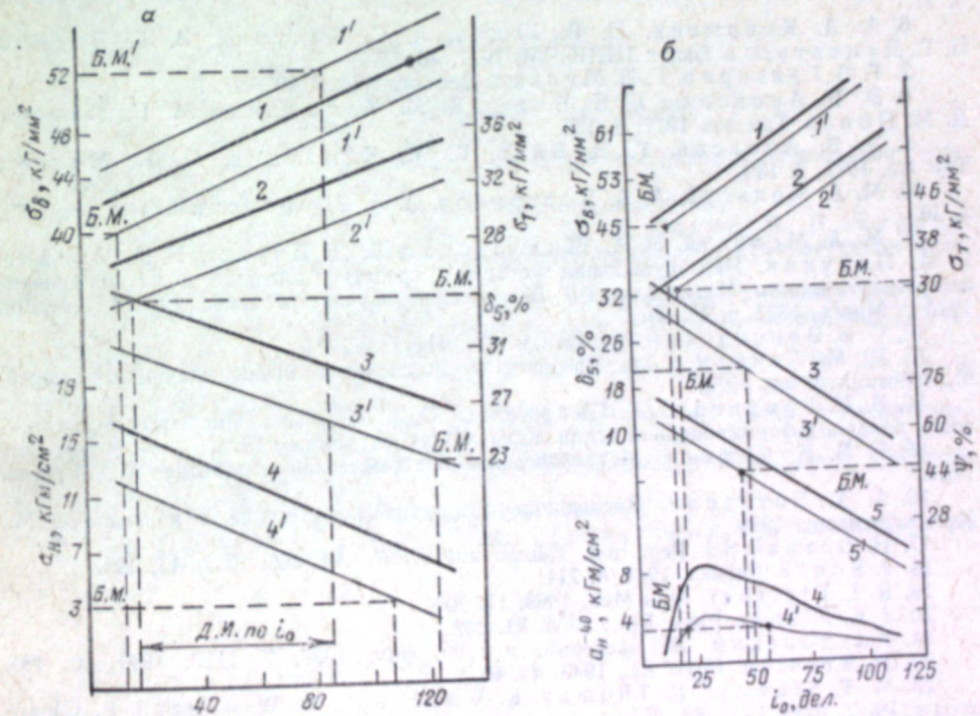


Рис. 2. Уравнения регрессии между показаниями коэрцитиметра и механическими свойствами сталей 20к (а) и 09Г2 (б). 1 —  $\sigma_b$ ; 1' — Д. Г.  $\sigma_b$ ; 2 —  $\sigma_T$ ; 2' — Д. Г.  $\sigma_T$ ; 3 —  $\delta_5$ ; 3' — Д. Г.  $\delta_5$ ; 4 —  $\phi$ ; 4' — Д. Г.  $\phi$ ; 5 —  $\phi$ ; 5' — Д. Г.  $\phi$ .

Д. Г. — доверительная граница (проведена на расстоянии удвоенного среднего квадратического отклонения экспериментальных значений механических свойств от линии регрессии); Д. И. по  $i_0$  — см. в тексте; Б. М. и Б. М. — браковочный максимум и минимум по ГОСТу, соответственно.



троля внедрили коэрцитиметр КИФМ-1а [66], причем экономически более выгодным оказалось производить измерения на ударных образцах (ГОСТ 9454-60). На рис. 2 приведены уравнения регрессии между показаниями коэрцитиметра и механическими свойствами листов толщиной 20 мм из сталей 20к и 09Г2. По известной методике [8, 9] определены минимальные доверительные интервалы (ДИ) по  $i_0$  по показаниям коэрцитиметра, в пределах которых механические свойства, в том числе и ударная вязкость  $a_n$ , с доверительной вероятностью 0,95 удовлетворяют требованиям ГОСТа для этих сталей. Количество единиц проката, выходящее за пределы установленных доверительных интервалов и подлежащее в связи с этим испытаниям прямыми методами, не превосходит 10%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Н. Михеев, М. В. Якутович. Сталь, 1945, 2, 91.
2. Л. В. Кохман, М. Н. Михеев. Дефектоскопия, 1969, 5, 91.
3. Д. А. Заугольников, Р. Г. Айсин, А. Е. Пратусевич. Сталь, 1974, 2, 168.
4. В. А. Бурганова, Л. В. Кохман, П. А. Халилеев, Л. Т. Чуканова. Дефектоскопия, 1972, 2, 46.
5. В. А. Бурганова, П. А. Халилеев, Л. В. Кохман, В. А. Алешин, Н. П. Кириллов, В. А. Кузьмина, Р. И. Череминская. Там же, 1971, 5, 51.
6. А. А. Коврыгин, П. В. Юшин, А. С. Качурин, В. Г. Буянов, Н. Г. Деметьева. Бюлл. ЦНИИЧМ, 1971, 16, 52.
7. Г. В. Григорян, Г. Н. Мулько. Дефектоскопия, 1976, 1, 77.
8. Э. В. Аронсон, Г. В. Бида, В. М. Камардин, М. Н. Михеев, Д. М. Понер. Там же, 1977, 2, 135.
9. Э. В. Аронсон, Г. В. Бида, В. М. Камардин, М. Н. Михеев. Там же, 1977, 2, 139.
10. М. А. Мельгуй, А. А. Востриков, А. А. Зборовский. Там же, 1971, 3, 10.
11. М. А. Мельгуй, Э. А. Шидловская, В. Д. Пиунов, Н. А. Чеснов, Г. А. Пятунин. Неразрушающие методы и средства контроля и их применение в промышленности. Материалы 1-й Белорусской науч.-техн. конф. 12—14 сентября 1973 г. Минск, 1973, с. 91, 98.
12. С. В. Вонсовский. Магнетизм, М., «Наука», 1971.
13. И. М. Лейкин и др. Производство и свойства низколегированных сталей. М., «Металлургия», 1972.
14. В. Н. Гриднев, В. Г. Гаврилюк, Ю. Я. Мешков. Прочность и пластичность холоднодеформированной стали. Киев, «Наукова думка», 1974.
15. Г. В. Курдюмов. Металловедение и термическая обработка. М., Машгиз, 1961.
16. А. Х. Коттрелл. Дислокация и пластическое течение в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1958.
17. H. Suzuki. Sci. Rep. Inst. Tohoku Univ., 1952, A4, 455, 1952, A7, 194.
18. J. Snoek. Physika, 1941, 8, 711.
19. R. L. Fleisher. Acta Met., 1963, 11, 203.
20. J. C. Fisher. Phys. Rev., 1953, 91, 232.
21. Кондорский. Ж. эксперим. и теор. физ., 1937, 7, 1117; 1940, 10, 420.
22. M. Kersten. Phys. Zs., 1943, 44, 63.
23. M. T. Stewart, R. Thomas, K. Wanchope, W. Winegard, B. Chalmers. Phys. Rev., 1951, 83, 657.
24. N. L. Petch. Iron a. Steel Inst., 1953, 173, 25.
25. E. O. Hall. Proc. Phys. Soc., 1951, B64, 747.
26. J. R. Low. Relation of Properties to Microstructure. Cleweland, ASM, 1954, p. 163.
27. F. B. Pickering, T. Cladman. Iron a. Steel Inst., BJSRA, Harrogate Conf., 1963, p. 10.
28. Е. И. Кондорский Докл. АН СССР, 1948, 63, 507; 1049, 68, 37.

29. Л. Неель. Физика магнитных областей. Под ред. С. В. Вонсовского. М., ИЛ, 1951, 25.
30. A. Mager. Ann. Physik, 1952, 11, 15.
31. E. Kneller. Ferromagnetismus. Berlin, 1962.
32. T. D. Yensen. TAJEE, 1924, 43, 145.
33. T. D. Yensen, N. A. Ziegler. TASM, 1935, 23, 556.
34. G. J. Sizoo. Zs. Phys., 1948, 1, 557.
35. Л. Н. Подвойский, А. И. Паисов. Завод. лабор., 1953, № 6, 753.
36. S. Leclere. Rev. Metallurgie, 1953, 5, 425.
37. Н. П. Жетвин, В. П. Тунков, М. А. Перцев, А. И. Паисов, Л. Н. Подвойский. Технически чистое железо. М., Metallurgizdat, 1962, с. 183.
38. Т. Гедей, А. Луффс. Экспресс-информация, Металловедение и термическая обработка, 1968, 10, 1.
39. E. Orowan. Symposium on Internal Stresses in Metals and Alloys, The Inst. Met. London, 1948, p. 451.
40. G. S. Ansell, F. V. Lenel. Asta Mer., 1960, 8, 612.
41. L. Neel. Cahiers Phys., 1944, 25, 21.
42. Д. Гудинаф. Магнитная структура ферромагнетиков. Под ред. С. В. Вонсовского. М., ИЛ, с. 19.
43. H. D. Gietze, J. Phys. Soc. Japan, 1962, Suppl. B-1, 663.
44. L. J. Dijkstra, C. Wert. Phys. Rev., 1950, 79, 979.
45. Ф. Вицена. Чехосл. физ. ж., 1954, 4, 419; 1955, 4, 480.
46. M. Kersten. Zs. angew. Phys., 1956, 8, 496.
47. J. D. Embury, R. M. Fisher. Acta Met., 1966, 14, 147.
48. D. Kuhlmann-Wilsdorf. Trans ASM, 1969, 62, 623.
49. В. С. Месский. Основы легирования стали. М., «Металлургия», 1964, с. 378.
50. В. А. Делле. Легированная конструкционная сталь. М., Metallurgizdat, 1953.
51. А. С. Тихонов. Элементы физико-химической теории деформируемости сплавов. М., «Наука», 1972.
52. K. Rühl. Arch. Eisenhüttenw., 1956, 27, 2, 107.
53. W. Köster. Там же, 1930, 289.
54. T. D. Yensen. TAJEE, 1924, 43, 145.
55. W. Matz, M. Peter. Arch. Eisenhüttenw., 1957, 28, 655.
56. C. L. Kobrin. Iron Age., 1964, 193, 54.
57. И. М. Лейкин, В. Г. Чернашкин. Низколегированные строительные стали. М., Metallurgizdat, 1952.
58. А. П. Гуляев. Чистая сталь. М., «Металлургия», 1975.
59. Р. Б. Гутнов, Б. Н. Сухотин, И. Я. Сокол, В. П. Тунков, И. Г. Резник. Производство низкоуглеродистого железа. М., «Металлургия», 1973, с. 34.
60. В. Дреге. Сталь как конструкционный материал. М., «Металлургия», 1967.
61. А. С. Займовский, Л. А. Чудновская. Магнитные материалы. М.—Л., Госэнергоиздат, 1957.
62. Э. В. Аронсон, Г. В. Бида, В. М. Камардин, М. Н. Михеев, Д. М. Понер. Дефектоскопия, 1977, № 4, 99.
63. Л. И. Коган, Л. М. Клейнер, Р. И. Этин. Физ. метал. и металловед., 1976, 41, 118.
64. Б. А. Леонтьев, А. П. Косенко. Металловед. и терм. обраб. металлов, 1973, с. 6, 59.
65. Г. В. Бида, М. Н. Михеев. Дефектоскопия, 1976, 5, 118.
66. Г. В. Бида, М. Н. Михеев, Б. М. Неизвестнов. Там же, 1973, 6, 103.



М. Н. МИХЕЕВ, В. М. МОРОЗОВА, А. П. МОРОЗОВ,  
Б. М. НЕИЗВЕСТНОВ, Г. В. СУРИН, Г. Н. ЗАХАРОВА

### КОЭРЦИТИМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ТЕРМИЧЕСКИХ И ХИМИКО-ТЕРМИЧЕСКИХ ОБРАБОТОК СТАЛЬНЫХ И ЧУГУННЫХ ИЗДЕЛИЙ

Не разрушающие методы контроля качества изделий, основанные на измерениях коэрцитивной силы последних, получили название коэрцитиметрических [1]. Они применяются на различных стадиях изготовления изделий из сплавов, стали и чугуна, обладающих ферромагнитными свойствами, и являются одними из самых распространенных. Использование таких методов на контрольных операциях возможно ввиду однозначной связи контролируемого свойства (структуры, механических свойств, глубины упрочненного слоя и т. д.) с коэрцитивной силой.

В Институте физики металлов УНЦ АН СССР проведены широкие исследования связи магнитных свойств различных конструкционных и инструментальных ферромагнитных сталей с их структурой и механическими свойствами. При этом изучен спектр структурных состояний, создаваемых термическими (отжиг, закалка, отпуск, старение), химико-термическими (цементация, азотирование, цианирование) и деформационными (горячая и холодная пластическая деформация) воздействиями.

В результате детально прослежена кинетика фазовых и структурных превращений при данных воздействиях и даны заключения о возможностях электромагнитных методов контроля качества промышленной продукции из изученных сталей. Рассмотрим теоретические основы и практическое использование этих методов.

#### КОНТРОЛЬ ОТЖИГА

Существует несколько разновидностей отжига. Один из самых распространенных — отжиг заэвтектоидных сталей на зернистый перлит. В результате такой обработки частицы избыточной карбидной фазы имеют глобулярную форму. При несоблюдении скорости охлаждения возможно получение некондиционных структур с выделениями карбидной фазы в пластинчатой форме. Изучение магнитных свойств структур отожженной стали ШХ15 с пластинчатым и зернистым перлитом различной дисперсности [2, 3] показало, что структуры с пластинча-

тым перлитом более жестки в магнитном отношении, чем структуры с зернистым перлитом:

	НВ	$H_c, A/cm$
Перлит:		
равномерно распределенный зернистый . . . . .	197	8
равномерно распределенный зернистый с карбидной сеткой . . . . .	207	10
пластинчатый . . . . .	285	15,2

Это позволило создать неразрушающий метод контроля качества отжига изделий из подшипниковых сталей на зернистый перлит, параметром которого является коэрцитивная сила. Коэрцитиметрический метод контроля качества отжига успешно применяется предприятиями трубной и подшипниковой промышленности.

Возможно использование указанного выше метода для контроля отжига с целью снятия наклепа. Различия в магнитных свойствах наклепанной и отожженной углеродистой стали 20 (см. таблицу) позволяют не только вести коэрцитиметрический контроль качества отжига, снимающего наклеп, но и оценивать толщину поверхностно упрочненных наклепом слоев на стальных изделиях [4, 5]. Возможность магнитного контроля качества таких видов отжига, как нормализация и отжиг на мелкое зерно, изучена недостаточно полно.

#### КОНТРОЛЬ ЗАКАЛКИ

Закалка и отпуск — наиболее распространенный цикл термических обработок, формирующий эксплуатационные свойства стальных изделий. Доэвтектоидные и эвтектоидные стали [3] имеют ступенчатый характер зависимости магнитных и электрических свойств от температуры закалки (рис. 1). [На рис. 1—4 данные приведены в единицах СИ:  $A/cm$  ( $H_c, H, I_s$ );  $Om \cdot cm$  ( $\rho$ );  $GPa$  ( $\sigma_B$ );  $Dж/м^2$  ( $a_H$ )]. Высота ступеньки зависит главным образом от содержания углерода в стали, а ее ширина определяется, помимо этого, степенью легированности стали и химической природой легирующих элементов.

Электросопротивление и коэрцитивная сила образцов стали 20 в отожженном (А) и наклепанном (Б) состояниях

№ образца	А		№ образца	Б	
	$\rho \cdot 10^8, Om \cdot cm$	$H_c, A/cm$		$\rho \cdot 10^8, Om \cdot cm$	$H_c, A/cm$
1.1	1,62	3,43	3.2	1,69	6,56
1.2	1,64	3,46	3.3	1,57	6,55
1.3	1,73	3,90	3.4	1,53	5,84
1.4	1,62	3,25	3.5	1,60	5,90
1.5	1,76	3,76	3.6	1,61	6,14
—	—	—	3.7	1,62	6,34
—	—	—	3.8	1,64	6,34
—	—	—	3.9	1,66	6,40
—	—	—	3.10	1,65	6,37



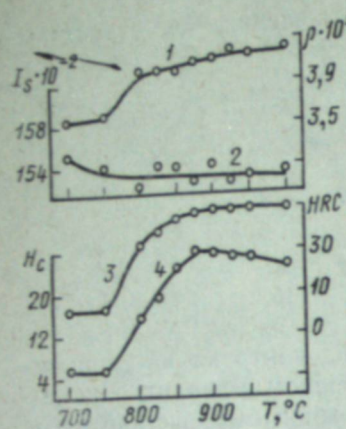


Рис. 1. Зависимость магнитных, электрических свойств и твердости стали 25XГСА от температуры закалки. 1— $\rho$ ; 2— $I_s$ ; 3—HRC; 4— $H_c$ .

Более сложная зависимость магнитных свойств от температуры закалки наблюдается у заэвтектоидных сталей (рис. 2). Кривые коэрцитивной силы  $H_c$  имеют максимумы, высота и протяженность которых зависят не только от химического состава, но и от качества исходной структуры стали (зернистый или пластинчатый перлит).

Таким образом, в закаленном состоянии стали имеют магнитную жесткость намного выше, чем в исходном отожженном состоянии. Главной причиной увеличения жесткости является высокая магнитная анизотропия основной фазы закаленной стали — мартенсита. Наличие у заэвтектоидных сталей в закаленном состоянии максимума коэрцитивной силы обычно связывают с остаточным аустенитом.

Неразрушающий коэрцитиметрический контроль качества закалки возможен, как правило, для доэвтектоидных и эвтектоид-

ных сталей, причем достоверность контроля не хуже, чем по измерениям твердости. Преимущество коэрцитиметрического контроля качества объемной закалки перед контролем по твердости заключается в том, что магнитный метод характеризует качество закалки всего сечения изделия, а не его тонкого поверхностного слоя. С другой стороны, данный метод, позволяющий измерять среднюю коэрцитивную силу наперед заданных толщин изделий, — средство аттестации качества поверхностной закалки рассматриваемых сталей [6—8].

Контроль качества закалки заэвтектоидных сталей по измерениям коэрцитивной силы  $H_c$  позволяет выявить брак по недогреву при закалке. Для выявления брака по перегреву при закалке дополнительно измеряют  $I_s$ . В этом случае применяют более сложный вид магнитного контроля по двум характеристикам [9—11].

#### КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ОТПУСКА

Единое схематическое описание закономерностей изменения магнитных свойств в зависимости от температуры отпуска для нелегированных, слабо-, сложно- и высоколегированных сталей затруднительно. Это связано с многообразием изменений магнитных и электрических свойств при отпуске (рис. 3).

Опираясь на известные экспериментальные факты, можно условно разделить стали на два класса: первый — с однозначными изменениями магнитных и электрических свойств в зависимости от температуры отпуска, второй — с неоднозначными. К первому классу относятся малоуглеродистые низко- и среднелегированные стали и некоторые сложнолегированные конструкционные стали со средним содержанием углерода. Изделия из таких

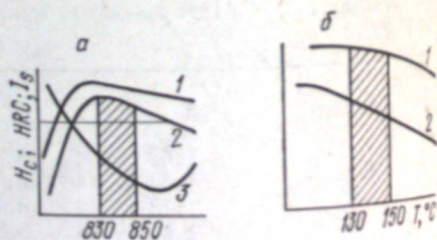


Рис. 2. Зависимость магнитных свойств стали 30X-15 от температуры закалки (а) и отпуска (б). 1—HRC; 2— $H_c$ ; 3— $I_s$ .

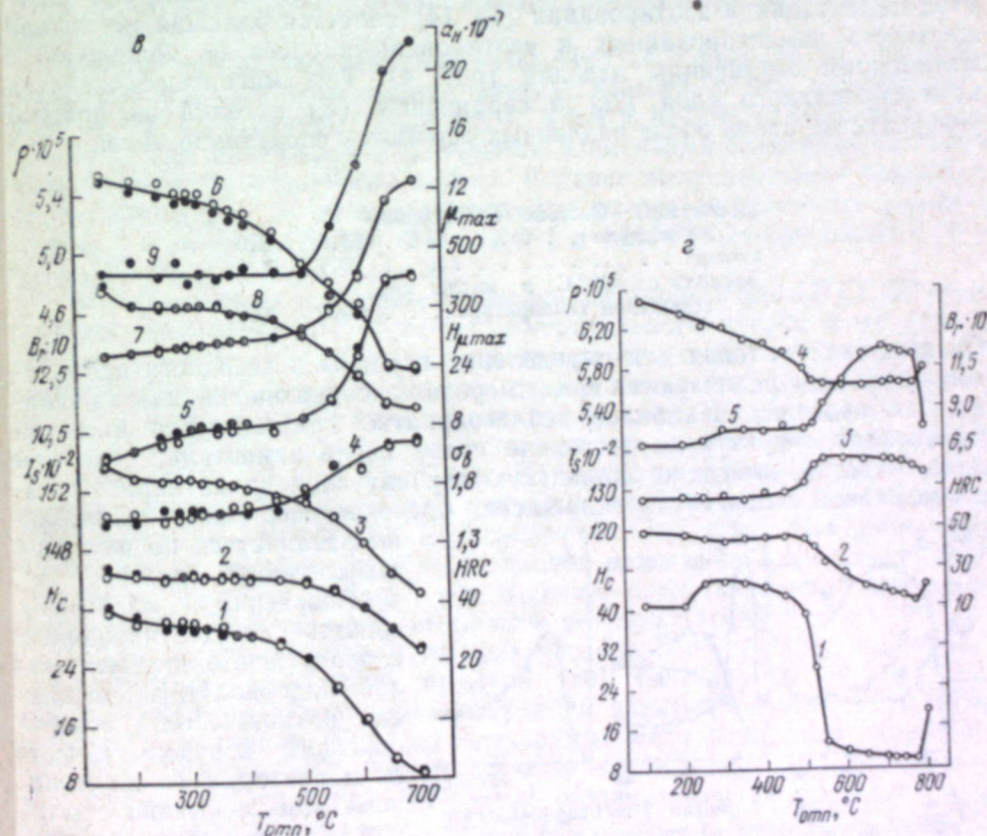
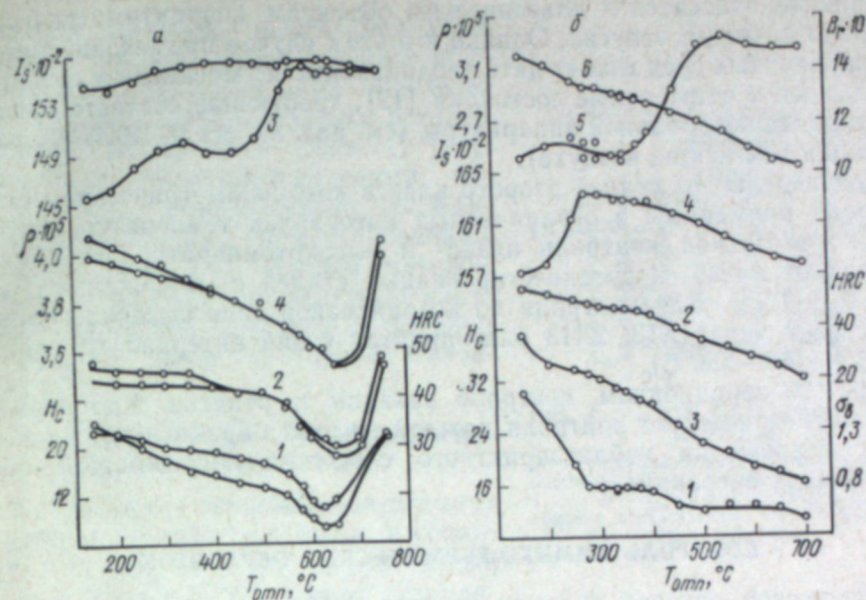


Рис. 3. Магнитные, электрические и механические свойства сталей 18XНМА (а), 40X (б), СП-33 (в) и 2X13 (г) в зависимости от температуры отпуска.

а—г: 1— $H_c$ ; 2—HRC; 3— $I_s$ ; 4— $\rho$ ; 5— $B_r$ ; 6— $\rho$ ; 7— $\mu_{max}$ ; 8— $H_{max}$ ; 9— $a_n$ .



материалов относятся к классическим объектам коэрцитиметрического контроля качества отпуска. Однако и в этом случае применение различных закалочных сред может дать неодинаковые по магнитным свойствам закаленные и отпущенные состояния [12], требующие соответствующих градуировок контрольной аппаратуры (см. рис. 3а, сталь 18ХНМА после закалки в масле и на воздухе).

Для изделий из сталей второго класса коэрцитиметрические методы контроля применимы в ограниченных интервалах температур отпуска. Обычно возможен контроль низко- и высокотемпературного отпуска изделий из низко- и среднелегированных сталей с содержанием углерода 0,3—1,2%. Для контроля по коэрцитивной силе высоколегированных сталей типа 1Х13, 2Х13 благоприятен узкий интервал температур отпуска (450—550°C).

При пооперационном контроле закалки и отпуска достоверность коэрцитиметрического контроля каждой из этих обработок будет выше ввиду исключения неблагоприятного сложения погрешностей обеих термических операций.

#### КОНТРОЛЬ ХИМИКО-ТЕРМИЧЕСКИХ ОБРАБОТОК

Физической основой коэрцитиметрического метода контроля качества цементации и азотирования [13, 14] является большая магнитная жесткость цементированных и азотированных слоев по сравнению с материалом сердцевины изделия (рис. 4). Так, магнитные свойства цементированного слоя (*Ц*) и сердцевины (*С*) изделий из простой углеродистой стали после различных обработок следующие, А/см:

	<i>ц</i>	<i>с</i>
Цементация+быстрое охлаждение на воздухе . . . . .	13,3	2,0
Отжиг . . . . .	6,9	1,6
Закалка от 880°C в масле при комнатной температуре . . .	39,6	1,8

Оптимальные условия для определения глубины и твердости цементированного слоя реализуются при измерениях коэрцитивной силы на закаленных изделиях. Наиболее неблагоприятно для контроля качества цементации структурное состояние сразу после цементации, так как даже изделия, имеющие одинаковую глубину слоя цементации, вследствие разной скорости их охлаждения после нагрева могут значительно различаться по величине коэрцитивной силы.

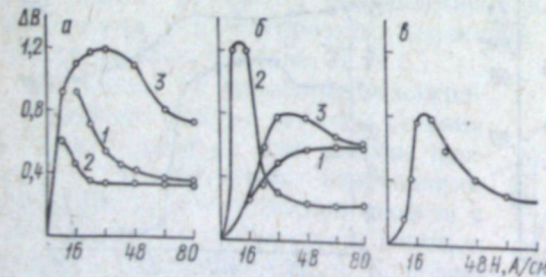


Рис. 4. Магнитные свойства цементированных и азотированных слоев на стальных изделиях. а — цементированная простая углеродистая сталь (0,15%С); б — цементированная легированная сталь 18ХНМА; в — азотированная сталь. 1 — цементация; 2 — отжиг (а) и двухкратный высокотемпературный отпуск (б); 3 — закалка.

но различаться по величине коэрцитивной силы.

Поведение магнитных свойств цементированных слоев и заэвтектоидных сталей подобно [15]. Но анализ возможностей неразрушающего контроля качества цементации по двум параметрам не выявил ощутимых преимуществ последнего по сравнению с коэрцитиметрическим контролем.

Коэрцитиметрический

контроль качества цементированных изделий [14, 16] нашел широкое применение, в частности, при определении качества цементируемых деталей бурового инструмента (долота) [17]. Поскольку низкотемпературный отпуск (180°C) незначительно снижает коэрцитивную силу цементированных изделий (~15%), данным методом надежно выявляются заметные нарушения режимов цементации, закалки и отпуска даже в готовых изделиях [17].

#### КОЭРЦИТИМЕТР С ПРИСТАВНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТАМИ

Контрольная коэрцитиметрическая аппаратура немногочисленна, и в большинстве случаев ее измерительный цикл основан на применении постоянного магнитного поля. Рассмотрим коэрцитиметр с приставными электромагнитами.

В институте физики металлов УНЦ АН СССР разработаны несколько модификаций такого коэрцитиметра, известных как коэрцитиметр УФАН и коэрцитиметры типов ФК-1, КФ-1 и КИФМ-1. Перечисленные модификации в основном различаются элементами электрических схем и индикаторами магнитного потока. В ранее выпускавшемся коэрцитиметре УФАН для индикации магнитного потока применялась рамка с током, а в коэрцитиметрах ФК-1, КФ-1 и КИФМ-1 — феррозонд с продольным возбуждением [18—21].

Разработанный в Институте физики металлов УНЦ АН СССР переносный коэрцитиметр состоит из измерительного пульта и датчика в виде электромагнита с П-образным ярмом из мягкого железа (рис. 5). Контролируемое изделие или его участок замыкает ярмо электромагнита. В средней части ярма вмонтирован феррозонд рамочного типа, являющийся индикатором магнитного потока в цепи, составленной из ярма и контролируемого изделия. Катушки электромагнита питаются выпрямленным напряжением, катушки возбуждения феррозонда — переменным напряжением промышленной частоты. Измерительный цикл прибора состоит из двух операций: намагничивания и размагничивания. Размагничивающий ток изделия, представляющий показание прибора, линейно связан с величиной его коэрцитивной силы.

В результате экспериментальных исследований работы датчиков с различной конфигурацией полюсов [20] установлены оптимальные геометрические размеры магнитопровода электромагнита для практических целей. Решение задач неразрушающего коэрцитиметрического контроля качества термических и химико-термических обработок стальных и чугунных изделий потребовало создания набора датчиков с различной геометрией полюсов. Например, сечение полюса приставного электромагнита для контроля глубины и твердости цементированных слоев составляет 4×10 мм, для контроля глубины активного закаленного слоя валков холодной прокатки — 35×55 мм.

Одна из разновидностей коэрцитиметров, разработанных нами,—

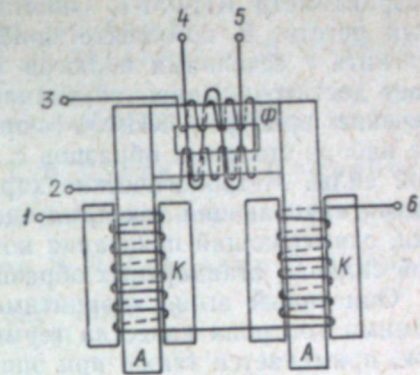


Рис. 5. Схема приставного электромагнита;

А — сердечник электромагнита; К — намагничивающие катушки (контакты 1, 6); Ф — феррозонд (контакты 2, 3 — обмотка возбуждения, 4, 5 — измерительная обмотка).



коэрцитиметр КИФМ-1. Он стандартизован и внесен в государственный реестр. В комплекте прибора имеется два приставных электромагнита с сечениями полюсов  $12 \times 28$  мм и  $5 \times 12$  мм, что обуславливает достаточно широкий диапазон применения. Метрологическое обеспечение приборов КИФМ-1 предусматривает периодические поверки на наборе стальных образцов с аттестованными значениями коэрцитивной силы. Метрологические характеристики прибора следующие:  $i_0$  — размагничивающий ток ярма электромагнита;  $k$  — коэффициент регрессии, связывающий показания коэрцитиметра  $I_p$  с величиной коэрцитивной силы  $H_c$  стандартных образцов.

Описанный выше коэрцитиметр с приставными электромагнитами, помимо контроля качества термических и химико-термических обработок, применяется также при эпизодических рассортировках деталей по маркам сталей, а также при приемочных испытаниях уровня механических свойств листового и сортового проката и стальных труб.

Основная экономическая эффективность от внедрения неразрушающих коэрцитиметрических методов контроля качества металла обусловлена существенным повышением долговечности, надежности, безотказности и безаварийности эксплуатации изготовленных из него ответственных машин и агрегатов. Побочный экономический эффект от применения коэрцитиметров на металлургических, машиностроительных (тракторных, автомобильных, моторных) заводах и предприятиях других отраслей промышленности подсчитывается достаточно легко. Использование каждого коэрцитиметра взамен массовых измерений твердости, металлографических и механических испытаний высвобождает пять-шесть работников ОТК в смену, дает экономию десятков тонн металла в год за счет отмены вырезки проб. К настоящему времени изготовлено и внедрено в промышленность более тысячи коэрцитиметров с приставными электромагнитами<sup>2</sup> типа КИФМ-1. Побочная экономическая эффективность, полученная за счет экономии труда и металла в результате внедрения этой аппаратуры, выражается весьма внушительными цифрами — ежедневно высвобождается до 6 тыс. человек производственного персонала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. И. Янус. Магнитная дефектоскопия. М., Гостехиздат, 1946.
2. М. Н. Михеев. Завод. лабор., 1938, 10, 1155.
3. В. М. Морозова, М. Н. Михеев. Труды Ин-та физики металлов АН СССР, вып. 24. Свердловск, 1965, с. 3.
4. М. Н. Михеев, В. М. Морозова, Л. В. Поморцева. Физ. металлов и металловед., 1963, 15, 343.
5. И. М. Шиф, Б. М. Неизвестнов. Дефектоскопия, 1965, 6, 27.
6. М. Н. Михеев, И. А. Кузнецов, Г. С. Томилов, С. Д. Филиппов. Труды Ин-та физики металлов АН СССР, вып. 21. Свердловск, 1956, с. 203; Завод. лабор., 1951, 1, 151.
7. M. N. Mikheev, V. M. Morozova, N. V. Remes, G. V. Surin. Eighth World conference on Nondestructive Testing, Cannes — France, September, 1976.
8. M. N. Mikheev. Proc. Intern. Conference Nondestructive Testing, Tokyo — Osaka, March, 1961, p. 713.
9. М. Н. Михеев, Г. С. Томилов, М. Ф. Помухин, В. А. Уткина. Завод. лабор., 1959, 4, 448.
10. М. Н. Михеев, Г. В. Сурии, Г. С. Томилов. Там же, 1960, 11, 1306.
11. М. Н. Михеев, Б. М. Неизвестнов, Г. В. Бида, Г. В. Сурии, В. М. Морозова. Дефектоскопия, 1977, 4, 140.
12. В. М. Морозова, М. Н. Михеев. Труды Ин-та физики металлов АН СССР, вып. 26. Свердловск, 1967, с. 179.

13. М. Н. Михеев. Ж. теор. физ., 1945, 15, 672.
14. М. Н. Михеев. Изв. АН СССР, сер. физ., 1943, 5—6, 53.
15. В. М. Морозова, М. Н. Михеев, Г. Н. Захарова, Л. В. Поморцева. Дефектоскопия, 1966, 5, 77.
16. М. Н. Михеев, Б. М. Неизвестнов, И. И. Турчинский, Г. П. Костенков, Т. К. Изотова. Труды Ин-та физики металлов АН СССР, вып. 21. Свердловск, 1959, с. 199.
17. В. М. Морозова, М. Н. Михеев, Г. В. Сурии, Л. В. Поморцева. Дефектоскопия, 1969, 1, 29.
18. М. Н. Михеев, Б. М. Неизвестнов, В. М. Морозова, Г. В. Сурии. Там же, 1969, 2, 131.
19. М. Н. Михеев, Б. М. Неизвестнов, В. П. Табачник, Л. А. Фридман. Там же, 1972, № 6, 28.
20. М. Н. Михеев. Физ. металл. и металловед., 1957, 5, 44.
21. М. Н. Михеев. Вести. АН СССР, 1974, 1, 51.



В. П. ТАБАЧНИК, Л. А. ФРИДМАН, Г. С. ЧЕРНОВА

### КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ИЗДЕЛИЙ В ОБЛАСТИ ИНДУКЦИИ НАСЫЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПРИСТАВНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТА

Для неразрушающего контроля качества термообработки и уровня механических свойств стальных изделий широко применяются феррозондовые коэрцитиметры с приставными электромагнитами [1]. В процессе контроля изделие сначала намагничивается, затем размагничивается. Размагничивающий ток, соответствующий коэрцитивной силе  $H_c$  изделия, измеряется в момент прохождения потока в ферродатчике через нуль.

В некоторых случаях для более надежного контроля качества металла требуется кроме коэрцитивной силы определять величину индукции в области, близкой к насыщению  $B_s$ . Возможность контроля с помощью приставного электромагнита в области  $B_s$  позволила бы расширить ассортимент контролируемых изделий. Далее рассматриваются изделия, испытываемый участок которых перемагничивается по предельной петле гистерезиса.

Использование электромагнита коэрцитиметра для измерения индукции при сохранении обычного режима работы ферродатчика, когда в отсутствие подмагничивающего поля его сердечники периодически доводятся до состояния, близкого к магнитному насыщению, встречает большие трудности. При намагничивании изделий постоянный магнитный поток, измеряемый ферродатчиком, настолько велик, что индукция в его сердечниках в отсутствие переменного потока возбуждения может быть близка к магнитному насыщению. В таком случае требуются большие амплитуды поля возбуждения, а следовательно, и большие мощности источника переменного тока.

В качестве первого этапа исследования следует выбрать намагничивающий ток  $I_n$ , при котором по величине постоянной составляющей магнитного потока  $\Phi_d$  в ферродатчике можно четко выделять изделия с различными  $B_s$ . Второй этап — выбор режима работы ферродатчика.

Нами исследован электромагнит [2], магнитная цепь которого представляет собой П-образный сердечник из листовой электро-

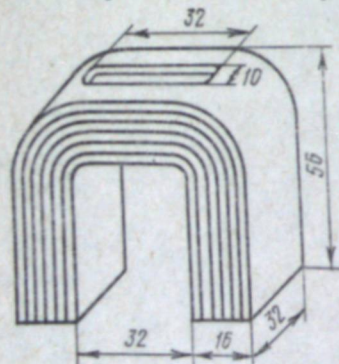


Рис. 1. Магнитная цепь электромагнита.

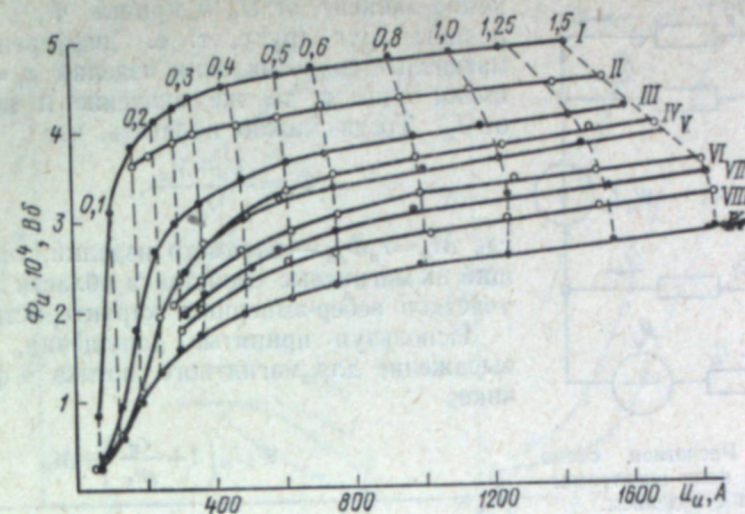


Рис. 2. Вебер-амперные характеристики пластин.

$I - IX$  — номера пластин; 0,1 — 1,5 — значения намагничивающего тока, А.  
Штриховыми линиями соединены точки, соответствующие одним и тем же значениям намагничивающего тока.

технической стали Э310 (рис. 1). В центральной части последнего имеется отверстие, через которое проходят витки обмотки возбуждения ферродатчика  $W_n = 150 \times 2$ , провод ПЭЛШО диаметром 0,64 мм. На концах сердечника располагаются намагничивающие обмотки:  $W_n = 660 \times 2$ , провод ПЭВ диаметром 0,55 мм.

В качестве изделий использованы пластины из стали ШХ15 размером  $7 \times 39 \times 89$  мм, закаленные от различных температур.

Сравнивая площадь поперечного сечения сердечника ферродатчика  $S_d = 3,35$  см<sup>2</sup> с сечением сердечников электромагнита  $S_s = 4,86$  см<sup>2</sup> и изделия  $S_n = 2,73$  см<sup>2</sup>, можно заметить, что  $S_n < S_d < S_s$ . Кроме того,  $B_s$  материала электромагнита больше, чем у изделий. Поэтому можно ожидать, что большая часть намагничивающей м. д. с.  $W_n I_n$  будет падать на изделия.

Баллистическим методом измерены вебер-амперные характеристики пластин (рис. 2). Падение магнитного потенциала  $U_n$  определено с помощью потенциалметра при установке его концов на сердечник электромагнита. Начиная с  $I_n = 0,5$  А изделия различаются по величине  $\Phi_n$ . Этим определяется наименьшее значение намагничивающего тока, которое может быть использовано при испытании изделий.

Для нахождения наибольшего допустимого значения  $I_n$  нужно иметь выражение для магнитного потока  $\Phi_d$ . В этих целях воспользуемся расчетной схемой магнитной цепи электромагнита с изделием (рис. 3). Здесь  $r_s$  и  $r_d$  — магнитные сопротивления сердечников электромагнита и ферродатчика, которые зависят от  $I_n$ : чем больше  $I_n$ , тем больше эти сопротивления;  $r_{F_1}$  и  $r_{F_2}$  — сопротивления потокам рассеяния  $F_1$  и  $F_2$ , шунтирующим соответственно изделие и ферродатчик. Полагая, что  $r_{F_1}$  и  $r_{F_2}$  не зависят от величины  $I_n$ .

Аппроксимация зависимости  $\Phi_n$  от  $U_n$  (рис. 4) произведена с учетом намагничивания изделий при  $I_n > 0,5$  А; как это видно из рис. 2,  $\Phi_n$  ли-



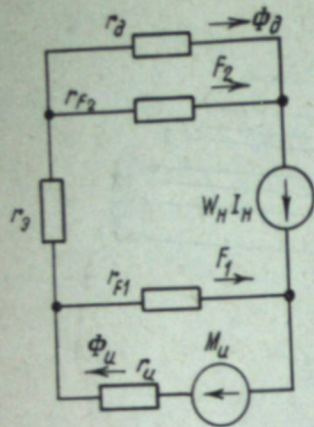


Рис. 3. Расчетная схема магнитной цепи электромагнита с изделием.

нейно зависит от  $U_n$  и кривые  $\Phi_n(U_n)$  параллельны друг другу, т. е. дифференциальные магнитные сопротивления изделий  $r_n = dU_n/d\Phi_n$  имеют одно и то же значение и не зависят от  $I_n$ . Тогда можно полагать, что

$$\Phi_n = \frac{U_n + M_n}{r_n}, \quad (1)$$

где  $M_n = r_n \Phi_{r_n}$  — параметр изделий, определяющий их магнитные свойства в области линейных участков вебер-амперных характеристик.

Используя принятые допущения, получим выражение для магнитного потока в ферродатчике

$$\bar{\Phi}_d = \frac{W_n I_n \left(1 + \frac{r_n}{r_{F_1}}\right) + M_n}{r_n + r_d \left(1 + \frac{r_n}{r_{F_1}} + \frac{r_n}{r_{F_2}}\right) + r_u \left(1 + \frac{r_n}{r_{F_1}}\right) \left(1 + \frac{r_d}{r_{F_2}}\right)} \quad (2)$$

Когда намагничиваются изделия с различными  $B_s$ , но при  $I_n = \text{const}$ , то меняется как  $M_n$ , так и  $r_d$  и  $r_u$ . При больших намагничивающих токах изменение  $M_n$ , обусловленное заменой изделий, может привести к значительным перераспределениям падений магнитных потенциалов на отдельных участках магнитной цепи. В частности, чем мягче в магнитном отношении материал изделий, тем меньшую долю от м. д. с. составляет падение на нем магнитного потенциала — см. рис. 2. При  $I_n = 1,5$  А наименьшее падение магнитного потенциала наблюдается у изделия I, а наибольшее — у изделия IX. Такое перераспределение падений магнитных потенциалов неизбежно приводит к различным значениям  $r_d$  и  $r_u$  при испытании разных изделий. В результате зависимость  $\bar{\Phi}_d$  от  $M_n$  или от  $\Phi_n$  становится нелинейной.

Рассмотрим другой, предельный случай, когда  $I_n$  настолько мало, что сопротивлениями  $r_d$  и  $r_u$  можно пренебречь по сравнению с  $r_n$ . Величина  $U_n$  всех изделий одинакова и равна м. д. с.:

$$U_n = \Phi_n r_n - M_n = W_n I_n. \quad (3)$$

Здесь

$$\Phi_n = \frac{W_n I_n + M_n}{r_n}, \quad F_1 = \frac{W_n I_n}{r_{F_1}}. \quad (4)$$

Тогда формула (2) принимает вид

$$\bar{\Phi}_d \approx \frac{W_n I_n + M_n}{r_n} + \frac{W_n I_n}{r_{F_1}} = \Phi_n + F_1. \quad (5)$$

В этом выражении  $\bar{\Phi}_d$  линейно зависит от  $\Phi_n$ , а  $d\bar{\Phi}_d/d\Phi_n = 1$ , что является оптимальным вариантом при контроле изделий в области  $B_s$ .

Для получения зависимости  $\bar{\Phi}_d(\Phi_n)$ , определяемой формулой (5), необходимо выбрать ток  $I_n$  такой величины, чтобы

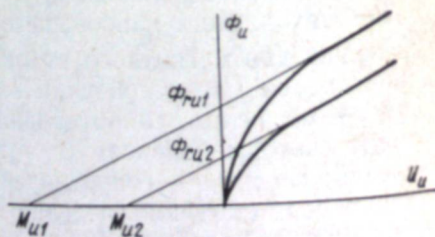


Рис. 4. Вебер-амперные характеристики изделий.

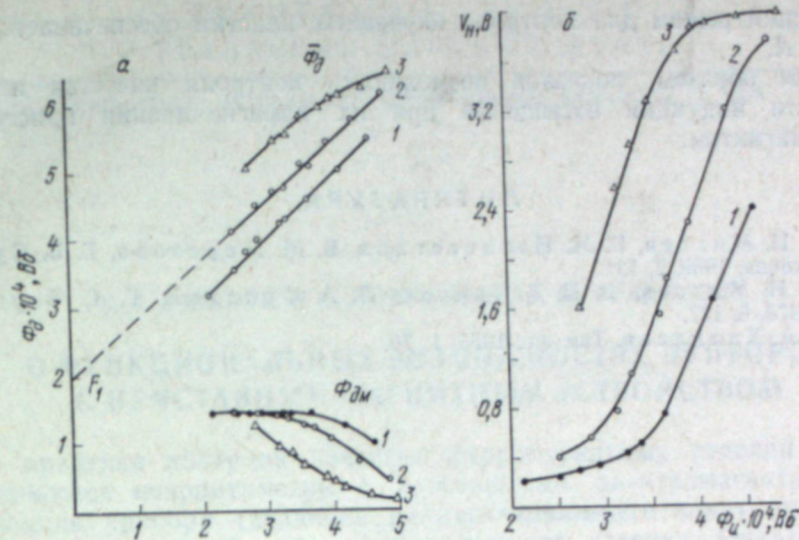


Рис. 5. Зависимость постоянной  $\bar{\Phi}_d$  и переменной  $\Phi_{dm}$  составляющих потока в ферродатчике (а) и напряжения на нагрузке  $V_n$  (б) от потока в изделиях при намагничивающем токе 0,5 А (1), 0,8 А (2) и 1,25 А (3).

на каждом из исследуемых изделий соблюдалось условие  $U_n \approx W_n I_n$ . Из рис. 2 видно, что это условие соблюдается при  $I_n < 1$  А. Таким образом, найдены предельные значения намагничивающего тока, а именно:  $0,5 \text{ А} < I_n < 1,0 \text{ А}$ .

На рис. 5, а показано изменение  $\bar{\Phi}_d$  в зависимости от  $\Phi_n$ . Измерения проведены при включенном возбуждении для трех значений  $I_n$ : 0,5; 0,8; 1,25 А. При  $I_n = 0,5$  и 0,8 А значение  $\bar{\Phi}_d$  линейно зависит от  $\Phi_n$ ; при  $I_n = 1,25$  А наблюдается отступление от линейной зависимости. Как следует из рис. 5, экстраполяция экспериментальной кривой  $\bar{\Phi}_d(\Phi_n)$  до пересечения с осью ординат дает отрезок, равный  $F_1 \approx W_n I_n / r_{F_1}$ ; значение  $d\bar{\Phi}_d/d\Phi_n$  близко к единице.

Для измерения  $\bar{\Phi}_d$  использован ферродатчик, работающий в таком режиме, когда в отсутствие постоянного потока  $\bar{\Phi}_d$  магнитное состояние его сердечников далеко от насыщения [3]. В качестве полезного сигнала на выходе ферродатчика взята величина, пропорциональная току  $I_n$  в цепи возбуждения. Для повышения чувствительности ферродатчика индуктивное сопротивление обмотки возбуждения было больше во много раз по сравнению с остальными сопротивлениями цепи возбуждения.

При выделении полезного сигнала включали последовательно обмотке возбуждения ферродатчика сопротивление 8 Ом. В качестве источника возбуждения использовали трансформатор с напряжением 5 В и частотой 50 Гц. Амплитуду переменной составляющей потока  $\Phi_{dm}$  в феррозонде измеряли вольтметром средних значений  $\Phi$  564, подключенным к половине обмотки возбуждения. На рис. 5, а приведено удвоенное значение  $\Phi_{dm}$ . С увеличением  $\Phi_n$  величина  $\Phi_{dm}$  уменьшается и тем больше, чем больше постоянная составляющая  $\bar{\Phi}_d$ .

Установлена зависимость напряжения  $V_n$  на сопротивлении 8 Ом от  $\Phi_n$  для разных значений намагничивающего тока (рис. 5, б). Наиболее



подходящий режим для контроля изучаемых пластин обеспечивается при  $I_n = 0,8$  А.

Таким образом, показана возможность контроля качества изделий в области индукции насыщения при их намагничивании приставным электромагнитом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Н. Михеев, Б. М. Неизвестнов, В. М. Морозова, Г. В. Суриц. Дефектоскопия, 1969, 2, 131.
2. М. Н. Михеев, В. П. Табачник, Л. А. Фридман, Г. С. Чернова. Там же, 1973, 6, 122.
3. П. А. Халилеев. Там же, 1976, 1, 70.

В. А. ЗАХАРОВ, В. С. ПОНОМАРЕВ, В. М. ФРАНЦЕВИЧ

#### О ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ПРИБОРОВ С ПРИСТАВНЫМ МАГНИТНЫМ УСТРОЙСТВОМ

В практике контроля качества ферромагнитных изделий широко применяются коэрцитиметры с приставными электромагнитами [1]. Показания прибора (величина размагничивающего тока) пропорциональны коэрцитивной силе контролируемого изделия. Однако конструктивные особенности приставного устройства и функциональные возможности прибора в целом не вполне соответствуют его названию. Последний является не только коэрцитиметром.

Действительно, приставное устройство коэрцитиметра, кроме собственно электромагнита, т. е. магнитопровода из магнитомягкого материала с установленными на нем обмотками намагничивания, содержит измеритель магнитного потока (например, феррозонд) и ряд дополнительных обмоток, определенным образом установленных по отношению друг к другу. Исходя из этого датчик следовало бы назвать приставным магнитным устройством (ПМУ).

Для наименования прибора в целом, по-видимому, следует применять более общие термины — например, магнитометрический прибор (или магнитометрическая аппаратура) с приставным магнитным устройством и т. п. Анализ магнитной цепи ПМУ показывает, что ампервитки размагничивания, как основной отсчитываемый по прибору параметр, зависят не только от коэрцитивной силы контролируемого изделия, но и от магнитной проницаемости на спинке петли гистерезиса, геометрических размеров изделия, зазора между изделием и магнитопроводом ПМУ и других факторов. Каждый из перечисленных параметров может быть измеряемым, а все остальные — мешающими. Например, прибор может выполнять роль измерителя толщины немагнитных (как металлических, так и немагнитных) покрытий на ферромагнитной основе. В определенных пределах и при необходимом соотношении между размерами магнитопровода ПМУ и толщиной изделия [2] контролируемым параметром может быть толщина последнего.

Чаще всего приставным устройством производится контроль качества изделий по коэрцитивной силе. В этом случае приходится устраняться от влияния других факторов, поскольку они вносят погрешности в измерения.

Вопросы влияния геометрических размеров изделия и зазора между магнитопроводом ПМУ и изделием на размагничивающий ток прибора с ПМУ достаточно полно освещены в литературе [2—4]. Практически не исследована зависимость размагничивающего тока от магнитной



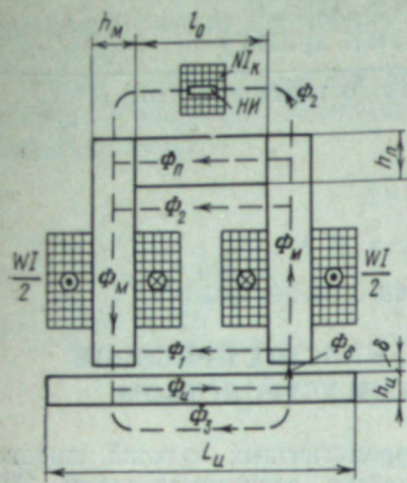


Рис. 1. Приставное магнитное устройство.  
Объяснения см. в тексте.

и магнитодвижущие силы (м. д. с.) приняты сосредоточенными. Нами приняты следующие обозначения:  $WI$  — м. д. с., или ампервитки размагничивания;  $U_{сн}, U_{см}, U_{сп}$  — м. д. с. соответственно изделия, сердечников магнитопровода и перемычки магнитопровода;  $R_n, R_m, R_p$  — магнитные сопротивления соответственно изделия, сердечников магнитопровода и перемычки;  $R_1$  — магнитное сопротивление потоку рассеяния  $\Phi_1$  между сердечниками магнитопровода со стороны изделия;  $R_2$  — сопротивление потоку рассеяния  $\Phi_2$  у перемычки и  $R_3$  — сопротивление потоку рассеяния  $\Phi_3$  у изделия;  $R_\delta$  — сопротивление зазора (неферромагнитной прослойки)  $\delta$ ;  $\Phi_n, \Phi_m, \Phi_p$  и  $\Phi_\delta$  — магнитные потоки в соответствующие участки.

Остановимся более подробно на понятиях м. д. с. и магнитных сопротивлений ферромагнитных участков цепи ( $U_{сн}, U_{см}, U_{сп}, R_n, R_m$  и  $R_p$ ). На рис. 3 показана спинка петли гистерезиса ферромагнетика в координатах поток  $\Phi$  — м. д. с.  $F$ , получаемая из характеристики  $B(H)$  материала. Как известно [6, 7], при размагничивании, так же как и при намагничивании, ферромагнетик можно характеризовать магнитной проницаемостью, определяемой отношением индукции  $B$  к напряженности  $H$ . Однако в отличие от режима намагничивания, где абсолютная магнитная проницаемость определяется выражением

$$\mu_a = \frac{B}{H}, \quad (1)$$

при перемагничивании для учета гистерезиса вводится постоянное внешнее поле,

проницаемости на спинке петли гистерезиса материала изделий. Поэтому в настоящей работе изучалось влияние магнитной проницаемости на показания прибора с ПМУ при различных режимах размагничивания. Показана возможность контроля качества ферромагнитных изделий, имеющих близкие по величине коэрцитивные силы, но различающихся по магнитной проницаемости на спинке петли гистерезиса.

Исследования проведены на приставном устройстве (рис. 1), в котором нуль-индикатор (НИ) магнитного потока вынесен за пределы магнитопровода [5]. На рис. 2 дана схема замещения ПМУ для режима размагничивания намагниченного до насыщения изделия (полагая, что изделие имеет размеры, при которых оно промагничивается по всему объему). Все магнитные сопротивления

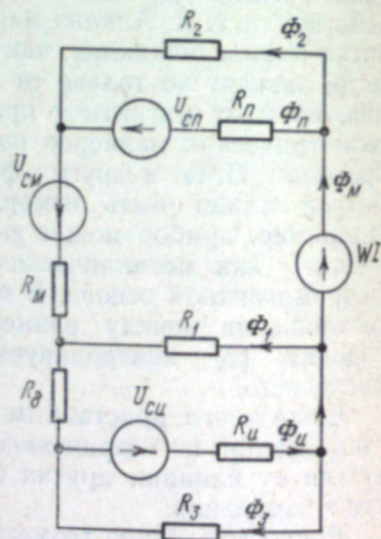


Рис. 2. Схема замещения магнитной цепи ПМУ.  
Объяснения см. в тексте.

равное коэрцитивной силе  $H_c$ . Графически это соответствует смещению оси  $B$  влево от начала координат на величину  $H_c$ . Материал в этом случае находится как бы под действием двух внешних полей  $H_c$  и  $H$ , причем проницаемость для любой точки спинки петли гистерезиса равна отношению индукции  $B$  к суммарной напряженности  $H+H_c$ :

$$\mu'_a = \frac{B}{H+H_c}. \quad (2)$$

В магнитной цепи ферромагнитный участок будет представлен двумя параметрами: магнитным сопротивлением

$$R = \frac{l}{\mu'_a s}, \quad (3)$$

( $l$  — длина;  $s$  — площадь поперечного сечения участка) и м. д. с.

$$U_c = H_c l.$$

Если, например, ферромагнетик находится в состоянии, соответствующем точке 1 на кривой  $\Phi(F)$  — см. рис. 3, то его магнитное сопротивление равно

$$R = \frac{|H_c l| - |H_1 l|}{\Phi_1} = \frac{l}{\mu'_a s} = \text{ctg } \alpha_1. \quad (4)$$

Иногда магнетик характеризуют магнитным сопротивлением, связанным с дифференциальной магнитной проницаемостью [7]. Дифференциальное магнитное сопротивление для точки 1 (см. рис. 3) равно котангенсу угла  $\alpha_2$  между осью  $F$  и касательной к спинке петли, проведенной из данной точки. В схеме замещения ферромагнитный участок, кроме дифференциального магнитного сопротивления, будет представлен м. д. с.  $H'_c l$  (в отличие от  $H_c$ , напряженность  $H'_c$  называют фиктивной коэрцитивной силой). При размагничивании магнетика вблизи коэрцитивной силы соответствующие сопротивления и м. д. с. могут быть приравнены друг другу.

В дальнейшем будем пользоваться только понятиями магнитного сопротивления  $R$  и м. д. с.  $H_c l$ . Такая форма представления ферромагнетика в схемах замещения имеет то преимущество, что в процессе перемагничивания изменяется лишь сопротивление  $R$ , а м. д. с.  $H_c l$  остается неизменной.

Рис. 4 иллюстрирует процесс размагничивания изделия, предварительно намагниченного приставным устройством, для случаев, когда при одной и той же коэрцитивной силе материал изделия описывается двумя спинками петли гистерезиса 1 и 2. Когда система намагничена, но не подан размагничивающий ток, т. е.  $WI=0$  (режим остаточной намагниченности), то в первом случае в изделии имеется поток  $\Phi_{н1}$ , а во втором —  $\Phi_{н2}$ . Практически эти потоки соответствуют точкам пересечения

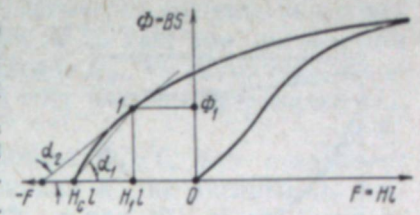


Рис. 3. Вебер-амперная характеристика намагниченного ферромагнетика

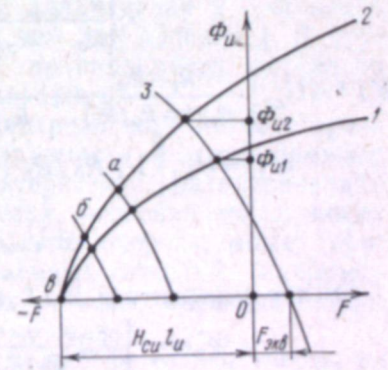


Рис. 4. Схема процесса размагничивания изделий с различными проницаемостями.  
Объяснения см. в тексте.



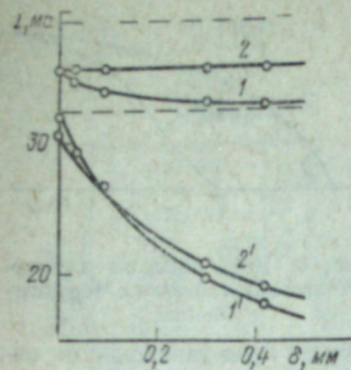


Рис. 5. Зависимость размагничивающего тока  $I$  приставного устройства от зазора «изделие — наконечники ПМУ» для изделий с различными проницаемостями.

1, 1' и 2, 2' соответствуют номеру изделий 1 и 2.

1, 2 — при  $\Phi_2 < 0$ ; 1', 2' — при  $\Phi_2 = 0$ .

зависящие от зазора  $\delta$ ) и в) когда  $\Phi_n = 0$  (ампервитки  $WI_c$ ).

Общую зависимость ампервитков размагничивания  $WI$ , а также ампервитков  $WI_0$ ,  $WI^*$  и  $WI_c$  от параметров магнитной цепи (см. рис. 2) находим из уравнений магнитостатистики

$$WI = U_{\text{см}} \frac{R_1}{(1+R_n/R_3)(R_\delta+R_1)+R_n} + U_{\text{см}} - U_{\text{сп}} \times \left\{ \frac{R_M}{R_n} + \frac{R_1(R_n+R_\delta+R_nR_\delta/R_3)}{R_n[R_n+(R_\delta+R_1)(1+R_n/R_3)]} \right\} - \Phi_2 R_2 \times \left\{ 1 + \frac{R_M}{R_n} + \frac{R_M}{R_2} + \frac{R_1(1+R_n/R_2)(R_n+R_\delta+R_nR_\delta/R_3)}{R_n[R_n+(R_\delta+R_1)(1+R_n/R_3)]} \right\}; \quad (5)$$

$$WI_0 = U_{\text{см}} \frac{R_1}{(1+R_n/R_3)(R_\delta+R_1)+R_n} + U_{\text{см}} - U_{\text{сп}} \times \left\{ \frac{R_M}{R_n} + \frac{R_1(R_n+R_\delta+R_nR_\delta/R_3)}{R_n[R_n+(R_\delta+R_1)(1+R_n/R_3)]} \right\}; \quad (6)$$

$$WI^* = U_{\text{см}} \left[ \frac{R_1+R_M}{R_1(1+R_n/R_3)} + \frac{R_nR_2}{R_1(1+R_n/R_3)(R_n+R_2)} \right] + U_{\text{см}} + U_{\text{сп}} \frac{R_2}{R_n+R_2}; \quad (7)$$

$$WI_c = U_{\text{см}} \left[ 1 + R_\delta/R_3 + \left( R_M + \frac{R_nR_2}{R_n+R_2} \right) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1+R_\delta/R_1}{R_3} \right) \right] + U_{\text{см}} + U_{\text{сп}} \left( 1 - \frac{R_n}{R_n+R_2} \right). \quad (8)$$

Отсчет ампервитков  $WI^*$  производится при потоке  $\Phi_2$ , равном

$$\Phi_2^* = - \left[ U_{\text{см}} \frac{R_nR_3}{R_1(R_n+R_2)(R_n+R_2)} + U_{\text{сп}} \frac{1}{R_n+R_2} \right]. \quad (9)$$

Выражения, подобные (5) — (9), получены [8] для ПМУ с нуль-индикатором магнитного потока в цепи магнитопровода. Анализ формул (5) — (8) показывает, что изменение магнитного сопротивления изделия

спинков 1 и 2 с кривой 3. Последняя представляет собой зависимость потока от м. д. с. для внешней по отношению к изделию части цепи; причем, благодаря наличию в этой цепи намагниченных ферромагнитных элементов (сердечников магнитопровода и переключки), характеристика 3, во-первых, нелинейна и, во-вторых, сдвинута вправо вдоль оси  $F$  на величину некоторой эквивалентной м. д. с.  $F_{\text{экв}}$ , учитывающей действие м. д. с.  $U_{\text{см}}$  и  $U_{\text{сп}}$ .

По мере размагничивания кривая 3 смещается влево, а поток в изделии уменьшается, стремясь к нулю. При этом возможны следующие характерные моменты отсчета размагничивающего тока (см. рис. 4): а) когда поток  $\Phi_2$ , проходящий через нуль-индикатор НИ (см. рис. 1), равен нулю (ампервитки размагничивания  $WI_0$ ); б) когда становится равным нулю поток  $\Phi_\delta$  (ампервитки размагничивания  $WI^*$ , не

$R_n$  при неизменном значении  $H_{\text{сн}}$  и других параметров системы оказывает наибольшее влияние при отсчете ампервитков  $WI_0$ . Так, при уменьшении магнитной проницаемости изделия сопротивление  $R_n$ , согласно (4), увеличивается, что приводит к снижению  $WI_0$  за счет членов, содержащих  $U_{\text{сн}}$  и  $U_{\text{сп}}$  в выражении (6).

Отсчет размагничивающего тока при потоке  $\Phi_2 < 0$ , как показывает формула (5), сопровождается снижением влияния  $R_n$  на ампервитки размагничивания за счет члена, содержащего  $\Phi_2$ , а при  $\Phi_n = 0$  это влияние полностью отсутствует (ампервитки  $WI_0$ ). Во всех случаях влияние  $R_n$  на размагничивающий ток резко уменьшается при введении зазора  $\delta$ .

Расчет подтверждается экспериментом. На рис. 5 показана зависимость размагничивающего тока  $I$  от зазора  $\delta$  для двух одинаковых по размерам изделий из стали ШХ 15 ( $29 \times 14 \times 4$  мм) с близкими по значению коэрцитивными силами ( $H_{\text{сн}} = 18,8$  А/см для изделия 1;  $H_{\text{сн}} = 19,5$  А/см для изделия 2), но разными проницаемостями  $\mu'_a$  вблизи  $H_c$ :  $\mu'_{a1} = 1100$ ,  $\mu'_{a2} = 750$ . Измерения проведены на ПМУ с сердечниками магнитопровода и переключкой соответственно следующих размеров: толщина  $h_M = 6$  и  $h_n = 5$  мм, ширина 14 и 14 мм, длина 28 и 16 ( $l_0$ ) мм;  $W$  переключки 1430 витков. Нуль-индикатор магнитного потока — феррозонд на пермаллоевом сердечнике  $15 \times 1 \times 0,1$  мм — расположен симметрично по отношению к сердечникам магнитопровода на расстоянии 5 мм от переключки. Для обеспечения измерений при отрицательных значениях потока  $\Phi_2$  на нуль-индикатор установлена компенсационная обмотка  $N$  (58 витков), в которую подается ток компенсации  $I_k$ . Компенсационная обмотка соединена последовательно-встречно с размагничивающей, а необходимое соотношение ампервитков  $NI_k$  и  $WI$  достигается шунтированием  $N$  переменным сопротивлением.

Сняты кривые при наиболее характерных, обычно применяемых на практике режимах измерения (рис. 5), т. е. при  $\Phi_2 = 0$  и некотором фиксированном значении  $\Phi_2 < 0$ , когда имеет место отстройка от зазора  $\delta$  для одного из изделий (в данном случае для изделия 2). При больших зазорах влияние проницаемости изделия практически не сказывается и ампервитки размагничивания пропорциональны соответствующим коэрцитивным силам. При снижении  $\delta$  влияние проницаемости усиливается, а при  $\delta = 0$  становится наибольшим. Например, при  $\Phi_2 = 0$  и  $\delta = 0$  размагничивающий ток для изделия 2 с большей коэрцитивной силой оказывается меньшим, чем для изделия 1. В другом режиме измерения ( $\Phi_2 < 0$ ) влияние проницаемости несколько меньше: при  $\delta = 0$  токи размагничивания одинаковы.

Когда с помощью ПМУ производится контроль изделий по коэрцитивной силе, то указанное влияние проницаемости изделий снижает точность контроля. Разброс точек на характеристике «размагничивающий ток — коэрцитивная сила» увеличивается, особенно тогда, когда ток отсчитывается при  $\Phi_2 \geq 0$  [9]. Это, в свою очередь, может привести к перепутыванию годных и бракованных изделий, например термообработанных и нетермообработанных деталей, имеющих одинаковые или близкие по значению коэрцитивные силы.

Непостоянство проницаемости изделий можно не только учесть, но и оценить количественно, если производить измерение размагничивающего тока при двух различных зазорах  $\delta$ . Для этого с помощью подбора необходимых ампервитков компенсации  $NI_k$  в ПМУ производится отстройка от зазора в заданном диапазоне изменения  $\delta$  на одном из



«годных» изделий. Допустим, что таким изделием является образец 2, у которого  $I=35,5$  мА во всем диапазоне зазоров от 0 до 0,4 мм (см. рис. 5). Если другие изделия отличаются от него только коэрцитивной силой, то им будут соответствовать прямые (см. рис. 5, *штриховые линии*), параллельные оси  $\delta$  и пересекающие ось  $I$  в разных точках в соответствии с величиной  $H_{сн}$ . Однако если проницаемость какого-либо изделия изменяется, то при неизменной настройке прибора тока, отсчитанные при различных зазорах  $\delta$ , оказываются разными (см. рис. 5, образец 1). Ток, отсчитанный, например, при  $\delta=0,3$  мм, на 6% ниже тока при  $\delta=0$ .

Таким образом, производя отсчет размагничивающего тока при двух зазорах, из которых один равен или близок к нулю, можно по величине тока, отсчитанного при большем зазоре, судить о коэрцитивной силе изделий, а по разности токов — об изменении (качественном и количественном) проницаемости изделия. Этим самым расширяются функциональные возможности приборов с ПМУ — приборы становятся по существу двухпараметровыми. С другой стороны, если нас интересует контроль изделий только по коэрцитивной силе, то, во избежание погрешностей в результате неконтролируемого непостоянства проницаемости изделий, следует производить измерение при некотором начальном зазоре  $\delta$ . Величина зазора не должна превышать значения, при котором изделия с заданным диапазоном коэрцитивных сил еще намагничиваются до насыщения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Н. Михеев, Б. М. Неизвестнов, В. М. Морозова, Г. В. Сури. Дефектоскопия, 1969, 2, 131.
2. М. Н. Михеев, В. М. Морозова, Г. В. Сури, В. П. Табачник, Л. А. Фридман, Там же, 1970, 5, 85.
3. И. А. Кузнецов, М. Н. Михеев, Т. П. Царькова. Там же, 1973, 2, 116.
4. В. А. Захаров, М. Н. Михеев, В. М. Францевич. Там же, 1970, 5, 88.
5. В. А. Захаров, Э. М. Бараз, В. М. Францевич. Там же, 1977, 1, 48.
6. В. К. Аркадьев. Электромагнитные процессы в металлах, ч. 1. М., ОНТО, 1935, с. 208.
7. Р. Р. Арнольд. Расчет и проектирование магнитных систем с постоянными магнитами. М., «Энергия», 1969, с. 27.
8. В. А. Захаров, М. Н. Михеев, В. М. Францевич. Дефектоскопия, 1971, 4, 21.
9. В. П. Власенко, Ю. А. Наугольнов, С. Б. Сластинин. Неразрушающие методы и средства контроля и их применение в промышленности. Минск, «Наука и техника», 1973, с. 134.

В. Е. ЩЕРБИНИН, А. И. ПАШАГИН, Н. П. БЕНКЛЕВСКАЯ

### НЕКОТОРЫЕ СПОСОБЫ РАЗДЕЛЕНИЯ НАРУЖНЫХ И ВНУТРЕННИХ ДЕФЕКТОВ ИЗДЕЛИЙ ПРИ МАГНИТНОМ КОНТРОЛЕ

Существует несколько способов, позволяющих установить глубину нахождения дефекта. Способ, описанный Ф. Фёрстером [1], представляется нам наиболее точным. Он применим только к изделиям с осевым отверстием и заключается в следующем. При контроле качества труб используют датчики, которые размещают не только над наружной, но и под внутренней поверхностями труб и фиксируют на одном и том же радиусе. Таким образом, приборы сканируют одну и ту же зону трубы по обеим сторонам. Отношение сигналов характеризует глубину залегания дефекта.

Действительно, если предположить, что поле дефекта обратно пропорционально глубине его залегания (такая зависимость справедлива для цилиндрических дефектов и достаточно больших намагничивающих полей [2]), то

$$\frac{H'_d}{H''_d} = \frac{d - h_3}{h_3}, \quad (1)$$

где  $H'_d$  и  $H''_d$  — поля дефектов, измеренные соответственно на наружной и внутренней поверхностях;  $h_3$  — расстояние центра дефекта от наружной поверхности;  $d - h_3$  — расстояние центра дефекта от внутренней поверхности ( $d$  — толщина стенки трубы). Зная глубину залегания дефекта  $h_3$ , можно введением соответствующей поправки быстро определить величину дефекта. Этот способ применим только в тех случаях, когда необходимость распознавания дефектов окупает сложность аппаратного решения.

Можно предложить еще один способ, пригодный для контроля качества только труб, менее громоздкий в исполнении, но требующий, по-видимому, больших затрат времени. Он заключается в сравнении двух величин полей одного и того же дефекта; разность этих величин можно получить в результате использования намагничивающих полей разной конфигурации. Указанный способ наиболее просто пояснить на примере намагничивания трубы однородным полем (достаточно однородным можно считать намагничивание с помощью тока, пропускаемого по стержню внутри трубы) и неоднородным полем (ток пропускается непосредственно по трубе). Во втором случае внутренние дефекты попадают в «невыгодные» условия намагничивания. По отношению полей рассеяния при этих двух способах намагничивания можно судить о глубине залегания дефектов вне зависимости от их величины.



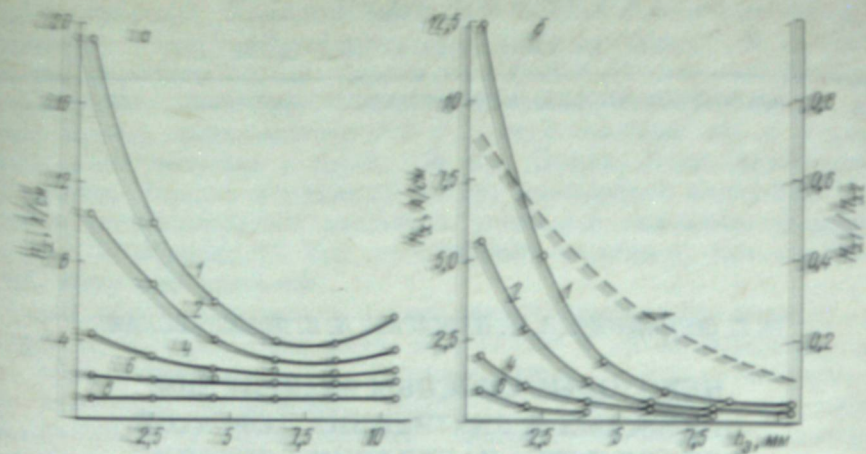


Рис. 1. Зависимость  $H_x$  поля дефекта от глубины его залегания при намагничивании током по центральному проводнику (а) и по изделию (б). Цифрами на кривых обозначены высоты точки наблюдения  $y$ , мм. Остальные обозначения см. в тексте.

Возможности этого способа подтверждают результаты эксперимента (рис. 1). Во втулке из стали 10 внешним диаметром 100 мм и толщиной стенки 11 мм были просверлены отверстия диаметром 1 мм параллельно оси втулки на разной глубине залегания. Под глубиной залегания мы понимаем расстояние от наружной поверхности изделия (втулки) до центра дефекта. Обозначим ее через  $h_3$ . Поля дефектов измеряли феррозондовыми и холловскими датчиками, а намагничивание осуществляли с помощью тока по центральному проводнику (рис. 1, а) либо непосредственно по изделию (рис. 1, б). При этом находили<sup>1</sup> тангенциальную составляющую поля дефекта  $H_x$  на разной высоте.

Рассмотрим кривые, соответствующие  $y=1$  мм (см. рис. 1). Они получены при токе  $I=2000$  А (поле на поверхности образца составляет  $\sim 32$  А/см). Для случая намагничивания током по центральному проводнику с увеличением  $h_3$  наблюдается убывание поля и некоторое его возрастание, когда дефект находится вблизи нижней границы (объяснение см. в [2]). При намагничивании током по изделию убывание поля с увеличением  $h_3$  происходит более резко, что вполне объяснимо, если принять во внимание уменьшение намагничивающего поля к внутренней стенке. Отношение  $H_{xm}/H_x$  (здесь  $H_x$  — поле дефекта при намагничивании током по изделию;  $H_{xm}$  — то же, при намагничивании током по центральному проводнику) характеризуется кривой (штриховая), показанной на рис. 1, б. Она, вообще говоря, универсальна, так как мало зависит от величины дефекта.

В [3] для классификации дефектов предлагается также использовать намагничивающие поля различной конфигурации. Изделие (трубу) намагничивают одновременно двумя способами — пропусканием тока по трубе и с помощью электромагнита дважды: сначала при разностном, а затем при суммарном воздействии намагничивающих полей. В первом случае выявляются только внутренние дефекты, во втором — как внутренние, так

<sup>1</sup> Принципиально идея этого эксперимента совпадает с описанным в [4].

и наружные. По амплитудам сигналов и их разности можно определить на какой поверхности изделия находится дефект.

Проанализировав кривые на рис. 1, а, можно предложить третий способ разделения наружных и внутренних дефектов, который обсуждался Ф. Ферстером [4]. Действительно, закон убывания поля с увеличением расстояния от точки наблюдения до поверхности изделия различен для дефектов с большой и малой  $h_3$  — для первых поле спадает медленнее.

В [4] показано, что отверстия, просверленные на разной глубине, при зазоре 3 мм между датчиком (феррозондом) и поверхностью изделия дают примерно одинаковые сигналы, при зазоре 1 мм сигналы отличаются в 2—3 раза. Ферстер пришел к выводу о том, что при использовании подходящих величин намагничивающего поля и при определенном расстоянии между датчиком и поверхностью изделия величина сигнала практически не зависит от расстояния дефекта до поверхности. Полученные нами результаты (рис. 1, а) дают несколько иные величины зазоров, при которых поля дефектов выравниваются: в работе [4] измеряли не величины полей, а их разности в двух точках с помощью феррозонда-градиентометра, поэтому закон убывания сигнала, полученного с такого датчика, с изменением  $y$  может иметь несколько другой вид, чем закон убывания величины поля.

Из рис. 1, а, видно, что при возрастании  $y$  поле дефектов с малой  $h_3$  становится сравнимым с полем внутренних дефектов, и при  $y=6 \div 8$  мм величина поля внутренних и наружных дефектов практически одинакова. Таким образом, измеряя поля дефектов при  $y=6 \div 8$  мм, можно судить о величине дефекта, а сравнивая этот сигнал с сигналом при  $y=1$  мм, — о месте расположения дефекта. Интересно, что при намагничивании по способу пропускания тока через образец (см. рис. 1, б) нами не получено при рассмотренных зазорах независимости  $H_x$  от  $h_3$ , однако и в данном случае из отношения полей при двух координатах можно получить сведения о глубине нахождения дефекта. В условиях однородного намагничивания такое сравнение, усложняющее процесс контроля, не всегда необходимо; здесь можно применить один датчик, расположив его достаточно высоко над поверхностью изделия.

Существенный недостаток рассмотренного способа заключается в том, что при больших зазорах поля дефектов сильно уменьшены, а следовательно, снижена чувствительность дефектоскопа. Использование метода допустимо только при очень хорошем отношении сигнал — помеха.

Четвертый способ (исторически — один из первых) заключается в определении, кроме величины поля дефекта, и его формы (топографии). А. Б. Сапожников [5] обратил внимание на то, что положение нулевых и экстремальных точек поля дефекта связано хорошо выраженной зависимостью с глубиной залегания дефекта и менее — с раскрытием дефекта. Более детально эту закономерность исследовала Л. Ф. Ильюшенко [6]. Она получила эмпирические формулы, связывающие характеристики поля дефекта и его параметры,

$$H_{xm} = H_0 a \frac{R^2}{h_3^n}, \quad (2)$$

$$h_3 = c L_n, \quad (3)$$

где  $H_{xm}$  — величина максимума тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля дефекта;  $H_0$  — внешнее намагничивающее поле;  $R$  — радиус дефекта (дефекты цилиндрической формы, залегающие парал-



длина поверхности);  $L_m$  — расстояние между экстремумами нормальной составляющей  $H_z$  поля дефекта;  $a, b$  и  $c$  — некоторые постоянные коэффициенты, определяемые экспериментально. Приведенные формулы отличаются эмпирическими коэффициентами от формулы для цилиндрического дефекта в бесграничной среде, которые имеют следующий вид [7]:

$$H_{z0} = H_{z0} \frac{m-1}{m+1} R^2 \frac{R^2 - r^2}{(R^2 + r^2)^2} \quad (4)$$

$$H_{z0} = 2H_{z0} \frac{m-1}{m+1} R^2 \frac{xy}{(R^2 + r^2)^2} \quad (5)$$

откуда (если измерения проводятся над дефектом ( $c=1$ ), непосредственно над поверхностью изделия ( $y=h_3$ ))

$$H_{z0} = H_{z0} \frac{m-1}{m+1} \frac{R^2}{h_3^2} \quad (6)$$

$$L_m = \frac{2}{\sqrt{3}} h_3 \approx 1,155 h_3 \quad (7)$$

В [46] предлагается  $m=1$  и  $c=0,5$ . В [2] подтверждено, что в большинстве намагничивающих полей можно считать  $m=1$ . Однако следует помнить о существенных отступлениях от этого закона в ограниченных изделиях (см. рис. 11а, черная л).

Формула (7) показывает независимость  $L_m$  от радиуса дефекта, что, по-видимому, справедливо и в условиях реальных ферромагнетиков. Последнее подтверждено и в [6], и нами, причем в наших экспериментах изменение радиуса было чрезвычайно большим: измеряли  $L_m$  цилиндрического дефекта, расположенного на глубине 10 мм, его радиус постепенно увеличивали от 0,5 до 9 мм. При 18-кратном увеличении радиуса дефекта заметного изменения  $L_m$  обнаружено не было. Зависимость  $H_{z0}(R)$  совпадает с расчетной  $\sim R^2$ .

Но коэффициент пропорциональности между  $L_m$  и  $h_3$  нуждается в уточнении, так как Л. Ф. Илюшенко [6] и нами получены существенно разные результаты. На рис. 2 прямая 11 отражает зависимость  $L_m$  от  $h_3$ , определенную по (7), прямая 2 — по (8) при  $c=0,5$  и прямая 3 построена по нашим измерениям, выполненным на цилиндрических дефектах в изделиях из сталей 33; 100 и 45.

Диаметр трубы, как мы уже показали выше, здесь не играет роли; по-видимому, влияние материала также не очень велико. Различие результатов обусловлено тем, что измерения в [6] выполнялись датчиками больших размеров при значительном зазоре между поверхностью изделия и датчиком (в этом случае формула (8) должна иметь вид  $h_3 = c L_m - by$ , где коэффициенты  $c$  и  $b$  не обязательно равны друг другу). Может быть, существуют и другие причины расхождения численных значений коэффициентов при их эмпирическом определении. Это, однако, при учете топографии поля не исключает возможности определе-

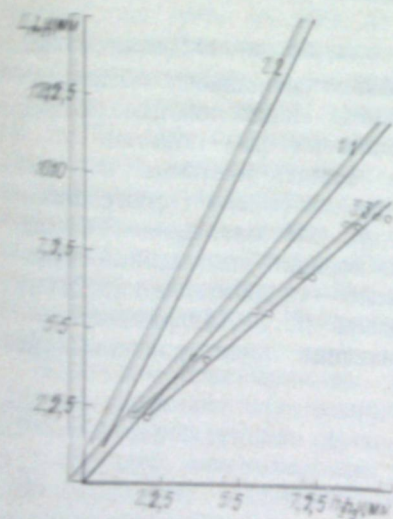


Рис. 2. Зависимость  $L_m$  от глубины залегания дефекта. Обозначения см. в тексте.

ния глубины залегания дефекта, а следовательно, и величины этого дефекта.

Рассуждения относительно четвертого способа справедливы только для цилиндрических дефектов, и только для цилиндрических дефектов поставлены соответствующие эксперименты. На практике этот способ, по сравнению с другими, применяется наиболее широко. Оригинальное его использование предложено Ф. Ферстером [8]. Феррозонд, состоящий из двух ферроэлементов, реагирующих на нормальную составляющую поля дефекта, конструируется таким образом, чтобы его ферроэлементы находились в экстремумах  $H_z$  глубоко залегающего дефекта. Ферроэлементы включены в градиентометрическую схему, поэтому над глубоко залегающим дефектом имеется одиночный сигнал. Над дефектом, расположенным у поверхности и имеющим поле, экстремумы которого расположены близко, такой датчик дает двойной сигнал (состоящий из двух пиков), причем меньший, чем если бы ферроэлементы находились в экстремумах одновременно. Здесь успешно достигаются две цели: выравнивание сигналов от наружных и внутренних дефектов и различие наружных дефектов от внутренних (по форме сигнала).

Может использоваться и форма тангенциальной составляющей поля дефекта, которая имеет максимум над дефектом и нулевые значения, как это видно из (4), в точках  $x = \pm h_3$ , а точнее, в точках  $x = \pm mh_3 + nu$ , где  $m$  и  $n$  должны быть определены.

Рассмотрим еще один (пятый) способ контроля. Известно, что внутренний дефект обнаруживается при больших намагничивающих полях, чем наружный. Внутренние дефекты начинают выявляться лишь после того, как «покрытие» (слой металла между поверхностью изделия и дефектом) достигает насыщения [9]. Чем больше покрытие, тем позднее выявляется дефект. Следовательно, измерением поля при постепенном увеличении намагничивающего поля можно определить глубину дефекта. Однако вряд ли такой способ можно с успехом применять на практике, так как, во-первых, само «начало» выявления дефекта является величиной неопределенной и, во-вторых, момент выявления поля рассеяния над дефектом будет в значительной степени зависеть от величины дефекта. Тем не менее существуют устройства, реализующие этот способ.

В настоящем обзоре мы не претендовали на полное описание всех существующих устройств, реализующих магнитный метод контроля и позволяющих не только определять наличие дефекта, но и его расположение и величину. Нами указаны те способы, с помощью которых можно решать задачи дефектометрии. Имеются все предпосылки для широкого внедрения в практику контроля магнитной аппаратуры, отбраковывающей дефектные изделия по величине, месту расположения и типу дефектов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. Forster. Mater. Eval., 1970, 28, 4—5, 90.
2. В. Е. Щербинин, А. И. Пашагин. Дефектоскопия, 1976, 2, 85.
3. И. А. Двоглазов, В. В. Власов. Авт. свид. № 468144. Бюлл. изобр., 1975, № 15, от 25.4.75.
4. F. Forster. Zs. Metallkunde, 1955, 46, 358.
5. А. Б. Сапожников. Тр. Сиб. физ.-техн. ин-та, вып. 26. Томск, 1948, с. 175.
6. Л. Ф. Илюшенко. Тр. физ.-техн. ин-та АН БССР, вып. 1. Минск, 1954, с. 171.
7. В. В. Батыгин, И. Н. Топтыгин. Сборник задач по электродинамике. М., «Наука», 1970.
8. F. Forster. La metallurgia Italiano, 1972, 4, 137.
9. Р. Е. Ершов. Изв. вузов, Физика, 1960, 6, 59.



В. Е. ЩЕРБИНИН, А. И. ПАШАГИН

**ПЛОТНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЗАРЯДОВ  
НА ГРЯНЯХ ДЕФЕКТОВ ТИПА ТРЕЩИН**

Предложены [1] формулы для модели дефекта типа трещин в виде «ленточного диполя», которые позволяют достаточно точно описать форму поля поверхностного дефекта. Величина этого поля определяется плотностью поверхностных зарядов  $\sigma_n$ , которая в [1] не вычислена. В тех случаях, когда изделие с дефектом намагничено до насыщения, справедливо  $\sigma_n = \mu_0 M_0$  (здесь  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $M_0$  — намагниченность, которая имела бы место в отсутствие дефекта или намагниченность изделия на достаточно большом расстоянии от дефекта), т. е.  $\sigma_n$  не зависит от магнитных свойств изделия и параметров дефекта [2]. Однако в практике магнитной дефектоскопии намагничивание изделий до насыщения осуществляется крайне редко (говоря строго, никогда). Представляет интерес выяснить, что надо понимать под  $\sigma_n$ .

Рассмотрим дефект в виде эллиптического цилиндра в однородном поле (рис. 1, а). Точное решение этой задачи дано в [3], более упрощенное — в [4]. Будем следовать логике решения, изложенного в [4], однако примем, что материал эллипсоида и среды (магнитные характеристики первого будем обозначать индексом «i», второго — «a») намагничиваются по закону (графически он показан на рис. 1, б), который можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} B_a &= \mu_0 (H_a + M_a + M_{as}), \\ B_i &= \mu_0 (H_i + M_i + M_{is}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $H_a$  — напряженность поля в среде «a» на большом расстоянии от дефекта (вблизи дефекта  $H_a$  в разных точках будет разной);  $H_i$  — поле внутри дефекта (как известно, внутри эллиптического дефекта поле однородно);  $M_{as}$  и  $M_{is}$  — константы.

Для поля внутри эллипсоида справедливо соотношение

$$H_i = H_a - N(M_i + M_{is} - M_a - M_{as}), \quad (2)$$

где  $N$  — размагничивающий коэффициент. Граничное условие  $B_{an} = B_{in}$  можно записать при выбранной нами аппроксимации в виде

$$\mu_i H_i + M_{is} = \mu_a H_a + M_{as} \quad (3)$$

только для полярной ( $y=0$ ) плоскости эллипса или для всех точек эллипса, если  $M_{is} = M_{as} = 0$ .

Из (1) — (3) находим

$$H_i = \frac{\mu_a H_a + N(M_{as} - M_{is})}{\mu_a - N(\mu_a - \mu_i)} \quad (4)$$

Выражение (4) определяет полное поле внутри эллипсоида. Вычтем из него внешнее поле  $H_a$  и получим  $H_d$ , обусловленное наличием эллипсоида:

$$\begin{aligned} H_d &= H_i - H_a = \\ &= \frac{NH_a(\mu_a - \mu_i) + N(M_{as} - M_{is})}{\mu_a - N(\mu_a - \mu_i)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Но  $H_i - H_a = -NM_d$ , поэтому

$$-M_d = \frac{H_a(\mu_a - \mu_i) + (M_{as} - M_{is})}{\mu_a - N(\mu_a - \mu_i)}, \quad (6)$$

где  $M_d$  есть намагниченность «эквивалентного магнита», который создает магнитные заряды, по величине и положению в точности соответствующие магнитным зарядам на поверхности эллипсоида [4]. Если дефект является пустым, т. е.  $M_i = M_{is} = 0$  и  $\mu_i = 1$ , то

$$-M_d = \frac{M_a + M_{as}}{\mu_a - N(\mu_a - 1)}. \quad (7)$$

Во многих простых случаях  $N$  может быть выражен через параметры дефекта. Например, для наиболее интересующего нас случая эллиптического цилиндра, намагничиваемого вдоль короткой оси (обозначим ее через  $2b$ , а длинную — через  $h$ ), Осборн [5] дает выражение

$$N = \frac{h}{h + 2b}. \quad (8)$$

Отсюда для эллиптического цилиндра

$$\sigma_n = -\mu_0 M_d = \mu_0 (M_a + M_{as}) \frac{1 + \frac{h}{2b}}{\mu_a + \frac{h}{2b}} = \mu_0 M_0 \frac{1 + \frac{h}{2b}}{\mu + \frac{h}{2b}}, \quad (9)$$

где  $\mu_a = \mu$ ;  $M_0$  — полная намагниченность среды.

Формула (9) имеет ту особенность, что в ней в качестве  $\mu$  выступает дифференциальная проницаемость (что следует из принятой нами аппроксимации), однако определять  $\sigma_n$  по (9) можно лишь для полярной плоскости эллиптического цилиндра. Если  $M_{as} = 0$ , то формула (9) справедлива для всей поверхности дефекта, при этом в качестве  $\mu$  выступает нормальная проницаемость материала.

Конечно, трещина не является эллиптическим цилиндром, но при некоторых условиях (например,  $h \gg b$ ) такое моделирование трещины вполне допустимо. Тогда  $\sigma_n$  для ленточного диполя может быть определена по (9), причем она имеет прямую связь с параметрами дефекта;  $\sigma_n$  в  $\mu$  раз меньше при  $h/b = 0$ , чем при  $h/b \rightarrow \infty$ . В последнем случае  $M_d = M_0$ . Точно также  $M_d = M_0$  при  $\mu = 1$ , т. е. при насыщении.

С другой стороны, на практике  $\mu \neq \text{const}$ , и зависимость  $\sigma_n$  от параметров дефекта может отличаться от указанной в (9). С целью проверки того, насколько  $\sigma_n$  отличается от величины  $\mu_0 M_d$ , были проведены соответствующие эксперименты.

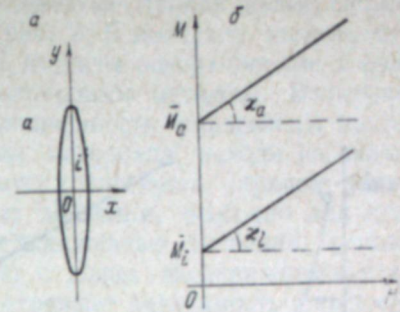


Рис. 1. К расчету поля дефекта. Объяснения см. в тексте.



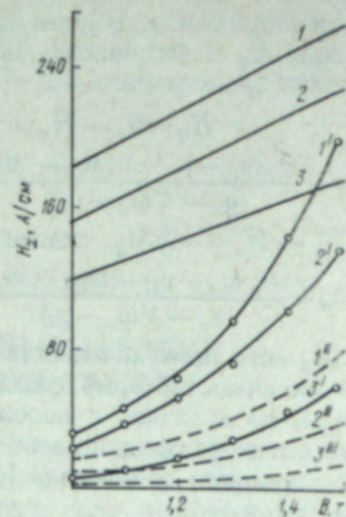
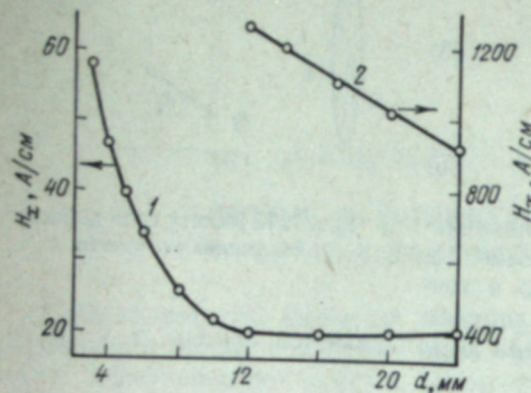


Рис. 2. Зависимость поля поверхностного дефекта от толщины стенки образца ( $H_c=64$  А/см) — а и от индукции в образце — б.  
 а — размеры дефекта:  $h=2b=1$  мм (1),  $h=12$  мм,  $2b=0,6$  мм (2).  
 б — глубина дефекта  $h$ , мм: 10 (1, 1', 1''); 5 (2, 2', 2''); 2 (3, 3', 3'').  
 б: 1 — 3 — расчет при  $\sigma_n = \mu_0 M_d$ , 1' — 3' — экспериментальные данные, 1'' — 3'' — расчет при  $\sigma_n = -\mu_0 M_d$ , где  $M_d$  определено по формуле (9).

В [6] мы показали, что на поле внутреннего дефекта оказывают влияние два фактора: границы изделия (например, поле возрастает при приближении дефекта к внутренней, т. е. дальней от наблюдателя, границе) и его толщина (поле дефекта увеличивается при уменьшении толщины изделия). Влияние второго фактора начинает ощущаться заметно при условии, что диаметр дефекта составляет 10% и более от толщины изделия. Для поверхностных дефектов это справедливо в той мере. На рис. 2, а, по оси абсцисс отложена толщина изделия, а по оси ординат — тангенциальная составляющая поля поверхностного дефекта ( $h$  —

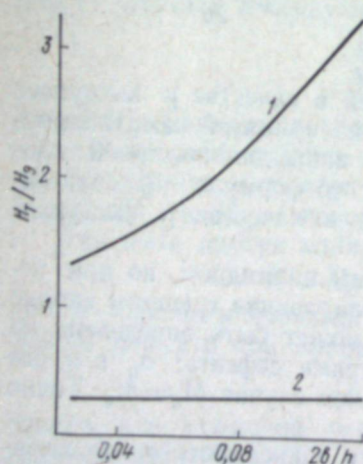


Рис. 3. Зависимость  $H_z/H_0$  поля поверхностного дефекта от раскрытия.  
 Объяснения см. в тексте.

глубина дефекта,  $2b$  — его ширина). В обоих случаях толщина образца изменялась от того, что постепенно срезали слои с внутренней (относительно дефекта и точки измерения) поверхности образца. Поля дефектов возрастают с уменьшением толщины образца  $d$ . Для дефекта с  $h=1$  мм толщина образца не оказывает заметного влияния на поле дефекта, только если  $d > 10$  мм, т. е. при десятикратном превышении  $h$ . Поскольку на искусственных дефектах больших значений  $h/b$  достигают обычно увеличением  $h$ , то возникает опасность нарушить условие 10% и получить неверные результаты.

Описываемые далее результаты получены для поверхностных дефектов в виде щелей, которые имели значительные  $h$  (до 10 мм) и были выполнены в брусках, тол-

щина которых заведомо превышала десятикратную глубину щелей. Образцы намагничивали электромагнитом. На рис. 2, б показана зависимость поля дефекта от индукции в образце. Все дефекты поверхностные, в виде щелей, и  $2b=0,25$  мм (получены электроискровым методом). Величины дифференциальной проницаемости и намагниченности определены по соответствующим магнитным характеристикам материала, исходя из значения  $B$ . Расчет при условии, что поверхностная плотность зарядов равна намагниченности изделия, дает завышенные значения, особенно для слабых полей. При расчете по (9) получены заниженные значения, однако ход кривых 1'' — 3'' качественно совпадает с ходом экспериментальных. Следовательно, выражение (9) правильно отражает зависимость плотности зарядов от магнитного состояния изделия.

Наконец, рассмотрим, (рис. 3) зависимость поля дефекта от соотношения его параметров  $H_z/H_0$  (здесь  $H_z$  — расчетное, а  $H_0$  — экспериментально определенное значение поля дефекта в зависимости от  $2b/h$ ). Кривая 1 выведена для случая, когда  $H_z$  получено при  $\sigma_n = \mu_0 M_0$ , а кривая 2 — когда  $\sigma_n$  определено с помощью (9). Видно, что в вычислении поля по формуле (9) ошибка значительна (экспериментальные значения превышают расчетные примерно в 3 раза), но постоянна, т. е. (9) правильно отражает зависимость поля от параметров дефекта. Кривая 2 показывает, что расхождение между  $H_0$  и  $H_z$ , если  $H_z$  вычислено при  $\sigma_n = \mu_0 M_0$ , становится малым при малом раскрытии дефекта ( $H_z/H_0 \rightarrow 1$  при  $2b/h \rightarrow 0$ ), но с увеличением  $2b/h$  оно резко возрастает, что подтверждает зависимость плотности поверхностных зарядов от параметров дефекта (во всяком случае, при указанных индукциях).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Зацепин, В. Е. Щербинин. Дефектоскопия, 1966, 5, 50.
2. F. Feldstein, A. Hуman. VII ICNT. Warszawa, D-32, 1973.
3. А. Б. Сапожников. Труды Сибирск. физ.-техн. ин-та. Томск, 1948, с. 26.
4. Р. И. Янус. Ж. теор. физ., 1945, 15, 1-2, 3.
5. I. A. Osborn. Phys. Rev., 1945, 67, 11-12, 351.
6. В. Е. Щербинин, А. И. Пашагин. Дефектоскопия, 1976, 2, 85.



М. Л. ШУР

ПОЛЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ДЕФЕКТА В СТЕНКЕ ТРУБЫ,  
НАМАГНИЧИВАЕМОЙ ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ  
НА ЕЕ ОСИ

При контроле качества труб магнитным методом часто используют циркулярное намагничивание. О дефектности трубы судят по магнитному полю, измеряемому над ее поверхностью. Величина и топография поля дефекта зависят от многих факторов, в том числе от величины и места расположения дефекта, толщины стенки трубы. В [1] мы показали влияющие места расположения дефекта на величину его поля в плоскопараллельной пластине. Очевидно, основные выводы [1] справедливы и для случая дефекта в трубе, в то же время следует учитывать кривизну стенок последней, поэтому мы сочли целесообразным дать полное и по возможности строгое решение задачи о поле дефекта в стенке трубы.

Пусть труба имеет внутренний радиус  $r$  и наружный радиус  $R$  (рис. 1, а). В центре трубы течет ток  $i_0$ . Дефект цилиндрической формы радиусом  $a$  расположен на оси  $y$  на расстоянии  $l$  от центра трубы. Средам I—IV соответствуют проницаемости  $\mu_1$ — $\mu_4$  (все они являются константами). Если бы не было дефекта, то никакими измерениями в среде I невозможно было бы обнаружить существование трубы. Иницирует здесь поле дефекта в поле токовой нити.

Прежде чем перейти к решению поставленной задачи, напомним, что если провод с током  $i$  находится в точке  $A$  над цилиндром (рис. 1, б) радиусом  $a$ , то он в окружающем пространстве — среде I — создает такое поле, которое можно определить как суперпозицию поля тока  $i$  и его отображений:  $-ai$ , расположенного в центре цилиндра (точка  $O$ ), и  $+ai$  — в точке  $A_1$ , отстоящей от  $O$  на расстоянии  $a^2/OA$ , где  $a$  — радиус цилиндра [2]. Если же ток проходит внутри цилиндра, например в точке  $A_1$ , то он в среде I создает поле, определяемое суперпозицией полей его самого и отображения, расположенного в точке  $a^2/OA$  и равного  $+ai$ . Имея это в виду, мы далее будем говорить «граница отображает».

Задача о поле дефекта в стенке трубы сводится к последовательному отображению токовых нитей цилиндрическими поверхностями. Действительно, поле в среде II (см. рис. 1) складывается из поля тока  $i_0$  и токов

$$\begin{aligned} -i_1 &= -\alpha_1 i_0 \text{ в точке } (0, l); \\ +i_1 &= \alpha_1 i_0 \text{ в точке } \left(0, l - \frac{a^2}{l}\right). \end{aligned}$$

Поля этих токов будут действовать на границы стенки трубы и наводить на них поверхностные магнитные заряды, поле которых опять же

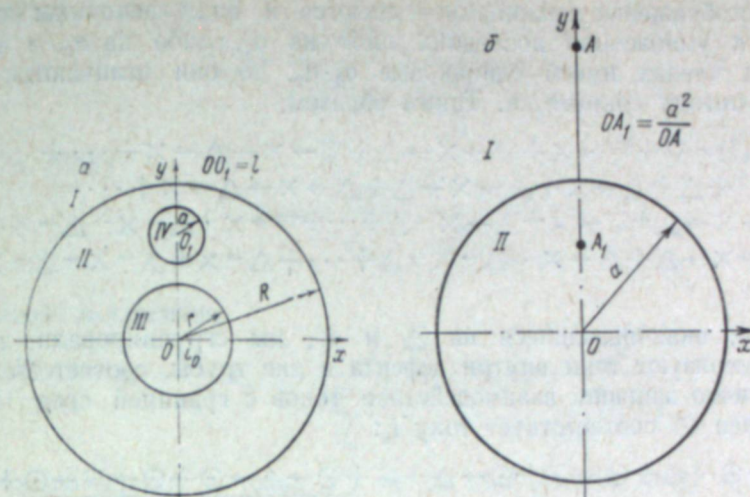


Рис. 1. Схема расчета поля дефекта.

Ток в точке  $A$  — поле в среде I — создается истинным током в точке  $A$  и фиктивными токами в точках  $O$  и  $A_1$ ; ток в точке  $A_1$  — поле в среде II — создается истинным током в точке  $A_1$  и фиктивным током в точке  $A$ .  
Остальные объяснения см. в тексте.

можно описать методом отображений. Найдем сначала результаты взаимодействия поля дефекта (т. е. токов  $i_1$  и  $-i_1$ ) с границей сред I и II. Оба эти тока смещены относительно центра окружности, описывающей границу I—II, на величину  $l$  и  $l - (a^2/l)$ , поэтому в среде II поле будет представлять суперпозицию полей этих токов и их отображений

$$-i_2 = -\alpha_2 i_1 \text{ в точке } (0, R^2/l);$$

$$+i_2 = \alpha_2 i_1 \text{ в точке } \left(0, \frac{R^2}{l - a^2/l}\right).$$

Токи  $i_2$  и  $-i_2$ , возникающие в среде I, вновь отображаются границами дефекта, границей II—III и т. д.

Чтобы представить этот процесс наглядно, воспользуемся диаграммным методом. Введем следующие обозначения отображенных токов:

- × — вне трубы (в среде I);
- △ — внутри дефекта, но не в его центре (в среде IV);
- ▽ — в центре дефекта;
- — внутри трубы (среда III);
- ⊙ — в центре трубы.

Процесс отображения обозначим стрелкой. Тогда процесс взаимодействия токов  $i_1$  и  $-i_1$  с границей раздела сред I—II можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \nabla + \nabla \rightarrow \times + \nabla \rightarrow \times \rightarrow \triangle + \nabla \rightarrow \times - \nabla \rightarrow \times \rightarrow \triangle \rightarrow \times + \nabla \rightarrow \times - \nabla \rightarrow \times + \dots \\ \triangle + \triangle \rightarrow \times + \triangle \rightarrow \times - \triangle + \nabla \rightarrow \times \rightarrow \nabla + \triangle \rightarrow \times \rightarrow \triangle - \times + \triangle \rightarrow \times \rightarrow \nabla - \times + \dots \end{aligned} \quad (1)$$

В (1) члены, подчеркнутые одинаково, сокращаются. Четвертый член суммы, записанный в 1-й и 2-й строках, соответствует токам в центре дефекта, причем первый из них порожден током  $-i_1$  который расположен в центре дефекта, а второй — током  $+i_1$  вне центра дефекта. По-



сколькото отображение границами — имеются в виду величины токов — сводится к умножению последних либо на  $\alpha_1$ , либо на  $\alpha_2$ , а в обоих указанных членах имеем одинаковые  $\alpha_1 \cdot \alpha_2$ , то они отличаются только знаком и потому сократятся. Таким образом,

$$(1) = \nabla + \nabla \rightarrow \times + \nabla \rightarrow \times \rightarrow \Delta + \nabla \rightarrow \times - \Delta - \times + \dots + \\ + \Delta + \Delta \rightarrow \times + \Delta \rightarrow \times \rightarrow \Delta + \Delta \rightarrow \times \rightarrow \Delta \rightarrow \times + \dots = \\ = \nabla + \nabla \rightarrow \times \rightarrow \Delta + \nabla \rightarrow \times + \Delta \rightarrow \times \rightarrow \Delta + \dots + \nabla \rightarrow \times + \Delta \rightarrow \times \rightarrow \Delta \rightarrow \times + \dots + \\ + \Delta + \Delta \rightarrow \times \rightarrow \Delta + \Delta \rightarrow \times \rightarrow \Delta \rightarrow \times \rightarrow \Delta + \dots + \Delta \rightarrow \times + \Delta \rightarrow \times \rightarrow \Delta \rightarrow \times + \dots \quad (2)$$

Диаграммы, оканчивающиеся на  $\Delta$  и  $\times$ , мы сгруппировали, так как они характеризуют токи внутри дефекта и вне трубы, соответственно.

Аналогично запишем взаимодействие токов с границей сред II — III. Первый член  $\odot$  соответствует току  $i_0$ :

$$\odot + \odot \rightarrow \Delta + \odot \rightarrow \nabla + \odot \rightarrow \Delta \rightarrow \odot + \odot \rightarrow \Delta \rightarrow \odot + \odot \rightarrow \nabla \rightarrow \odot + \\ + \odot \rightarrow \nabla \rightarrow \odot + \dots = \odot + \odot \rightarrow \Delta \rightarrow \odot + \odot \rightarrow \Delta \rightarrow \odot \rightarrow \Delta \rightarrow \odot + \dots \\ + \odot \rightarrow \Delta + \odot \rightarrow \Delta \rightarrow \odot \rightarrow \Delta + \dots + \odot \rightarrow \nabla \rightarrow \odot + \odot \rightarrow \nabla \rightarrow \odot \rightarrow \Delta \rightarrow \odot + \dots \\ + \odot \rightarrow \nabla + \odot \rightarrow \nabla \rightarrow \odot \rightarrow \Delta + \dots \quad (3)$$

Нетрудно увидеть, что 5-й и 7-й члены диаграммы (3) разного знака и потому сокращаются, т. е. не будет появляться новых фиктивных токов в центре трубы. Выписав несколько членов более высокого порядка, также легко убедиться, что, кроме тока  $-i_1$ , не будет фиктивных токов и в центре дефекта.

Составим теперь «словарь» перевода языка диаграмм на язык математики. Прежде всего напомним, что выражения (2) и (3) описывают вклад в потенциал в среде II. Каждая диаграмма описывает часть потенциала в среде II и поле некоторого тока, находящегося в среде с проницаемостью  $\mu_2$ , хотя и расположенного либо внутри трубы, либо вне трубы, либо внутри дефекта. Отсюда можно заключить, что отображения всегда происходят из среды II (проницаемость  $\mu_2$ ) в среды I, III или IV (проницаемости  $\mu_1$ ,  $\mu_3$  и  $\mu_4$  соответственно).

Таким образом,

$$\alpha_1 = \frac{\mu_4 - \mu_2}{\mu_4 + \mu_2}; \quad \alpha_2 = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \mu_2}; \quad \alpha_3 = \frac{\mu_3 - \mu_2}{\mu_3 + \mu_2} \quad (4)$$

соответствуют линиям, оканчивающимся на  $\Delta$ ,  $\times$  и на  $\odot$  или  $\ominus$ . Последняя вершина указывает координату фиктивного тока. Координаты токов вне трубы, порожденных током в центре дефекта, будем обозначать через  $y_n$ , порожденных током вне центра дефекта — через  $\eta_n$ ; координаты токов внутри дефекта, появившиеся в результате взаимодействия с границей сред I, II, — соответственно через  $y'_n$ ,  $\eta'_n$ .

Координаты токов внутри трубы, порожденных током в центре дефекта, обозначим через  $z_n$ , током вне центра дефекта — через  $\xi_n$ ; координаты токов, возникших в результате взаимодействия с границей сред II, III внутри дефекта, — через  $z'_n$  и  $\xi'_n$ , соответственно.

Если ток имел координату  $y'_n$ , то он отразится в точку

$$y_n = \frac{R^2}{y'_n},$$

из последней в точку

$$y'_{n+1} = \frac{a^2}{y_n - l} + l = \frac{a^2}{\frac{R^2}{y'_n} - l} + l,$$

а затем в точку

$$y_{n+1} = \frac{R^2}{y'_{n+1}} = \frac{R^2}{\frac{a^2}{y_n - l} + l} \quad (5)$$

Совершенно аналогично

$$\eta_n = \frac{R^2}{\eta'_n}; \quad \eta'_{n+1} = \frac{a^2}{\eta_n - l} + l; \quad \eta_{n+1} = \frac{R^2}{\frac{a^2}{\eta_n - l} + l} \quad (6)$$

Если ток находится в точке  $z'_n$ , то он отразится в точку  $z_n = r^2/z'_n$ ; из последней в точку

$$z'_{n+1} = l - \frac{a^2}{l - z_n} = l - \frac{a^2}{l - \frac{r^2}{z'_n}},$$

при этом

$$z_{n+1} = \frac{r^2}{z'_{n+1}} = \frac{r^2}{l - \frac{a^2}{l - z_n}} \quad (7)$$

Аналогично

$$\xi_n = \frac{r^2}{\xi'_n}; \quad \xi'_{n+1} = l - \frac{a^2}{l - \frac{r^2}{\xi'_n}}; \quad \xi_{n+1} = \frac{r^2}{l - \frac{a^2}{l - \xi_n}} \quad (8)$$

Пользуясь (4) и введенными обозначениями для координат токов, легко переписать (2) и (3) математически:

$$(2) = A_g^I = \frac{1}{c} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} i_1 \alpha_1^n \alpha_2^n \ln [x^2 + (y - \eta'_n)^2] + \sum_{n=1}^{\infty} i_1 \alpha_2^n \alpha_1^{n-1} \ln [x^2 + (y - \eta_n)^2] - \sum_{n=1}^{\infty} i_1 \alpha_1^n \alpha_1^n \ln [x^2 + (y + y'_n)^2] - \sum_{n=1}^{\infty} i_1 \alpha_2^n \alpha_1^{n-1} \ln [x^2 + (y - y_n)^2] \right\} = \frac{1}{c} i_1 \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_2^n [\ln [x^2 + (y - \eta'_n)^2] - \ln [x^2 + (y - y'_n)^2]] + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_2^n \alpha_1^{n-1} [\ln [x^2 + (y + \eta_n)^2] - \ln [x^2 + (y - y_n)^2]] \right\} \quad (9)$$

Суммирование идет от  $n=1$ , так как члены вида  $\Delta$  и  $\nabla$  включены уже в (3).

Аналогично

$$(3) = A_g^{II} = \frac{1}{c} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^n i_0 \ln [x^2 + (y - \xi_n)^2] + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^{n-1} i_0 \ln [x^2 + (y - \xi'_n)^2] - \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^n i_0 \ln [x^2 + (y - z_n)^2] - \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^{n-1} i_0 \ln [x^2 + (y - z'_n)^2] \right\}$$



$$+(y - z'_n)^2] = \frac{i_0}{c} \left\{ \ln(x^2 + y^2) + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^n [\ln[x^2 + (y - \xi_n)^2] - \ln[x^2 + (y - z_n)^2]] + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^{n-1} [\ln[x^2 + (y - \xi'_n)^2] - \ln[x^2 + (y - z'_n)^2]] \right\}. \quad (10)$$

Выражения (9) и (10) описывают ту часть потенциала в среде II, которая возникла в результате взаимодействия тока  $i_0$  с дефектом и границы дефекта с границами сред I, II и II, III по отдельности. Фиктивные токи в среде I должны взаимодействовать с границей сред II, III, а фиктивные токи в среде III — с границей сред I, II. Вновь появившиеся токи окажут влияние на границу дефекта и т. д. Мы не будем учитывать повторные взаимодействия с дефектом, так как они дадут малый вклад, что будет ясно из дальнейшего.

Рассмотрим отображения стенками трубы. Пусть токи находятся в точках  $y_n$  и  $\eta_n$ , т. е. в среде I. Тогда они дадут следующий вклад в потенциал:

$$\begin{aligned} & \times + \times \rightarrow \odot + \times \rightarrow \circ + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \times \rightarrow \odot \rightarrow \times \rightarrow \circ + \dots \\ & + \times + \times \rightarrow \odot + \times \rightarrow \circ + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \times \rightarrow \odot \rightarrow \times \rightarrow \circ + \dots \end{aligned} \quad (11)$$

Первая строка описывает процесс отображения тока в точке  $\eta_n$ , вторая — в точке  $y_n$ . Не будем вводить каких-либо дополнительных обозначений, чтобы придать им различный вид, но будем иметь это в виду. Диаграммы, содержащие вершину  $\odot$ , сокращаются, так как токи в точках  $y_n$  и  $\eta_n$  различных знаков. Таким образом, (11) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} & \times \rightarrow \circ + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \dots + \times + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times + \\ & + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ \rightarrow \times + \dots + \times \rightarrow \circ + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \times \rightarrow \circ \rightarrow \\ & \rightarrow \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \dots + \times + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times + \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ \rightarrow \times. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь линиям по-прежнему соответствуют те же множители, что и в (4). Координаты меняются следующим образом (обратим внимание, что стенки трубы имеют общий центр, это облегчает рассмотрение): ток в точке  $y_n$  отразится в точку  $r^2/y_n$ , соответственно

$$\begin{aligned} z_{n_1} &= \frac{r^2}{y_n} & z_{n_2} &= \frac{r^4}{R^2 y_n} & \dots & z_{n_k} &= \frac{r^{2(k+1)}}{R^{2k} y_n}; \\ y_{n_1} &= \frac{R^2}{r^2} y_n & y_{n_2} &= \frac{R^2}{r^4} y_n & \dots & y_{n_k} &= \left(\frac{R^2}{r^2}\right)^k y_n. \end{aligned}$$

Аналогично получим

$$\xi_{nk} = \frac{r^{2(k+1)}}{R^{2k} \eta_n}; \quad \eta_{nk} = \left(\frac{R^2}{r^2}\right)^k \eta_n,$$

где  $z_{nk}$ ,  $\xi_{nk}$  — координаты токов в среде III, порожденных током в точках  $y_n$  и  $\eta_n$ , соответственно. В точке  $\eta_n$  расположен ток  $i_n = \alpha_2^n \alpha_1^{n-1} i$ , а в точке  $y_n$  — ток  $(i_n)$  — см. (9).

Таким образом, вместо (12) получаем

$$\frac{1}{c} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_3^k \alpha_2^{k-1} \alpha_1^n \alpha_1^{n-1} i_1 [\ln[x^2 + (y - \xi_{nk})^2] - \ln[x^2 + (y - z_{nk})^2]] + \right.$$

$$\left. + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_3^k \alpha_2^k \alpha_1^n \alpha_1^{n-1} i_1 [\ln[x^2 + (y - \eta_{nk})^2] - \ln[x^2 + (y - y_{nk})^2]] \right\}.$$

Поскольку первые два члена в (9) определяют результат взаимодействия граница дефекта — граница сред I, II, а взаимодействие граница дефекта — граница сред II, III включено в (10), в окончательную формулу они войдут без изменения:

$$\begin{aligned} A_g^I &= \frac{i_1}{c} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_2^n [\ln[x^2 + (y - \eta'_n)^2] - \ln[x^2 + (y - y'_n)^2]] + \right. \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_3^k \alpha_2^{n+k-1} \alpha_1^n \alpha_1^{n-1} [\ln[x^2 + (y - \xi_{nk})^2] - \ln[x^2 + (y - z_{nk})^2]] + \right. \\ &\left. \left. + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_3^k \alpha_2^{n+k} \alpha_1^n \alpha_1^{n-1} [\ln[x^2 + (y - \eta_{nk})^2] - \ln[x^2 + (y - y_{nk})^2]] \right\} \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Аналогично токи в среде III в точках  $z_n$  и  $\xi_n$  дадут следующий ряд:

$$\begin{aligned} & \circ \rightarrow \times + \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ \rightarrow \times + \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \dots + \\ & + \circ - \times + \circ - \times - \circ + \circ - \times - \circ - \times + \circ - \times - \circ - \times - \circ + \dots = \\ & = \circ \rightarrow \times + \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ \rightarrow \times + \dots + \circ + \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \circ \rightarrow \times \rightarrow \\ & \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \dots + \circ \rightarrow \times + \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ \rightarrow \times + \dots + \circ + \\ & + \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ \rightarrow \times \rightarrow \circ + \dots \end{aligned} \quad (14)$$

Первая строчка характеризует процесс отображения тока в точке  $\xi_n$ , вторая — в точке  $z_n$ . Диаграммы вида  $\circ - \times - \odot$  не включены, так как они сокращаются.

Координаты токов в средах I и III, порожденных током в точке  $\xi_n$ , обозначим через  $\xi_{nk}^I$  и  $\kappa_{nk}$ , соответственно, а порожденных током в точке  $z_n$  — через  $z_{nk}$  и  $\tau_{nk}$ :

$$\begin{aligned} \xi_{n1}^I &= \frac{R^2}{\xi_n}; & \xi_{n2}^I &= \frac{R}{r^2 \xi_n} \dots & \xi_{nk}^I &= \frac{R^{2(k+1)}}{r^{2k} \xi_n}; \\ \kappa_{n1} &= \frac{r^2}{R^2} \xi_n; & \kappa_{n2} &= \frac{r^4}{R^4} \xi_n \dots & \kappa_{nk} &= \left(\frac{r^2}{R^2}\right)^k \xi_n. \end{aligned}$$

Точно так же

$$z_{nk}^I = \frac{R^{2(k+1)}}{r^{2k} z_n}; \quad \tau_{nk} = \left(\frac{r^2}{R^2}\right)^k z_n.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} (14) &= \frac{1}{c} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_2^k \alpha_3^{k-1} i_0 \alpha_1^n \alpha_3^n [\ln[x^2 + (y - \xi_{nk}^I)^2] - \ln[x^2 + (y - z_{nk}^I)^2]] + \right. \\ &\left. + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_2^k \alpha_3^k i_0 \alpha_1^n \alpha_2^n [\ln[x^2 + (y - \kappa_{nk})^2] - \ln[x^2 + (y - \tau_{nk})^2]] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Последняя сумма в (10) не изменяется, так как взаимодействие границы дефекта с границей сред I, II уже учтено. Итак,

$$\begin{aligned} A_g^{II} &= \frac{i_0}{c} \left\{ \ln(x^2 + y^2) + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^n \alpha_1^{n-1} [\ln[x^2 + (y - \xi'_n)^2] - \ln[x^2 + (y - z'_n)^2]] + \right. \\ &\left. + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_2^k \alpha_3^{n+k-1} \alpha_1^n \alpha_1^{n-1} [\ln[x^2 + (y - \xi_{nk}^I)^2] - \ln[x^2 + (y - z_{nk}^I)^2]] + \right. \right. \end{aligned}$$



$$+ \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_2^k \alpha_3^{n+k} \alpha_1^n \left\{ \ln [x^2 + (y - \kappa_{nk})^2] - \ln [x^2 + (y - \tau_{nk})^2] \right\}. \quad (16)$$

Потенциал в среде II равен

$$A_g = A_g^I + A_g^{II}. \quad (17)$$

Нас интересует поле в среде I. Чтобы его найти, надо из (13) и (16) исключить вклад от токов, расположенных в среде I, а все оставшиеся члены умножить на  $\alpha = \frac{2\mu_2}{(\mu_2 + \mu_1)}$ :

$$A_g = \frac{\alpha i_0}{c} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_2^n \left[ \ln [x^2 + (y - \eta'_n)^2] - \ln [x^2 + (y - y'_n)^2] \right] + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_3^k \alpha_2^{n+k-1} \alpha_1^{n-1} \left[ \ln [x^2 + (y - \xi_{nk})^2] - \ln [x^2 + (y - z_{nk})^2] \right] \right] + \frac{\alpha i_0}{c} \left[ \ln (x^2 + y^2) + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^{n-1} \left[ \ln [x^2 + (y - \xi'_n)^2] - \ln [x^2 + (y - z'_n)^2] \right] + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_2^k \alpha_3^{n+k} \alpha_1^n \left[ \ln [x^2 + (y - \kappa_{nk})^2] - \ln [x^2 + (y - \tau_{nk})^2] \right] \right] \right\}. \quad (18)$$

Формула (18) дает поле дефекта в среде I с хорошей точностью, но очень громоздка. Для конкретных расчетов упростим ее следующим образом. Используя (5) и (6), запишем

$$\Delta_n = |\eta'_n - y'_n| = \left| \frac{\frac{a^2}{R^2} + l}{\eta'_{n-1} - l} - \frac{\frac{a^2}{R^2} - l}{y'_{n-1} - l} \right| = \frac{a^2 R^2 \Delta_{n-1}}{(R^2 - l\eta'_{n-1})(R^2 - ly'_{n-1})}. \quad (19)$$

Далее, замечая, что токи с координатами  $\eta'_{n-1}$  и  $y'_{n-1}$  находятся внутри дефекта, т. е.  $\eta'_{n-1} = l - \delta_1$ ,  $y'_{n-1} = l - \delta_2$ , где  $\delta_1 < a$  и  $\delta_2 < a$ , и разлагая в ряд (19), получим

$$\Delta_n = \frac{a^2 R^2 \Delta_{n-1}}{(R^2 - l^2)^2} = \left[ \frac{a^2 R^2}{(R^2 - l^2)^2} \right]^{n-1} \Delta_1 \quad (20)$$

с точностью до членов высшего порядка по  $a$ . Найдем

$$\delta_n = |\xi'_n - z'_n| = \left| \frac{a^2}{l - \frac{r^2}{\xi'_{n-1}}} - \frac{a^2}{l - \frac{r^2}{z'_{n-1}}} \right| = \frac{a^2 \left| \frac{r^2}{z'_{n-1}} - \frac{r^2}{\xi'_{n-1}} \right|}{\left( l - \frac{r^2}{z'_{n-1}} \right) \left( l - \frac{r^2}{\xi'_{n-1}} \right)} \approx \frac{a^2 r^2}{(l^2 - r^2)^2} \delta_{n-1} = \left[ \frac{a^2 r^2}{(l^2 - r^2)^2} \right]^{n-1} \delta_1; \quad (21)$$

$$\Delta_{nk} = |\xi_{nk} - z_{nk}| = \left| \frac{r^{2(k+1)}}{R^{2k} \eta_n} - \frac{r^{2(k+1)}}{R^{2k} y_n} \right| = \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^{k+1} |\eta'_n - y'_n| = \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^{k+1} \Delta_n. \quad (22)$$

Аналогично

$$\delta_{nk} = |\tau_{nk} - \kappa_{nk}| = \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^k |z_n - \xi_n| = \frac{r^{2(k+1)}}{R^{2k}} \left| \frac{1}{z'_n} - \frac{1}{\xi'_n} \right| \approx \frac{r^{2(k+1)}}{R^{2k} l^2} \delta_n, \quad (23)$$

так как  $z'_n \approx \xi'_n \approx l$  с той же точностью.

Таким образом, можно заменить разность логарифмов их дифференциалом. Воспользовавшись (5) и (6) и устремив  $n \rightarrow \infty$ , легко получить

$$\eta'_\infty = y'_\infty = \frac{R^2 + l^2 - a^2 - \sqrt{R^2 + l^2 - a^2 - 4R^2 l^2}}{2l}; \quad \eta'_1 = \frac{a^2}{R^2} + l, \quad \frac{a^2}{l - \frac{a^2}{l}} - l$$

Отсюда

$$|\eta'_\infty - \eta_1| \approx 10^{-2}; \quad |y'_\infty - y_1| \approx 10^{-2}; \quad y'_1 = \frac{a^2}{R^2} + l; \quad |\xi_{nk} - \xi_{1k}| \approx 10^{-2}$$

и т. д.

Поэтому с достаточной точностью будем считать, что  $\eta'_n = \eta'_1$ ;  $y'_n = y'_1$ ;  $\xi_{nk} \approx \xi_{1k}$ ;  $z_{nk} \approx z_{1k}$  и (18) приобретает вид

$$\bar{A}_g = \frac{2\alpha i_0}{c} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_2^n \frac{\Delta_n (y - \eta'_1)}{x^2 + (y - \eta'_1)^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_3^k \alpha_2^{(n+k-1)} \alpha_1^{(n-1)} \times \right. \\ \left. \times \frac{\Delta_{nk} (y - \xi_{1k})}{x^2 + (y - \xi_{1k})^2} \right\} + \frac{2\alpha i_0}{c} \left\{ \ln (x^2 + y^2) + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^{(n-1)} \frac{\delta_n (y - \xi'_1)}{x^2 + (y - \xi'_1)^2} + \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_2^k \alpha_3^{(n+k)} \alpha_1^n \frac{(-\delta_{nk})(y - \kappa_{1k})}{x^2 + (y - \kappa_{1k})^2} \right\} = \frac{2\alpha i_0}{c} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_2^{n-1} \frac{\Delta_1 (y - \eta'_2)}{x^2 + (y - \eta'_1)^2} + \right. \\ \left. + \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_3^k \alpha_2^{(n+k-1)} \alpha_1^{(n-1)} \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^{k+1} c^{(n-1)} \frac{\Delta_1 (y - \xi_{1k})}{x^2 + (y - \xi_{1k})^2} \right\} + \\ + \frac{2\alpha i_0}{c} \left\{ \ln (x^2 + y^2) + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_1^n \alpha_3^{(n-1)} h^{(n-1)} \frac{\delta_1 (y - \xi'_1)}{x^2 + (y - \xi'_1)^2} - \right. \\ \left. - \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_2^k \alpha_3^{(n+k)} \alpha_1^n \frac{r^{2(k+1)}}{R^{2k} l^2} h^{(n-1)} \frac{\delta_1 (y - \kappa_{1k})}{x^2 + (y - \kappa_{1k})^2} \right\}, \quad (24)$$

где

$$c = \frac{a^2 R^2}{(R^2 - l^2)^2}; \quad h = \frac{a^2 r^2}{(l^2 - r^2)^2}.$$

Мы воспользовались тем, что

$$\ln [x^2 + (y - y_1)^2] - \ln [x^2 + (y - y_2)^2] = \frac{2(y - y_1)}{x^2 (y - y_1)^2} (y_2 - y_1)$$

с точностью до членов высшего порядка по  $(y_2 - y_1)$ .

По определению,  $\Delta_n$ ,  $\Delta_{nk}$ ,  $\delta_n$  и  $\delta_{nk}$  положительны. Если  $y_1 = \kappa_{1k}$ , а  $y_2 = \tau_{1k}$ , то можно увидеть, что  $\tau_{1k} - \kappa_{1k} < 0$ . Поэтому в (24) перед  $\delta_{nk}$  стоит знак «-». Аналогично выясняются знаки перед  $\Delta_n$ ,  $\Delta_{nk}$ ,  $\delta_n$ .



Сумма по  $n$  представляет собой геометрическую прогрессию

$$A_g = \frac{2a_1}{c} \left\{ \frac{a_1 a_2}{(1 - a_1 a_2 c)} \cdot \frac{\Delta_1 (y - \eta_1')}{x^2 + (y - \eta_1')^2} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{a_3^k a_2^k}{1 - a_1 a_2 c} \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^{k+1} \times \right. \\ \left. \times \frac{\Delta_1 (y - \xi_{1k})}{x^2 + (y - \xi_{1k}')^2} \right\} + \frac{2a_1}{c} \left\{ \ln(x^2 + y^2) + \frac{a_1 (y - \xi_1')}{1 - a_1 a_3 h} \cdot \frac{\delta_1}{x^2 + (y - \xi_1')^2} - \right. \\ \left. - \sum_{k=1}^{\infty} a_2^k a_3^{k+1} a_1 \frac{1}{1 - a_3 a_1 h} \cdot \frac{\delta_1 (y - \kappa_{1k})}{x^2 + (y - \kappa_{1k}')^2} \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^k \frac{r^2}{R^2} \right\}. \quad (25)$$

Видно, что члены сумм в (25) убывают с возрастанием  $k$ , во-первых, за счет множителя  $(r^2/R^2)^{k+1}$ , так как  $r/R < 1$ , и, во-вторых, в результате убывания координат  $\xi_{1k}$  и  $\kappa_{1k}$ , т. е. в результате удаления диполей от точки наблюдения. Положим, что  $\mu_2 \gg \mu_1$ , тогда  $a_1 \approx -1$ ;  $a_2 \approx -1$ ;  $a_3 \approx -1$ ;  $a = 2$ .

Нас будет интересовать не потенциал, а поле  $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}_g$ , причем  $B = H$ , так как поле измеряется в воздухе, где  $\mu_1 = 1$ . Поскольку  $A_g = A_g \vec{K}$ , то

$$\vec{B} = \frac{\partial A_{zg}}{\partial y} \vec{j} - \frac{\partial A_{zg}}{\partial x} \vec{i}.$$

Таким образом,

$$B_y = \frac{\partial \vec{A}_{zg}}{\partial y} = (-1) \cdot 4 \frac{i_0}{c} \left\{ \frac{\Delta_1}{1 - c} \frac{x^2 - (y - \eta_1')^2}{[x^2 + (y - \eta_1')^2]^2} + \right. \\ \left. + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\Delta_1}{1 - c} \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^{k+1} \frac{[x^2 - (y - \xi_{1k}')^2]}{[x^2 + (y - \xi_{1k}')^2]^2} + \frac{y}{x^2 + y^2} + \frac{\delta_1}{1 - h} \frac{x^2 - (y - \xi_1')^2}{[x^2 + (y - \xi_1')^2]^2} + \right. \\ \left. + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\delta_1}{1 - h} \frac{x^2 - (y - \kappa_{1k}')^2}{[x^2 + (y - \kappa_{1k}')^2]^2} \cdot \frac{r^2}{R^2} \cdot \frac{r^2}{l^2} \right\}. \quad (26)$$

В точке  $x=0$ ,  $y=R$  выражение (26) принимает вид

$$B_y = \frac{4i_0}{c} \left\{ F \frac{1}{(R - \eta_1')^2} + \sum_{k=1}^{\infty} \left[ F \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^{k+1} \frac{1}{(R - \xi_{1k}')^2} \right] - \frac{1}{d} + M \frac{1}{(d - \xi_1')^2} + \right. \\ \left. + \sum_{k=1}^{\infty} M \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^k \frac{r^2}{l^2} \frac{1}{(d - \kappa_{1k}')^2} \right\}, \quad (27)$$

где

$$F = \frac{\Delta_1}{1 - c}; \quad M = \frac{\delta_1}{1 - h}; \quad \xi_1' = l - \frac{a^2}{l}; \quad \eta_1' = \frac{a^2}{\left( \frac{R^2}{l} - l \right)} + l;$$

$$\xi_{1k} = \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^{k+1} \cdot \eta_1'; \quad \kappa_{1k} = \left( \frac{r^2}{R^2} \right)^{k+1} \frac{1}{\xi_1'}.$$

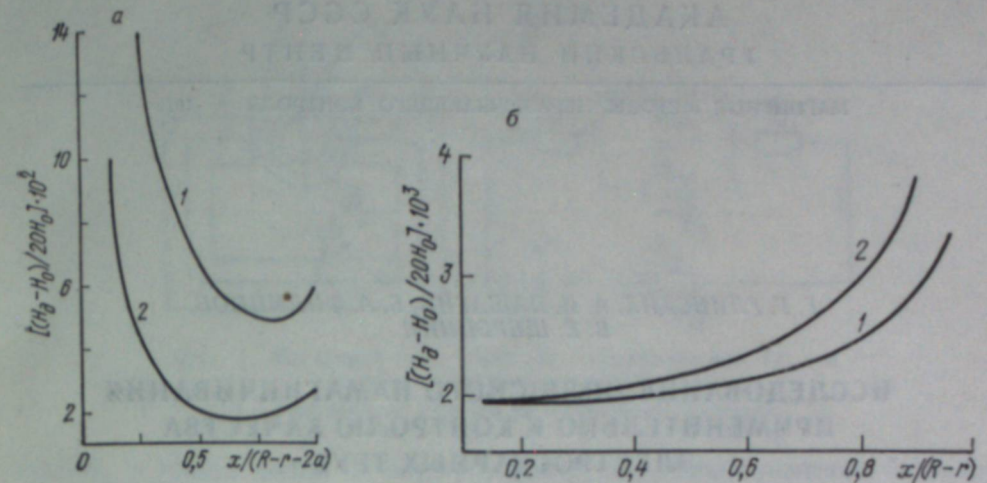


Рис. 2. Зависимость поля дефекта в точке  $x=0$ ,  $y=R$  (на поверхности трубы) — а и поля дефекта, измеряемого всегда на одном и том же расстоянии от дефекта, — б от глубины залегания.

а — центр дефекта не может находиться от стенок трубы на расстоянии, меньшем  $a$ , так как речь идет о внутренних дефектах.  
 $R$ , мм: 1 — 40, 2 — 20;  
 $R - r - 2a = 1$  (а);  $R - r = 1$  (б).

Результаты расчетов величины  $\frac{R_2}{20} (H_{gy} - H_{oy})$  по (27) приведены на рис. 2, а. Здесь  $R_2$  — внешний радиус трубы, для которой вычислялось поле. Поскольку  $(H_{gy} - H_{oy}) \sim I_0$ , то для труб разных радиусов (но с одним и тем же отношением  $r/R$ ) мы подбираем токи, чтобы на внешней и внутренней границах величина  $H_0 = kI_0/r$  имела то же значение, что и для трубы с  $R=20$ . Таким образом, различия в полях дефектов (см. рис. 2) возникают ввиду разного радиуса труб.

Более отчетливо этот факт отражен на рис. 2, б. Для расчетов использована та же величина, но поле вычисляли всегда на одном и том же расстоянии ( $y = l + 12$  мм) от дефекта, т. е. исключено, что внешняя стенка трубы (а значит, и измеритель) меньшего диаметра находится ближе к источнику поля. С приближением дефекта к внутренней стенке трубы наблюдается заметное возрастание поля, причем для трубы с  $R=20$  мм оно больше, что нетрудно объяснить качественно. Таким образом, поле в среде I является суперпозицией полей двух последовательностей фиктивных токов: внутри трубы и внутри дефекта. Поскольку стенка у трубы меньшего диаметра тоньше, то минимальное расстояние до фиктивных токов внутри трубы, равно  $r + 0,5 + 12$ , для нее меньше и их поле, таким образом, больше. Но вклад от этих токов в обоих случаях существен, поэтому мы и наблюдаем подъем кривых на рис. 2, б, когда дефект приближается к внутренней границе трубы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Л. Шур, В. Е. Щербинин. Дефектоскопия, 1977, 3, 92.
2. К. Бинс, В. Лауренсон. Анализ и расчет электрических и магнитных полей. М., «Энергия», 1970.



Г. Г. ГЛИНСКИХ, А. И. ПАШАГИН, Б. А. ФИЛИППОВ,  
В. Е. ЩЕРБИНИН

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЮСНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ  
ПРИМЕНИТЕЛЬНО К КОНТРОЛЮ КАЧЕСТВА  
ЭЛЕКТРОСВАРНЫХ ТРУБ

Для контроля качества швов электросварных труб хорошо зарекомендовал себя феррозондовый метод [1, 2]. В известном устройстве [3] с целью намагничивания трубы на контролируемом участке к ней подводится постоянный ток. Циркулярное намагничивание, осуществляемое подобным образом, имеет преимущества перед другими способами магнитной дефектоскопии в приложенном поле. Основное из них — стабильная форма намагничивающего поля в пространстве над трубой, что позволяет отстроиться от его воздействия на преобразователи. Указанный способ имеет и свои недостатки: неоднородность намагничивания по толщине стенки трубы, необходимость применять мощные источники постоянного тока, колебания тока.

В настоящей работе проанализирована целесообразность использования для контроля швов электросварных труб полюсного намагничивания с помощью электромагнита. Такой способ контроля бесшовных труб широко применяется в отечественной и зарубежной практике [4, 5] и принципиально не отличается от проверки качества швов электросварных труб. Однако он имеет ряд особенностей, обусловленных характером дефектов в сварных швах (сказывается влияние структуры последних, внутреннего грата, смещений зоны шва относительно полюсов и т. п.).

1. ИНДУКЦИЯ В СИСТЕМЕ ТРУБА — ЭЛЕКТРОМАГНИТ

При расчете магнитной цепи (рис. 1, а) сделаем приближения:

- 1) потоками рассеяния пренебрегаем;
- 2) обмотка равномерно распределена по магнитопроводу (т. е. магнитодвижущая сила рассредоточена равномерно, в этом случае падением магнитного потенциала вдоль длины магнитопровода можно пренебречь);
- 3) поток, который идет через трубу, ограничен шириной магнитопровода (т. е. ширина магнитопровода и действующая ширина трубы совпадают).

На рис. 1, б показана эквивалентная схема замещения для данной цепи. Уравнение для намагничивающей силы  $\theta$  такой цепи имеет вид

$$\theta = \Phi_M \left[ R_M + 2R_3 + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right], \quad (1)$$

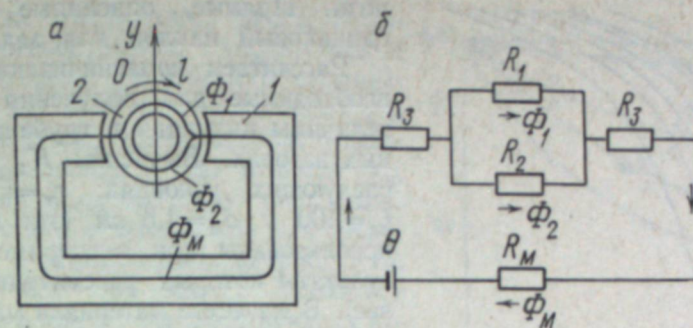


Рис. 1. Магнитная цепь труба (2) — электромагнит (1) — а и ее схема замещения — б.  
1 — электромагнит (обмотки не изображены); 2 — трубы.

где  $\Phi_M$  — общий поток в электромагните;  $R_M$  — сопротивление магнитопровода;  $R_1, R_2$  — сопротивление соответственно верхней и нижней частей трубы;  $R_3$  — сопротивление воздушного зазора труба — полюс.

Определим сопротивления, входящие в (1):

$$R_M = \frac{l_M}{\mu_0 \mu_M s_M}; \quad (2)$$

$$R_3 = \frac{\delta}{\mu_0 s_M}; \quad (3)$$

$$R_1 = R_2 = \frac{\pi r_T}{\mu_0 \mu_T s_T}; \quad (4)$$

где  $l_M, \mu_M, s_M$  — длина, проницаемость и сечение магнитопровода;  $r_T, \mu_T, s_T$  — средний радиус, проницаемость и сечение трубы;  $\delta$  — зазор труба — полюс;  $\mu_0$  — магнитная постоянная.

После подстановки (2) — (4) в (1) и несложных преобразований получим окончательно

$$\mu_0 H = B \left[ \frac{1}{\mu_M} + \frac{2\delta}{l_M} + \frac{\pi r_T}{2\mu_T l_M} \cdot \frac{d_M}{d_T} \right], \quad (5)$$

где  $B$  — индукция в трубе;  $d_M, d_T$  — толщина соответственно магнитопровода и трубы;  $H$  — приведенная к длине магнитопровода намагничивающая сила, равная намагничивающему полю в катушках электромагнита.

Соотношение (5) позволяет проследить влияние основных элементов, входящих в рассматриваемую цепь, на величину индукции в трубе. Например, из (5) видно, что намагничивающее поле, которое необходимо создать в обмотках электромагнита для поддержания фиксированной величины индукции в трубе, зависит от  $\delta$ , соотношений  $r_T/l_M$  и  $d_M/d_T$ .

В процессе контроля труба движется относительно полюсов электромагнита, и в этих условиях обычно трудно обеспечить постоянство зазора электромагнит — труба  $\delta$ . Очевидно, для того чтобы  $\delta$  как можно меньше влияло на величину индукции в трубе  $B$ , длина магнитопровода должна быть достаточно большой.

Выражение (5) относительно  $\delta$  можно записать следующим образом:

$$\frac{H}{B} = K_1 \delta + K_2, \quad (6)$$

где коэффициент  $K_1$  зависит только от геометрических размеров электромагнита, а  $K_2$  — от магнитных свойств трубы и сердечника электромаг-



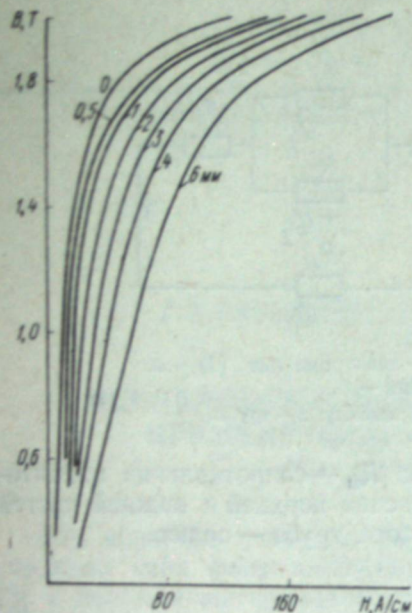


Рис. 2. Зависимость индукции в трубе от поля в обмотках электромагнита при различных зазорах. Объяснения см. в тексте.

нита. Прямые, описанные (6), имеют одинаковый наклон для заданного  $l_m$ .  
 Рассчитаем намагничивающие поля, необходимые для получения заданной величины индукции в трубе при различных зазорах. Вычислим  $K_1$  и  $K_2$  при следующих условиях:  $r_T = 5$ ;  $d_T = 0,3$ ;  $l_m = 100$  и  $d_m = 4,5$  см (эти параметры использованы при экспериментах, результаты которых рассматриваются далее). В качестве материала магнитопровода и трубы выберем сталь 3. Результаты расчетов по формуле (5) представлены на рис. 2. Цифрами на кривых обозначена величина зазора между трубой и полюсами электромагнита. С увеличением зазора для получения необходимых величин индукций требуются все большие намагничивающие поля. Например, при зазоре 6 мм индукция в 1,4 Т может быть получена при поле 80 А/см, т. е. в четыре раза большем, чем при  $\delta = 0$ .

Проследим изменение индукции в трубе при фиксированном намагничивающем поле (или токе в обмотках электромагнита) с изменением  $\delta$  (рис. 3, а). Колебания зазора между трубой и электромагнитом менее всего сказываются при больших величинах индукций (кривая 1). При малых индукциях, соответствующих большим  $\mu_m$  (например, для кривой 3 имеем  $B = 1,2$  Т и  $\mu_m = 900$ ) колебания зазора в 1 мм достаточны, чтобы изменить индукцию в трубе в два раза.

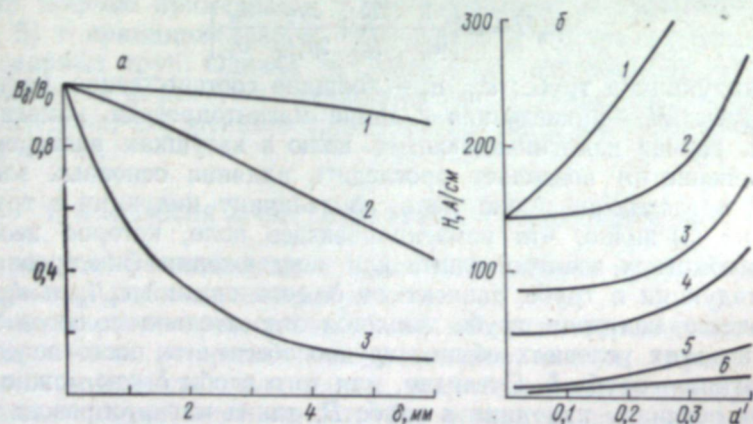


Рис. 3. Зависимость индукции в трубе  $B$  от зазора труба — электромагнит для разных намагничивающих полей  $H$  (а) и намагничивающей силы от относительной толщины стенки при различных индукциях (б).

а —  $H$ , А/см: 1 — 120; 2 — 40; 3 — 10.  
 б —  $B$ , Т: 1 — 2; 2 — 1,8; 3 — 1,2.  
 в —  $\delta$  мм: 1 — 2; 2 — 6 — 0.

Как уже указывалось выше,  $H$  зависит от относительной толщины стенки трубы  $d' = d_T/d_m$ . Зависимость нелинейная, так как с изменением  $d'$  меняется отношение  $\mu' = \mu_T/\mu_m$ . Значение  $\mu'$  убывает при уменьшении  $d'$  до величин  $\mu_m$ , отвечающих  $\mu_{max}$ , а затем возрастает. В соответствии с этим  $H$  сначала растет медленно, а затем интенсивно (рис. 3, б). Заметим, что при малых значениях индукций в трубе, соответствующих начальному участку кривой намагничивания ( $\mu < \mu_{max}$ ), области интенсивного роста  $H$  с увеличением  $d'$  не наблюдается. Увеличение зазора (кривая 1) также приводит к более интенсивному росту  $H$  с увеличением  $d'$ .

Если при всех  $d'$  материал магнитопровода (а тем более трубы) достигает насыщения (такое поле можно создать с помощью намагничивающей обмотки), то значение  $H$  зависит от  $d'$  линейно (поскольку  $\mu' \approx 1$ ).

Для проверки основных расчетных закономерностей проведены эксперименты на трубах из стали марки Ст. 3 с различной толщиной стенки. При этом варьировали индукцию в электромагните, зазор между трубой и полюсами, толщину полюсов и их положение относительно центра трубы. Индукцию в трубе измеряли баллистическим гальванометром.

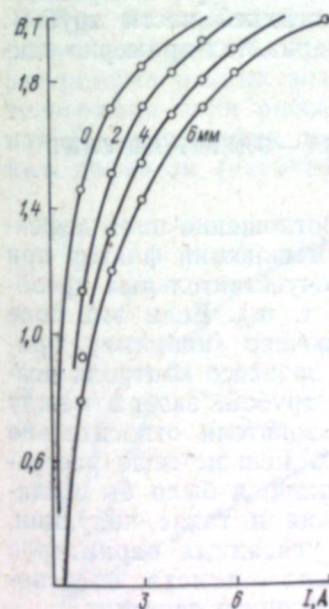


Рис. 5. Зависимость индукции в трубе от тока в обмотках электромагнита. Цифры на кривых — величина зазора  $\delta$ .

На рис. 4 показано изменение индукции в трубе в зависимости от  $\delta$  на разных участках кривой намагничивания. Как и на рис. 3, здесь приведены относительные величины индукций. Ход экспериментальных кривых качественно согласуется с расчетными данными, а при больших значениях индукций — и количественно. Следовательно, целесообразна работа при больших значениях  $B$ , однако вопрос о выборе конкретной величины индукции в трубе необходимо рассматривать не только с этой точки зрения, но в основном с учетом соотношения полезного сигнала (от дефекта) к сигналам-помехам, что будет рассмотрено далее).

Влияние  $\delta$  на индукцию в трубе изучали при различной толщине полюсов и толщине стенки трубы. Чем больше  $d_m$  (или меньше  $d_T$ ), тем влияние зазора меньше. Влияние отношения  $d_m/d_T$  на зависимость  $B$  ( $\delta$ ) не велико, как это предполагали согласно формуле (5). Например, при уменьшении толщины полюсов (и магнитопровода) от 45 до 20 мм индукция в трубе при  $\delta = 6$  мм изменяется только в 1,3 раза.

Рассмотрены варианты расположения полюсов по центру трубы, выше ее и ниже. Последний вариант интересен с конструктивной

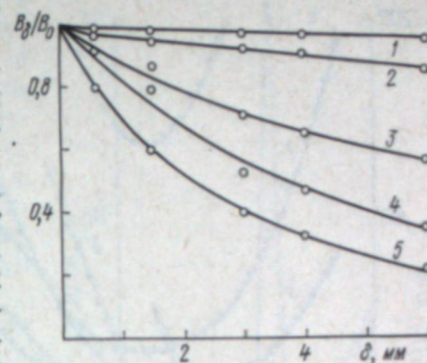


Рис. 4. Зависимость индукции в трубе от зазора труба — электромагнит; толщина стенки 3 мм,  $d_m = 4,5$  см (эксперимент).



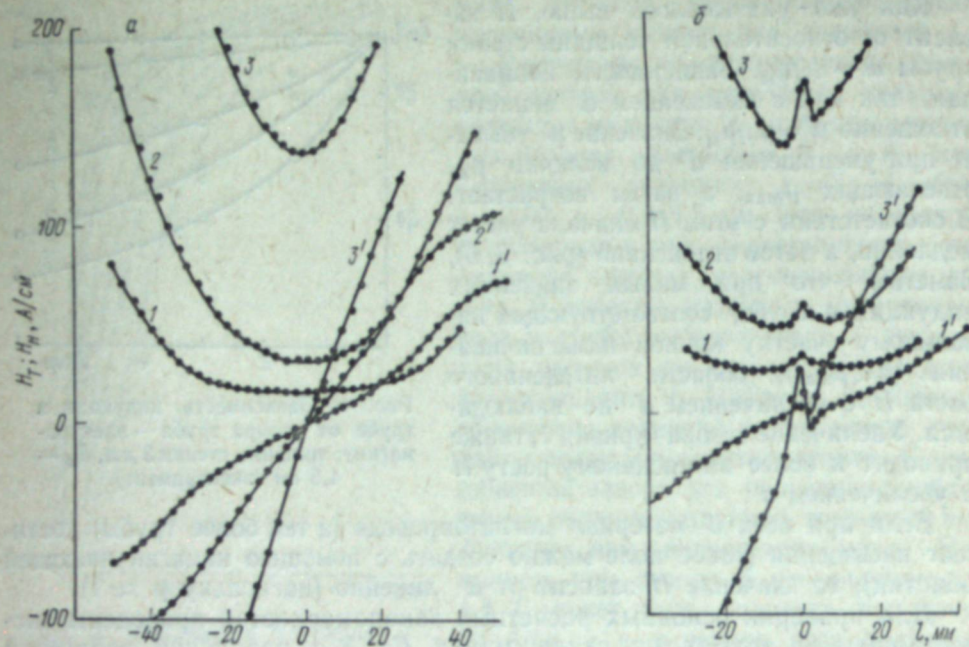


Рис. 6. Тангенциальная  $H_T$  (1—3) и нормальная  $H_N$  (1'—3') составляющие поля рассеяния над бесшовным участком трубы (а) и со швом при  $l=0$  (б).  
 $I, A$ : 1, 1'—1; 2, 2'—2; 3, 3'—5.

точки зрения, однако в этом случае зависимость от зазора  $\delta$  выражена сильнее (заметим, что индукция измерялась в верхней части трубы). Влияние зазора на индукцию при первых двух вариантах примерно одинаково.

## 2. ВНЕШНЕЕ ПОЛЕ РАССЕЯНИЯ СИСТЕМЫ ТРУБА — ЭЛЕКТРОМАГНИТ И ПОЛЕ ДЕФЕКТА В ШВЕ

Рассмотрим поля рассеяния над трубой и соотношение поля дефекта и поля шва. Поле рассеяния над трубой — мешающий фактор при контроле качества последней с помощью потокочувствительных преобразователей (феррозондов, датчиков Холла и т. п.). Если это поле остается неизменным, то оно может быть исключено (например, применением дифференцирующих схем), однако в процессе контроля возможны изменения зазора между полюсами и трубой, зазора между трубой и преобразователем, смещения преобразователя относительно центра межполюсного пространства и т. д. Чем меньше поле рассеяния, тем меньше будут сказываться его колебания, и было бы желательным выбрать такую систему намагничивания и такие индукции, при которых оно минимально. Однако выбор указанных параметров зависит в первую очередь от соотношения сигнал — помеха, на основании чего и следует анализировать намагничивающую систему.

Размеры образца трубы и электромагнита приведены в разделе 1. Зависимость индукции в трубе от тока в обмотках электромагнита и величины зазора  $\delta$  показана на рис. 5. Поля рассеяния над трубой измерены с помощью феррозондовых преобразователей в системе

координат  $(y, l)$ , показанной на рис. 1 (начало координат — на поверхности трубы). Феррозондовый преобразователь с длиной сердечника 1 мм устанавливали либо вдоль оси  $y$  (при измерении нормальной составляющей поля — см. рис. 6, а, кривые 1'—3'), либо по касательной к окружности трубы (при измерении тангенциальной составляющей — см. рис. 6, а, кривые 1—3) и смещали вдоль координаты  $l$ .

Тангенциальная составляющая поля рассеяния над трубой при различных токах в обмотках электромагнита имеет минимум в центре между полюсами и резко возрастает при смещении к полюсам (см. рис. 6, а). Только при малых токах в центре между полюсами над трубой имеется область, где значение  $H_T$  более или менее постоянно, например для  $I=1 A$  такой областью можно считать  $\pm 20$  мм. При значительных токах такой области не существует. При  $I=5 A$  смещение от центра на несколько миллиметров приводит к резкому возрастанию  $H_T$ .

Нормальная составляющая  $H_N(l)$  имеет нулевое значение при  $l=0$  и затем возрастает к полюсам электромагнита (см. рис. 6, а). Наклон кривых  $H_N(l)$  увеличивается по мере увеличения тока. При малых токах существует область, где наклон  $H_N(l)$  достаточно мал.

При  $l=0$  размещали шов электросварной трубы. Тогда в поле рассеяния (рис. 6, б) появлялся максимум на кривой  $H_T(l)$  и два экстремума разных знаков на кривой  $H_N(l)$ . Так, на рис. 7 показана топография поля рассеяния над трубой со швом (ток  $I=3A$ ) — кривая 1 и топография поля над тем же участком шва, но с искусственным дефектом (глубина 1 мм, ширина 0,3 мм) — кривая 2. Поля отличаются только количественно. Если дефект маленький, то его поле трудно отличать от поля шва. Поскольку в топографии поля дефекта и шва отличий практически нет, то необходимо определить условия, при которых они имеют наибольшие различия по амплитуде поля.

При изучении зависимости сигнала феррозондового преобразователя над дефектом  $E_d$  и швом  $E_m$  от намагничивающего поля (тока в электромагните) — см. рис. 8 — использовали преобразователь, реагирующий на градиент нормальной составляющей поля вдоль  $l$ . Сигнал над швом непрерывно возрастает с увеличением тока  $I$ . Сигнал над дефектом наиболее интенсивно воз-

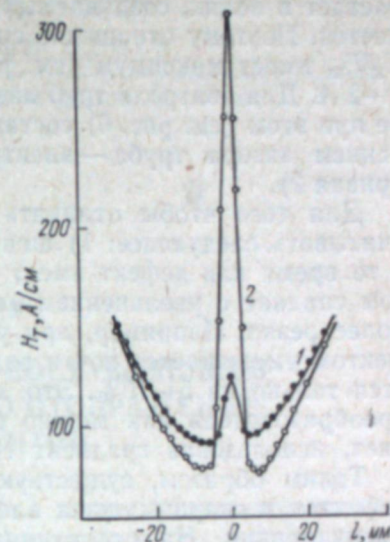


Рис. 7. Поле шва (1) и дефекта (2).

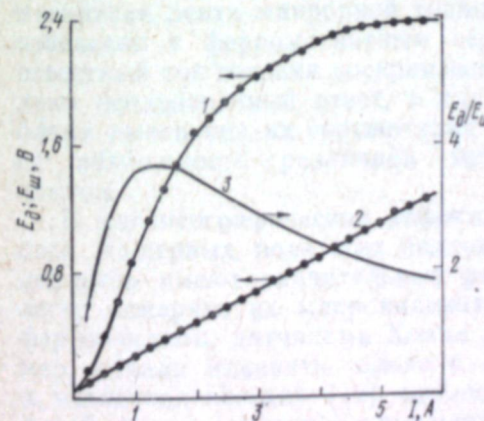


Рис. 8. Сигналы над дефектом и швом (кривые 1, 2) и их отношение (кривая 3) в зависимости от намагничивающего тока. Объяснения см. в тексте.



растает в полях, создаваемых током до 2—3 А, затем этот рост замедляется. Поэтому отношение сигнала над дефектом к сигналу над швом  $E_d/E_{ш}$  имеет максимум (см. рис. 9, кривая 3), приходящийся на токи 1—2 А. Для контроля труб нами был выбран ток 1,5 А. Индукция в трубе при этом (см. рис. 6) составляет 1,6 Т, а колебание индукции с изменением зазора труба—электромагнит не столь значительно (рис. 5, кривая 2).

Для того чтобы отличить сигналы от дефекта и от шва, можно учитывать следующее: 1) шов более или менее постоянен вдоль трубы, в то время как дефект имеет конечные размеры, 2) сигнал над дефектом спадает с увеличением зазора между преобразователем и трубой более резко. Например, при увеличении зазора на 1 мм поле над дефектом уменьшается почти вдвое, в то время как поле над швом меняется только на 5—10%. Это, с одной стороны, заставляет приближать преобразователь как можно ближе к поверхности, с другой,— позволяет, используя градиент сигнала вдоль оси  $y$ , отличить  $E_d$  и  $E_{ш}$ .

Таким образом, существуют оптимальные условия для выявления дефектов в сварных швах электросварных труб при их полюсном намагничивании. На основании изложенных результатов исследования нами создан феррозондовый дефектоскоп, который проходит опытно-промышленное опробование.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Зацепин, В. Е. Шербинин. Дефектоскопия, 1968, 2, 83.
2. Е. В. Грехов, В. С. Дресвянников, Ю. П. Ощепков. Там же, 1972, 5, 130.
3. Н. Н. Зацепин, В. Е. Шербинин, Е. В. Морозов, В. Н. Дубровин. Там же, 1972, 3, 86.
4. Н. С. Саворский, Г. С. Тропников, Э. В. Чуприяк. Там же, 1970, 2, 23.
5. H. G. Luz. Preprints VII ICNT, 1973, D—26.

С. П. МИХАЙЛОВ

#### О ВЛИЯНИИ НОРМАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ НА ЕГО ОТОБРАЖЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЛЕНТОЙ

Модель поверхностного диполя [1, 2] в целом удовлетворительно описывает процесс отображения двумерного локального поля на магнитной ленте, давая неплохое количественное совпадение с результатами опыта. Однако учет только тангенциальной составляющей  $H_x$  исходного поля не может объяснить наблюдавшуюся [3, 4] асимметрию поля отпечатка с двух сторон ленты, поэтому высказано [4] предположение о нормальной составляющей  $H_y$  как причине указанного явления. Попытаемся обосновать это предположение.

В звукозаписи влияние нормальной составляющей поля головки рассматривается во многих работах. Одни исследователи считают, что поле  $H_y$ , почти не записываясь само по себе, влияет на величину тангенциальной остаточной намагниченности  $M_{rx}$  [5—7]; по мнению других, записываются обе составляющие [8, 9]; третьи утверждают, что записывается преимущественно нормальная составляющая [10]. Отсутствие единого мнения обусловлено тем, что эксперимент в звукозаписи проводят по очень сложной цепочке: известный ток записи — рассчитываемое теоретически, но практически неизвестное поле ферромагнитной головки записи с микронным зазором — движущаяся ферромагнитная лента микронной толщины — индукционная головка воспроизведения с ферромагнитным сердечником и микронным зазором — известный ток головки воспроизведения. Эксперименты в этих условиях дают неоднозначный ответ, а для макромоделей всегда остается проблема выяснения их соответствия действительности. В итоге появляется возможность различной теоретической трактовки результатов опытов.

В магнитографической дефектоскопии задача значительно упрощается. Во-первых, поля всех подповерхностных и многих поверхностных дефектов имеют значительные размеры, что позволяет сравнительно легко измерять их макроиндикаторами — индукционными катушками, феррозондами, датчиками Холла и т. п. (поле головки записи, например, начали измерять только с появлением электроннолучевых [11] и магнитооптических [12] методов). Кроме того, малая локализация полей многих дефектов упрощает задачу их моделирования и изучение топографии полей над лентой. Во-вторых, при использовании обычной методики контроля лента неподвижна, и нет необходимости учитывать поочередное действие составляющих  $H_x$  и  $H_y$  на каждую точку



рабочего слоя. Наконец, в-третьих, применение поточувствительных индикаторов без массивного ферромагнитного сердечника, например, феррозондов, позволяет исследовать неискаженные характеристики поля отпечатка. Для феррозондовой магнитографии цепочка измерений будет выглядеть следующим образом: известное поле дефекта или его модели — неподвижная ферромагнитная лента микронной толщины — известное поле над лентой. На первый план выступает исследование свойств ленты как промежуточного носителя информации.

В звукозаписи эта проблема также рассматривается. В частности, рассчитано поле головки в присутствии ленты [13—15] и внутри ленты [16, 17]; предложен очень громоздкий, но весьма результативный итеративный метод расчета [18—20], позволяющий найти самосогласованное распределение остаточной намагниченности после выключения поля записи; наконец, известно несколько методов расчета поля рабочего слоя, намагниченного синусоидально как вдоль, так и перпендикулярно его плоскости [21—24]. Более логично было бы учитывать полную намагниченность в каждой точке, а не вклад составляющих по отдельности, но как выполнить такой расчет — пока не ясно. Путь теоретического исследования свойств ленты труден: итеративный расчет намагниченности, например, невозможен без применения вычислительных машин. Экспериментальные результаты имеются только в форме зависимостей тока воспроизводящей головки; однако процессы в головке очень сложны, расчет возможен лишь для идеализированной модели, проблема неоднозначности результатов опыта не снимается. Остается задача повышения плотности записи, вследствие чего типичная длина перехода намагниченности в рабочем слое составляет единицы микрон [25], а зазоры головок 0,6 мкм [26].

Макроскопические размеры поля в магнитографической дефектоскопии позволяют использовать в расчетах значительно более грубые приближения. Даже простейшая модель поверхностного диполя, не учитывающая влияния нормальной составляющей исходного поля и перераспределения намагниченности после выключения последнего дает неплохое совпадение с экспериментальными данными и позволяет рассчитать большинство интересных для практики характеристик ленты. По аналогичной методике проведем расчет для выяснения влияния  $H_y$ , не затрагивая пока вопрос о перераспределении остаточной намагниченности.

Будем основываться на следующих допущениях.

1. Тангенциальная и нормальная намагниченности не влияют друг на друга, т. е. намагничивание в одном направлении не меняет намагниченности другого направления. В [9] показано, что взаимное влияние отсутствует только в полях, напряженность которых меньше коэрцитивной силы ленты, а при больших напряженностях составляющие ослабляют друг друга. Используем допущение с учетом того, что результат расчета будет завышен.

2. Считаем, что амплитудная характеристика ленты в однородном тангенциальном поле справедлива (с учетом разницы размагничивающих факторов) и для нормальной составляющей остаточной намагниченности. Продольная текстура в рабочем слое всегда образуется в процессе изготовления [27], и результат расчета будет еще раз завышен. В расчете для простоты используем кусочно-линейную аппроксимацию амплитудной характеристики.

Нормальную составляющую остаточной намагниченности можно

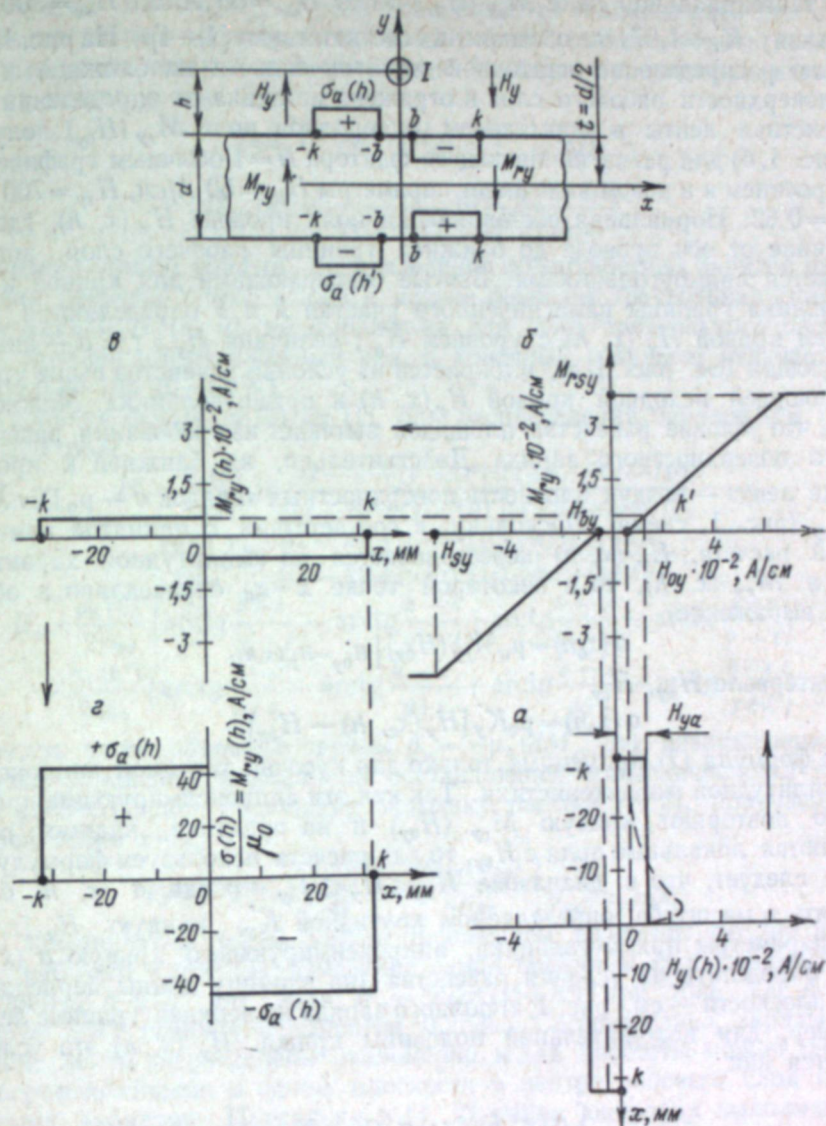


Рис. 1. Методика определения характеристик поверхностных зарядов  $\sigma$ , образуемых действием нормальной составляющей поля провода на ближней к проводу стороне рабочего слоя ленты МК-2;  $h=3$  мм,  $I=1000$  А. Объяснения см. в тексте.

находить и по-другому: амплитудную характеристику не перестраивать, но в каждой точке рабочего слоя уменьшать поле  $H_y$  в  $\mu$  ленты раз [28].

3. Примем, что лента имеет конечную толщину; учтем и градиент нормальной составляющей  $dH_y/dy$  по толщине.

Напомним, что влияние перераспределения намагниченности после выключения локального поля не учитывается, произведем расчет графоаналитическим методом. Рассмотрим запись нормальной составляющей поля провода с  $h=3$  мм на ленте МК-2, исходная характеристика кото-



рой в тангенциальном поле  $M_{rx}(H_{0x})$  имеет  $H_{bx}=50$  А/см,  $H_{sx}=300$  А/см и крутизну  $K'_x=1,67$  (все обозначения соответствуют [1-4]). На рис. 1, а—в показано распределение остаточной намагниченности на ближней к проводу поверхности рабочего слоя и отражена методика ее определения. Характеристика ленты в нормальном однородном поле  $M_{ry}(H_{0y})$  получена (см. рис. 1, б) для размагничивающего фактора  $N=1$  обычным графическим перестроением и в новом виде имеет параметры  $H_{by}=50$  А/см,  $H_{sy}=700$  А/см и  $K'_y=0,62$ . Нормальная составляющая поля провода  $H_y(x, h)$ , где  $h$  — расстояние от оси провода до ближней границы рабочего слоя, аппроксимируется прямоугольниками. Взятые совпадающими для кривой и прямоугольника границы намагниченного участка  $k$  и  $b$  определяются пересечением кривой  $H_y(x, h)$  с уровнем  $H_{by}$ ; величина  $H_{ya}$ , где  $a$  — аппроксимирующая (см. рис. 1, а), выбирается из условий равенства выше уровня  $H_{by}$  площадей исходной кривой  $H_y(x, h)$  и прямоугольника. Можно показать, что условие равенства площадей вытекает из требования равенства полного поверхностного заряда. Действительно, на ближней к проводу границе лента — воздух плотность поверхностных зарядов  $\sigma = \mu_0 \text{Div } \bar{M}_r = -\mu_0 M_{ry}$  (рис. 1, схема). Поскольку, в соответствии с принятой нами методикой расчета,  $H_y(x, h)$  перестраивается по амплитудной характеристике в  $M_{ry}(x, h)$ , то в некоторой точке  $x=x_0$  справедливо в общем случае выражение

$$\sigma(x_0h) = \mu_0 M_{ry}(H_{0y})|_{H_{0y}=H_y(x_0h)}, \quad (1)$$

а на интервале  $H_{by}, H_{sy}$

$$\sigma(x_0h) = \mu_0 K'_y [H_y(x_0, h) - H_{by}]; \quad (2)$$

причем формула (2) применима только для кусочно-линейной аппроксимации амплитудной характеристики. Так как эти аппроксимирующие прямые неплохо повторяют кривую  $M_{ry}(H_{0y})$  и на практике, видимо, редко встречаются локальные поля с  $H_{sy}$ , то для расчета используем формулу (2). Из нее следует, что в диапазоне  $H_{by} < H_y < H_{sy}$  кривая  $\sigma(x, h)$  будет повторять в масштабе, определяемом крутизной  $K'_y$ , кривую  $H_y(x, h)$ . Тогда параметры прямоугольника, аппроксимирующего кривую  $\sigma(x, h)$ , можно определить из условия равенства (на единицу длины перпендикулярно плоскости — см. рис. 1, з) полного заряда на верхней границе ленты. Например, для положительной половины кривой  $H_y(x, h)$  это условие запишется как

$$\int_b^k \sigma(x, h) dx = \sigma_a (k - b),$$

откуда с учетом  $H_y(x, h) = I_x / [2\pi(x^2 + h^2)]$  получим для совпадающего положения точек  $k$  и  $b$  (рис. 1, а;  $b \approx 0$ )

$$\sigma_a(h) = \frac{\int_b^k \sigma(x, h) dx}{k - b} = \frac{\mu_0 K'_y \int_b^k [H_y(x, h) - H_{by}] dx}{k - b} = \mu_0 K'_y [H_{ya}h - H_{by}], \quad (3)$$

где

$$H_{ya}(h) = \frac{I}{4\pi(k-b)} \ln \frac{k^2 + h^2}{b^2 + h^2}.$$

Распределение поверхностных зарядов на дальней от провода границе лента — воздух будет иметь обратную полярность (см. рис. 1, схема), по-

скольку здесь  $\sigma = -\mu_0 M_{ry}$ . Кроме того, с учетом толщины рабочего слоя  $d$  расстояние до оси провода здесь  $h' = h + d$ , и, если пренебречь очень малым смещением точек  $k$  и  $b$  вследствие изменения топографии исходного поля на новом уровне  $h'$ ,

$$\sigma_a(h') = \mu_0 K'_y [H_{ya}(h') - H_{by}], \quad (4)$$

где

$$H_{ya}(h') = \frac{I}{4\pi(k-b)} \ln \frac{k^2 + (h+d)^2}{b^2 + (h+d)^2}.$$

Найдено, таким образом, распределение поверхностных зарядов на двух сторонах рабочего слоя. Ближе к истине была бы треугольная аппроксимация кривой  $H_y(x, h)$ , но выражения для поля треугольного распределения зарядов имеют сложный вид, а конечный результат отличается незначительно (на 20—30%).

Используя формулы (2) из [1], для распределения зарядов (см. рис. 1) получаем поле

$$H_x = \frac{\sigma_a(h)}{4\pi\mu_0} \ln \frac{[(x-k)^2 + (y-t)^2][(x+k)^2 + (y-t)^2]}{[(x-b)^2 + (y-t)^2][(x+b)^2 + (y-t)^2]} - \frac{\sigma_a(h')}{4\pi\mu_0} \ln \frac{[(x-k)^2 + (y+t)^2][(x+k)^2 + (y+t)^2]}{[(x-b)^2 + (y+t)^2][(x+b)^2 + (y+t)^2]}; \quad (5a)$$

$$H_y = \frac{\sigma_a(h)}{2\pi\mu_0} \left( \arctg \frac{k+x}{y-t} - \arctg \frac{k-x}{y-t} + \arctg \frac{b-x}{y-t} - \arctg \frac{b+x}{y-t} \right) - \frac{\sigma_a(h')}{2\pi\mu_0} \left( \arctg \frac{k+x}{y+t} - \arctg \frac{k-x}{y+t} + \arctg \frac{b-x}{y+t} - \arctg \frac{b+x}{y+t} \right). \quad (5b)$$

Теперь учтем объемные заряды  $\rho_y = -\mu_0 (dM_{ry}/dy)$ , возникающие в результате изменения нормальной составляющей намагниченности по толщине рабочего слоя. Используя методику расчета [1, 2], получаем в некоторой точке  $x=x_0$

$$\rho_y x_0 = -\mu_0 \frac{dH_y(x_0h)}{dy} \cdot \frac{dM_{ry}(H_{0y})}{dH_{0y}} \Big|_{H_{0y}=H_y(x_0h)}. \quad (6)$$

Здесь пренебрегаем очень малым изменением величины  $dH_y/dy$  на толщине рабочего слоя (не изменение самой величины  $H_y$ ): действительно, на уровнях  $h$  и  $h'$  для поля  $H_y = Ix/2\pi(x^2 + h^2)$  при токе 500 А имеем с учетом  $h \equiv y$  разницу градиентов 0,25%. Следовательно, заряды  $\rho_y$  по толщине ленты распределены равномерно, и для простоты можно заменить их сосредоточенными в одной плоскости в центре рабочего слоя поверхностными зарядами. Поскольку в [1, 2] такая операция выполнена для зарядов  $\rho_x = -\mu_0 \frac{dM_{rx}}{dx}$ , то по аналогии можно записать для плотности эквивалентных поверхностных зарядов ( $e$  — эквивалентные)

$$\sigma_{ye}(x) = \rho_y(x) d.$$

Наконец, учтя малое изменение градиента по толщине ленты ( $d^2H_y/dy^2 \approx 0$ ), можно принять  $dH_y/dy = \Delta H_y/d$ , и выражение (6) запишется так:

$$\sigma_{ye}(x_0) = -\mu_0 \Delta H_y(x_0d) \frac{dM_{ry}(H_{0y})}{dH_{0y}} \Big|_{H_{0y}=H_y(x_0h)}. \quad (7)$$

( $\Delta H_y(x, d)$  — абсолютное изменение нормальной составляющей исходного поля на толщине рабочего слоя). Эта формула справедлива, видимо, и для полей большинства дефектов.

Вычисление функции  $\sigma_{ye}(x)$  по формуле (7) поясняется на рис. 2. Кривая  $H_y(x)$  (см. рис. 2, б) вспомогательная: по ней определяется крутизна



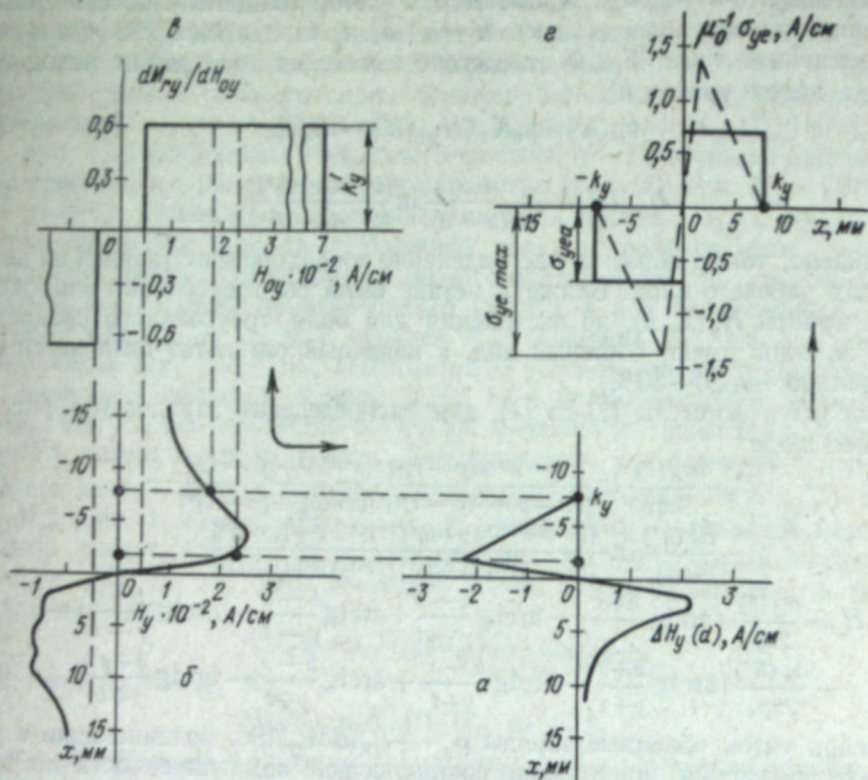


Рис. 2. Методика определения характеристик объемных зарядов  $\rho_y$ , образуемых действием нормальной составляющей поля провода в рабочем слое ленты МК-2;  $h=3$  мм,  $I=1000$  А. Объяснения см. в тексте.

$dM_{ry}/dH_{oy}$  в точке  $x_0$  ленты, где действует  $\Delta H_y$ . График  $dM_{ry}/dH_{oy} = f(H_{oy})$  (см. рис. 2, б) получен по кривой  $M_{ry} = f(H_{oy})$  (см. рис. 2, в). Наконец, функция  $\Delta H_y(x, d)$  (см. рис. 2, а) для поля провода имеет вид

$$\Delta H_y(x, d) = -\frac{Ih}{\pi} \frac{x}{(x^2 + h^2)^2} d. \quad (8)$$

Ее кривая неплохо аппроксимируется треугольником, вершина которого при токе 1000 А находится в точке  $x=1,5$  мм и имеет значение  $\Delta H_{y \max} = -2,3$  А/см, а координаты основания, определяющие в данном случае границы заряженного участка, следующие:  $b_y=0$  и  $k_y=8$  мм (при строгом рассмотрении надо учитывать, что кривая  $\Delta H_y(x)$  уменьшается до нуля на бесконечности, и в этом случае границы заряженного участка определялись бы по кривой  $H_y$  как точки, в которых  $dM_{ry}/dH_{oy}=0$ , т. е. поле  $H_y$  вообще перестает записываться). Из рис. 2 видно, что для всех точек  $x$ , где существует  $\Delta H_y$ , величина  $dM_{ry}/dH_{oy} = K'_y = \text{const}$ , поэтому кривая  $\sigma_{ye}(x)$  будет повторять кривую  $\Delta H_y(x)$  в масштабе, зависящем от крутизны  $K'_y$ :

$$\sigma_{ye}(x) = -\mu_0 K'_y \Delta H_y(x, d). \quad (9)$$

Как и выше, заменим для простоты расчета треугольное распределение  $\sigma_{ye}(x)$  на прямоугольное. При совпадающем положении точек  $k_y$  и  $b_y$

условие равенства полного заряда (на единицу длины перпендикулярно плоскости рис. 2, в) запишется как равенство площадей треугольника и прямоугольника  $\frac{1}{2} \sigma_{ye \max} (k - b) = \sigma_{yea} (k - b)$ ; откуда

$$\sigma_{yea} = \frac{1}{2} \sigma_{ye \max} = -\frac{1}{2} \mu_0 K'_y \Delta H_{y \max}. \quad (10)$$

Наконец, используя модель поверхностного диполя [1], учтем и запись тангенциальной составляющей исходного поля, причем образующиеся объемные заряды  $\rho_x = -\mu_0 (dM_{rx}/dx)$  также заменим поверхностными в центре рабочего слоя. В сумме обе составляющие двумерного локального поля дадут три системы зарядов (рис. 3): собственно поверхностные  $\sigma$  на двух сторонах рабочего слоя; объемные  $\rho_y$ , замененные эквивалентными поверхностными  $\sigma_{ye}$  в центре рабочего слоя; объемные  $\rho_x$ , которые также заменены эквивалентными поверхностными  $\sigma_{xe}$  в центре рабочего слоя. Видно, что причиной асимметрии поля отпечатка с двух сторон ленты могут быть только заряды  $\sigma$ . Заряды  $\sigma_{ye}$  уменьшают поле зарядов поверхностного диполя  $\sigma_{xe}$ , и несколько завышенные результаты расчета в [1, 2] по сравнению с экспериментом можно, в принципе, объяснить пренебрежением влияния нормальной составляющей.

Произведем расчет для тока 500 А, считая, что лента при записи обращена рабочим слоем вверх. Последовательность расчета будет следующей.

1. Найдем распределение зарядов  $\sigma$ . Подстановкой в функцию  $H_y(x)$  уровня  $H_{by} = 50$  А/см получаем  $k = 1,53$  см и  $b = 0,06$  см. Тогда по формуле (3) на ближней границе  $\sigma_a(h) = 23,68 \mu_0$  А/см, а на дальней (для  $d = 20$  мкм) формула (4) дает  $\sigma_a(h') = 23,48 \mu_0$  А/см. По формуле (5а) над рабочей стороной ленты в точке  $x=0$ ,  $y=1,31$  мм поле  $H_{x1} = 17,88 - 17,64 = 0,24$  А/см; над обратной стороной, с учетом толщины основы ленты (30 мкм), в точке  $x=0$ ,  $y=-1,34$  мм поле  $H_{x1} = 17,65 - 17,61 = 0,04$  А/см. В указанные точки был помещен феррозонд в опытах [3].

2. Найдем распределение зарядов  $\sigma_{ye}$ . Построив по формуле (8) кривую  $\Delta H_y(x)$ , аппроксимируем ее треугольником с  $k_y = 8$  мм,  $b_y = 0$  и  $\Delta H_{y \max} = 1,13$  А/см. Тогда по формуле (10) имеем  $\sigma_{yea} = 0,35 \mu_0$  А/см. Используя выражение (2а) из [1], в тех же точках получаем: над лентой  $H_{x2} = -0,213$  А/см, под лентой  $H_{x2} = -0,210$  А/см.

3. Найдем распределение зарядов  $\sigma_{xe}$ . Приняв  $k_x = 5$  мм,  $b_x = 0$ , по формуле (2) из [2] получим  $\sigma_{xe} = 1,48 \mu_0$  А/см. Используя выражение (2а) из [1], в тех же точках находим: над лентой  $H_{x3} = 0,647$  А/см, под лентой  $H_{x3} = 0,642$  А/см.

Полное поле над лентой  $H_x = H_{x1} + H_{x2} + H_{x3} = 0,24 - 0,21 + 0,65 = 0,68$  А/см, а под лентой  $H_x = 0,04 - 0,21 + 0,64 = 0,47$  А/см. В эксперименте в тех же точках получены соответ-

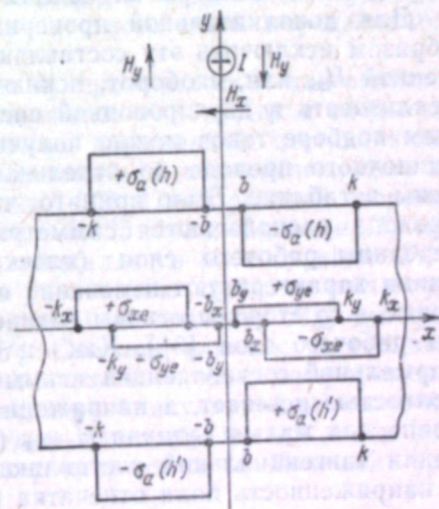


Рис. 3. Полная система магнитных зарядов, образуемых в рабочем слое ленты действием поля провода.



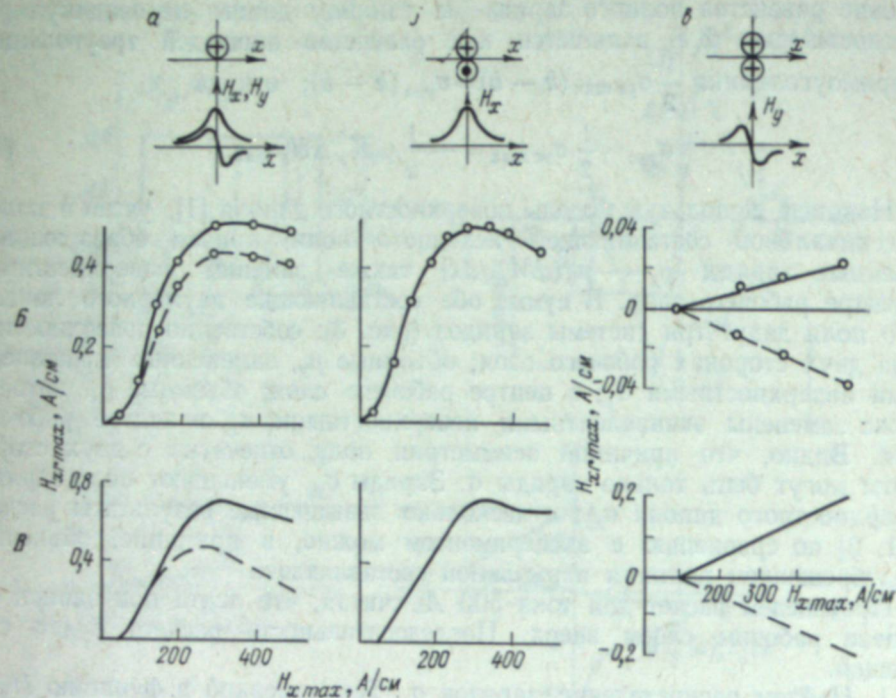


Рис. 4. Сравнение экспериментальных (Б) и расчетных (В) характеристик ленты МК-2 в локальном поле (по схемам А) с двух сторон рабочего слоя при  $h=3$  мм.  
 а — поле провода имеет обе составляющие; б — исключена нормальная составляющая; в — исключена тангенциальная составляющая.  
 Остальные объяснения см. в тексте.

ственно 0,47 и 0,42 А/см. Видно, что учет записи нормальной составляющей исходного поля объясняет асимметрию поля отпечатка с двух сторон ленты, хотя расчет по-прежнему дает завышенные результаты.

Для дополнительной проверки влияния  $H_y$  необходимо каким-то образом исключить эту составляющую исходного поля, сохранив неизменной  $H_x$ , или, наоборот, исключить  $H_x$ , сохранив  $H_y$ . Идею удалось реализовать в двухпроводной системе (рис. 4), где при соответствующем подборе токов можно получить ту или иную составляющую поля одиночного провода по отдельности. Данные для вычислений приведены в таблице. Было принято, что в опытах по схемам (рис. 4, б, в) провода располагаются симметрично на расстоянии  $h=3,04$  мм от середины рабочего слоя (плоскость  $y=0$  — см. рис. 3). Сплошные линии характеризуют изменение поля с рабочей стороны ленты, штриховые — со стороны основы (одиночный провод располагался со стороны рабочей стороны [3]). Как и следовало ожидать, при исключении нормальной составляющей асимметрия поля отпечатка с двух сторон полностью исчезает, а напряженность поля несколько возрастает, особенно для малых величин  $H_{xmax}$  (см. рис. 4, б). Наоборот, при исключении тангенциальной составляющей асимметрия резко возрастает, а напряженность поля отпечатка падает (см. рис. 4, в). На основании этих опытов можно, видимо, считать доказанным, что нормальная составляющая исходного поля записывается, хотя вклад ее в результирующее поле невелик.

Основные параметры для расчетов полного поля ленты

Ток, А	$\kappa$	$\sigma$	$\frac{\sigma_a(h)}{\mu_0}$	$\frac{\sigma_a(h')}{\mu_0}$	$\kappa_y$	$\sigma_y$	$\frac{\sigma_{yca}}{\mu_0}$	$\kappa_x$	$\sigma_x$	$\frac{\sigma_{xe}}{\mu_0}$
	мм		А/см		мм		А/см		мм	
300	8,5	1,1	10,54	10,31	8	0	0,21	4,2	0	0,95
500	15,3	0,6	23,68	23,48	8	0	0,35	5	0	1,48
700	22	0,4	32,74	32,55	8	0	0,49	6,4	1,6	1,72
1000	31,5	0,3	43,40	43,19	8	0	0,70	7,7	2,7	2,13

Расхождение расчетных и экспериментальных данных можно объяснить, с одной стороны, несовершенством методики расчета, а с другой, — неполной компенсацией градиентов  $dH_y/du$  и  $dH_x/dx$  в опытах по схемам б и в (см. рис. 4). Действительно, простой подсчет показывает, что практически неустранимая несоосность или несимметричность проводов в 0,1 мм ведет к появлению таких же по величине градиентов, как и в опыте по схеме а (см. рис. 4), хотя сами составляющие  $H_x$  и  $H_y$  компенсируются неплохо. Следовательно, в одном случае появятся не учтенные в расчете заряды  $\rho_y$  (запись по схеме рис. 4, б), а в другом — как  $\rho_x$ , так и  $\rho_y$  (рис. 4, в). При полной симметрии проводов объемные заряды в этих случаях также образуются, но по разные стороны от середины рабочего слоя они имеют разные знаки, т. е. их поле компенсируется.

Из сравнения экспериментальных и расчетных данных (рис. 4, А, Б, в) видно, что вклад поверхностных зарядов  $\sigma$ , как и ожидалось при теоретическом рассмотрении, завышается в несколько раз (это приводит к расхождению с другим опытом — см. рис. 4, А, Б, а). Плотность зарядов  $\sigma$  громадная: действительно, для тока 500 А имеем  $\sigma=23 \mu_0$ ,  $\sigma_{yca}=0,35 \mu_0$  и  $\sigma_{xe}=1,5 \mu_0$  А/см. Соответственно велико поле от каждого из двух слоев зарядов  $\sigma$  над лентой (порядка десятков ампер на сантиметр), и неточность исходных предположений будет довольно сильно влиять на значение разностного поля, определяемого формулой (5а).

Эксперименты по схемам (см. рис. 4) проводились и для записи с подмагничиванием постоянным и переменным полем. Как и следовало ожидать [4], в таких случаях влияние нормальной составляющей растет. Так, в эксперименте по схеме запись в переменном поле по методике [4] дает при  $h=3$  мм и токе 1000 А над рабочей стороной ленты  $H_{x,max}=0,25$  А/см, а с оборота — 0,125 А/см. Влияние  $H_y$  при записи с подмагничиванием требует специального рассмотрения. Роль переменного поля допустимо свести к увеличению крутизны амплитудной характеристики ленты и к уменьшению значения  $H_{by}$  до нуля [2], что улучшает условия записи  $H_y$ . Сложнее влияние постоянного однородного поля, действующего в плоскости ленты, на улучшение записи составляющей локального поля, перпендикулярной этой плоскости, но и здесь, видимо, причиной служит выведение частиц ленты подмагничивающим полем на участок характеристики с большей крутизной.

Необходимо также дальнейшее изучение связи пространственных характеристик поля над лентой с параметрами исходного поля при учете  $H_y$ . Введение в расчет зарядов  $\sigma$  и  $\rho_y$  несколько изменит полу-



ченые [1, 2] зависимости  $L_{xr}(H_{x\max})$ ,  $L_{xr}(y_0)$ ,  $H_{x\max}(y_0)$  и другие. В экспериментах (см. рис. 4) это изменение невелико, однако при записи с подмагничиванием возрастает.

Для практики контроля влияние  $H_y$  интересно, видимо, в одном отношении: за счет зарядов поле отпечатка всегда больше с той стороны ленты, которая обращена к источнику локального поля (рис. 3). Между тем во всех методических руководствах по магнитографической дефектоскопии ленту рекомендуется накладывать на изделие рабочим слоем, а считывать со стороны основы, чтобы рабочий слой не повредился головкой. Проведенные нами на искусственных дефектах в брусках из стали 3 эксперименты показали, что в случае поверхностных прямоугольных щелей использование стандартной методики приводит к потере до 50% амплитуды сигнала; для подповерхностных отверстий разница немного меньше. Следовательно, в большинстве случаев, в том числе при контроле грубых поверхностей, ленту правильнее укладывать основой к изделию и с этой же стороны считывать. Исключением может быть контроль шлифованных поверхностей на микротрещины [29, 30]: здесь лента плотно прижимается, и уменьшение тангенциальной составляющей поля дефекта на толщине основы, возможно, перекроет эффект увеличения сигнала за счет нормальной составляющей. В других случаях автоматическое перенесение требований звукозаписи в дефектоскопию приведет к потерям.

#### Выводы

1. Нормальная составляющая локального поля записывается на ленту и влияет на конечное распределение намагниченности, хотя в большинстве случаев это изменяет поле отпечатка незначительно.
2. Предлагаемый метод расчета влияния нормальной составляющей позволяет объяснить основные экспериментальные закономерности.
3. В практике контроля ленту следует накладывать на изделие той стороной, с которой производится считывание.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Щербинин, С. П. Михайлов. Дефектоскопия, 1976, 5, 82.
2. С. П. Михайлов, В. Е. Щербинин. Там же, 1977, 2, 72.
3. В. Е. Щербинин, С. П. Михайлов. Там же, 1976, 5, 73.
4. С. П. Михайлов, В. Е. Щербинин. Там же, 1977, 2, 63.
5. O. Schmidbauer. Frequenz, 1952, 6, 281.
6. В. Г. Корольков. Труды ВНИИРТ, 1966, 4, 29.
7. Я. А. Мазо. Магнитная лента. М., «Энергия», 1968.
8. В. Вестмайзе. Магнитная запись электрических сигналов. М., «Энергия», 1967, с. 5.
9. А. А. Вроблевский, И. И. Медникова. Труды Всесоюзного научно-исслед. ин-та звукозаписи, № 8. М., 1961, с. 26.
10. К. Шварц. Магнитная запись звука. М., «Искусство», 1956, с. 51.
11. Э. И. Рау, А. Е. Лукьянов, Г. В. Спивак, Р. С. Гвоздовер. Изв. АН СССР, сер. физ., 1970, 34, 1539.
12. Г. С. Криччик, М. В. Четкин, Д. И. Дудко и др. Приб. и техн. эксперим., 1968, 6, 183.
13. О. Карлqvист. Магнитная запись электрических сигналов. М., «Энергия», 1967, с. 131.
14. Д. Н. Порто. Радиотехника, 1952, 7, 2, 23.
15. Grundlagen der magnetischen Signalspeicherung. Akademie — Verlag. Berlin, Bd VI, 1968.

16. Della Torgge E. RCA Rev., 1960, 21, 1, 70.
17. Р. Штраубель. Теория и техника магнитной записи. М., «Мир», 1968, с. 20.
18. С. Ивасаки, Т. Судзуки. Проблемы магнитной записи. М., «Энергия», 1975, с. 25.
19. Д. Джордж. Проблемы магнитной записи. М., «Энергия», 1975, с. 42.
20. Н. Карлэнд, Д. Спелиотис. Проблемы магнитной записи. М., «Энергия», 1975, с. 46.
21. В. А. Геранин. Техника кино и телевидение, 1958, 1, 40.
22. К. М. Поливанов, В. А. Геранин. Радиотехника, 1969, 24, 43.
23. А. А. Харкевич. Труды комиссии по акустике, сб. 7. М., Изд-во АН СССР, 1953, с. 48.
24. Р. Уоллейс. Магнитная запись электрических сигналов. М., «Энергия», 1967, с. 99.
25. Н. Карлэнд, Д. Спелиотис. Проблемы магнитной записи. М., «Энергия», 1975, с. 36.
26. Х. Фельц, К. Виллачек. Теория и техника магнитной записи. М., «Мир», 1968, с. 207.
27. Ч. Ми. Физика магнитной записи. М., «Энергия», 1967.
28. А. А. Вроблевский, В. Г. Корольков, И. А. Медникова, В. П. Самосский. Физические основы магнитной звукозаписи. М., «Энергия», 1970.
29. Г. А. Панков. Завод. лабор., 1966, 12, 1483.
30. В. А. Бурцева, В. В. Власов. Дефектоскопия, 1975, 6, 122.



В. А. САНДОВСКИЙ, В. М. БАРАБАШКИН

**СОПРОТИВЛЕНИЕ, ВНОСИМОЕ В НАКЛАДНОЙ  
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ПРОВОДЯЩИМ ПОЛУПРОСТРАНСТВОМ  
С ПРОВОДЯЩИМ НЕМАГНИТНЫМ ПОКРЫТИЕМ**

В производственных условиях часто приходится контролировать толщину гальванического покрытия — тонкого проводящего слоя, наносимого гальваническим путем на поверхность металлического изделия. Для правильного выбора режима работы накладного вихретокового преобразователя рассчитывают годограф вносимого сопротивления.

Рассчитаны годографы для полупространства и пластины [1], для полупространства с немагнитным покрытием [2, 3]. Расчет в [2] приближенный, и его трудно использовать для практических целей из-за недостаточной точности. В настоящей работе описан более точный приближенный расчет, который сравнивается с точным расчетом на ЭВМ.

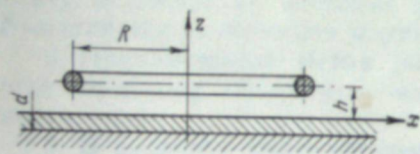


Рис. 1. Виток, расположенный над слоистой средой.

Задача электродинамики формулируется следующим образом. Виток с током (рис. 1) расположен над проводящим немагнитным полупространством с проводящим немагнитным слоем на его поверхности ( $d$  — толщина слоя;  $\sigma_2, \sigma_3$  — электропроводность слоя и полупространства соответственно). Плоскость витка параллельна границе раздела сред, начало координат расположено на поверхности слоя. Зазор между плоскостью витка и поверхностью проводящего слоя равен  $h$ .

Задача решается так же, как и для случая полупространства и пластины [1]. Решение сводится к решению уравнения Гельмгольца

$$\Delta \dot{A} + \kappa^2 \dot{A} = -\mu_0 \dot{j}_{ст}, \quad (1)$$

где

$$\kappa^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon \epsilon_0 - j\omega \mu_0 \sigma;$$

$\dot{A}$  — вектор-потенциал;  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $\mu$  — магнитная проницаемость;  $\omega$  — круговая частота тока, питающего преобразователь;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость;  $\sigma$  — удельная электрическая проводимость, или электропроводность;  $\dot{j}_{ст}$  — плотность стороннего тока.

Решая уравнения (1), находим вектор-потенциал поля реакции и, в соответствии с методикой [1], получаем выражение для искомого вносимого импеданса

$$Z_2 = \omega \mu_0 \pi R^2 \int_0^\infty J_1^2(\lambda R) l^{-2h\lambda} \varphi d\lambda, \quad (2)$$

где  $J_1$  — функция Бесселя первого порядка;

$$\varphi = \frac{(q_1 - q_2)(q_3 + q_2) + (q_2 + q_1)(q_2 - q_3) e^{-2q_2 d}}{(q_2 + q_1)(q_3 + q_1) + (q_1 - q_2)(q_2 - q_3) e^{-2q_2 d}}; \quad (3)$$

$$q_1 = \lambda; \quad q_2^2 = \lambda^2 - \kappa_2^2; \quad q_3^2 = \lambda^2 - \kappa_3^2; \quad (4)$$

$$\kappa_2^2 = -j\omega \mu_0 \sigma_2; \quad \kappa_3^2 = -j\omega \mu_0 \sigma_3. \quad (5)$$

Нижний индекс 2 относится к материалу слоя, индекс 3 — к материалу полупространства.

Для вычисления (2) произведем замену переменной по формуле

$$y = \frac{\lambda}{\sqrt{\omega \mu_0 \sigma_2}}. \quad (6)$$

Разделяя (2) на вещественную и мнимую части, получим

$$\text{Re } \dot{Z}_2 = \sqrt{2\pi \omega \mu_0 R \beta} \int_0^\infty J_1^2(y\beta) e^{-\alpha_1 \beta y} \frac{BC - AD}{C^2 + D^2} dy; \quad (7)$$

$$\text{Im } \dot{Z}_2 = \sqrt{2\pi \omega \mu_0 R \beta} \int_0^\infty J_1^2(y\beta) e^{-\alpha_1 \beta y} \frac{AC + BD}{C^2 + D^2} dy, \quad (8)$$

где

$$\beta = R \sqrt{\omega \mu_0 \sigma_2}; \quad (9)$$

$$\alpha_1 = 2h/R; \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} A &= a - d + (\bar{a} + \bar{d}) e^{-\eta} \cos \gamma + (\bar{b} + \bar{c}) e^{-\eta} \sin \gamma; \\ B &= b - c + (\bar{b} + \bar{c}) e^{-\eta} \cos \gamma - (\bar{a} + \bar{d}) e^{-\eta} \sin \gamma; \\ C &= a + d + (\bar{a} - \bar{d}) e^{-\eta} \cos \gamma + (\bar{b} - \bar{c}) e^{-\eta} \sin \gamma; \\ D &= b + c + (\bar{b} - \bar{c}) e^{-\eta} \cos \gamma - (\bar{a} - \bar{d}) e^{-\eta} \sin \gamma; \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\eta = \sqrt{2\beta \zeta} Y_1; \quad \gamma = \sqrt{2\beta \zeta} Y_2; \quad \zeta = d/R; \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{y}{\sqrt{2}} \left( Y_1 + \frac{1}{k} Y_{1h} \right); \\ b &= \frac{y}{\sqrt{2}} \left( Y_2 + \frac{1}{k} Y_{2h} \right); \\ c &= \frac{1}{2} \left[ (Y_1 Y_{2h} + Y_2 Y_{1h}) \frac{1}{k} + 2 \right]; \\ d &= \frac{1}{2} \left[ (Y_1 Y_{1h} - Y_2 Y_{2h}) \frac{1}{k} + 2y^2 \right]; \end{aligned} \right\} \quad (13)$$



$$\left. \begin{aligned} \bar{a} &= \frac{y}{\sqrt{2}} \left( Y_1 - \frac{1}{k} Y_{1h} \right); \\ \bar{b} &= \frac{y}{\sqrt{2}} \left( Y_2 - \frac{1}{k} Y_{2h} \right); \\ \bar{c} &= \frac{1}{2} \left[ 2 - \frac{1}{k} (Y_2 Y_{1h} + Y_1 Y_{2h}) \right]; \\ \bar{d} &= \frac{1}{2} \left[ 2y^2 - \frac{1}{k} (Y_1 Y_{1h} - Y_2 Y_{2h}) \right]; \end{aligned} \right\} (14)$$

$$Y_1 = \sqrt{\sqrt{y^4+1}+y^2}; \quad Y_2 = \sqrt{\sqrt{y^4+1}-y^2}; \quad (15)$$

$$Y_{1h} = \sqrt{\sqrt{y^4 k^4+1}+y^2 k^2}; \quad Y_{2h} = \sqrt{\sqrt{y^4 k^4+1}-y^2 k^2}; \quad (16)$$

$$k = \sqrt{\frac{\sigma_2}{\sigma_3}}. \quad (17)$$

На рис. 2 сплошной линией показаны годографы, рассчитанные по (7) и (8) на ЭВМ при  $\alpha_1=0,1$ ;  $k=2$  и  $k=0,7$  и различных параметрах  $\beta$ . Годографы покрытия начинаются и заканчиваются на основном годографе, который соответствует величине комплексного сопротивления, вносимого в накладной преобразователь немагнитным полупространством. При  $k=0,7$  (электропроводность покрытия меньше, чем у основы) годографы расположены внутри основного годографа; при  $k=2$  (электропроводность покрытия больше, чем у основы) они находятся снаружи основного годографа и имеют большую величину. Следовательно, контроль более проводящего покрытия на менее проводящей основе осуществляется легче.

Параметром годографов является величина  $\beta \xi = d \sqrt{\omega \mu_0 \sigma_2}$ . При малых значениях  $\beta$  годограф при  $k=2$  похож на годограф пластины [1]. С увеличением  $\beta$  он все больше отличается от последнего.

Для анализа соотношений при контроле покрытий требуется иметь аналитические выражения для расчета годографов. Если подынтегральные дроби в (7) и (8) представить в виде суммы экспонент (аналогично тому, как делается с подынтегральными дробями при расчете импеданса, вносимого в виток немагнитным полупространством [1]), то интегралы можно будет выразить через известные функции.

Аппроксимирующие коэффициенты

$\beta \xi$	$k=2$								$k=0,7$							
	$m_1$	$m_2$	$m_3$	$n_1$	$n_2$	$n_3$	$n_4$	$\beta \xi$	$m_1$	$m_2$	$m_3$	$n_1$	$n_2$	$n_3$	$n_4$	
0,01	4,7	3,4	0,03	5,0	11	4,2	0,7	0,01	0,9	1,05	0,01	1,9	2,4	1,4	0,3	
0,05	4,7	3,5	0,06	4,7	11	4,2	0,75	0,05	0,9	1,08	0,01	1,9	2,5	1,5	0,3	
0,1	4,5	4,2	0,12	4,5	11	4,5	1,0	0,1	0,9	1,10	0,01	2,0	2,5	1,55	0,3	
0,2	3,1	3,2	0,05	4,2	6,8	3,5	0,6	0,2	1,0	1,10	0,01	2,2	2,5	1,60	0,3	
0,5	3,0	2,9	0,05	4,0	5	3,0	0,5	0,5	1,0	1,15	0,01	2,3	3,0	1,70	0,3	
1,0	2,4	2,1	0,03	3,2	4	2,4	0,5	1,0	1,1	1,30	0,01	2,5	3,5	1,9	0,3	

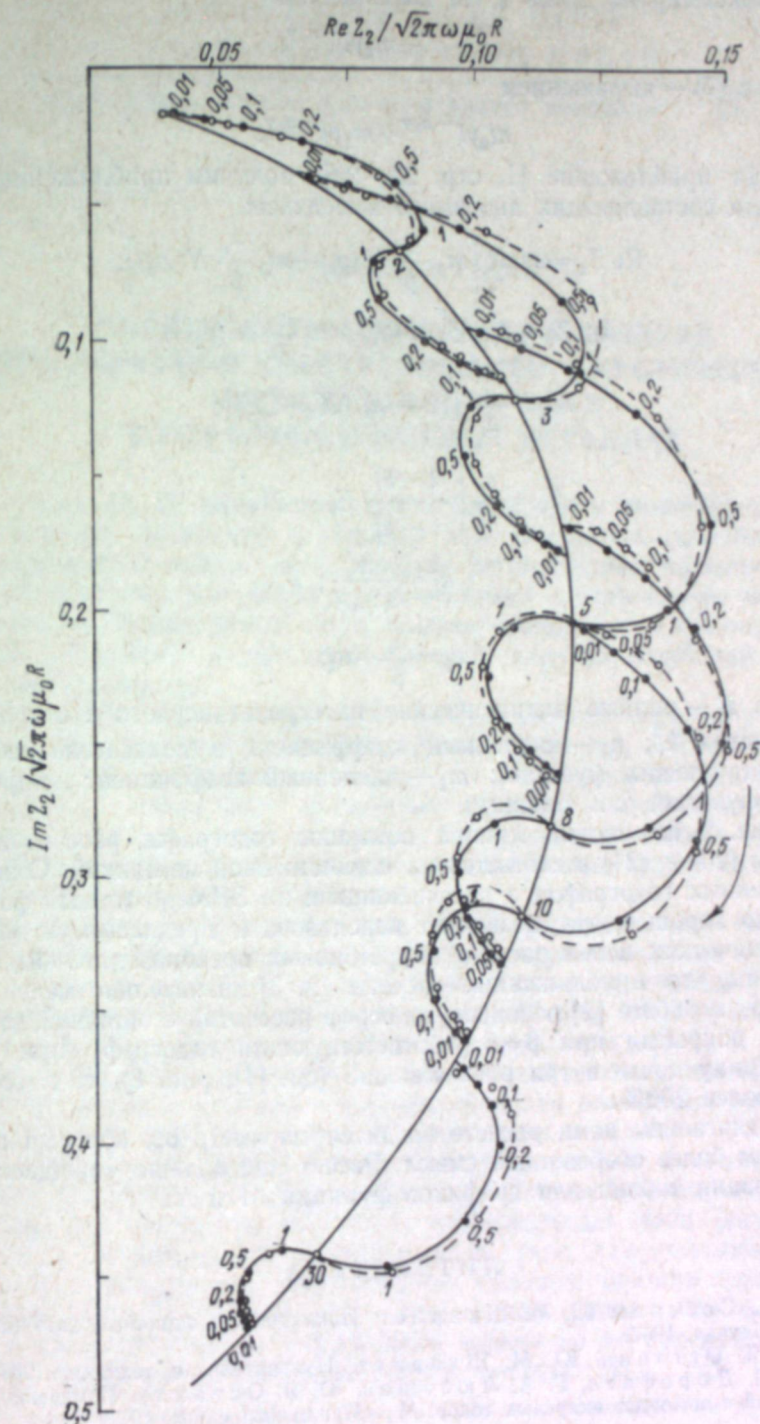


Рис. 2. Годографы сопротивления, вносимого в накладной преобразователь проводящим немагнитным полупространством с проводящим немагнитным покрытием. Цифры обозначают: на годографе слоя — величину  $\beta$ , на годографе полупространства — величину  $\beta$ . Расчет: сплошная кривая — на ЭВМ, штриховая — приближенный.



Аппроксимируем дробь в (8) выражением

$$l^{-n_1 y} + m_1 y l^{-n_2 y}, \quad (18)$$

а дробь в (7) — выражением

$$m_2 y l^{-n_3 y} + m_3 y l^{-n_4 y}. \quad (19)$$

Используя приближение [1, стр. 23—24], получим приближенные выражения для составляющих вносимого импеданса:

$$\operatorname{Re} \dot{Z}_2 = \omega \mu_0 R \left[ m_2 \frac{v_3}{\beta} N(v_3) + m_3 \frac{v_4}{\beta} N(v_4) \right]; \quad (20)$$

$$\operatorname{Im} \dot{Z}_2 = \omega \mu_0 R \left[ M(v_1) + m_1 \frac{v_2}{\beta} N(v_2) \right]; \quad (21)$$

$$M_i = \frac{1}{k_i} [(2 - k_i^2) K_i + 2E_i]; \quad (22)$$

$$N_i = \frac{k_i}{4} \left( \frac{2 - k_i^2}{1 - k_i^2} E_i - 2K_i \right); \quad (23)$$

$$k_i^2 = \frac{4}{4 + v_i^2}; \quad (24)$$

$$v_i = \frac{n_i}{\beta} + \alpha_1, \quad (25)$$

где  $K$  и  $E$  — полные эллиптические интегралы первого и второго рода от параметра  $k_i^2$ ;  $n_i$  — численный коэффициент в показателе экспонент аппроксимирующих функций;  $m_i$  — численный коэффициент аппроксимирующих функций (см. таблицу).

На рис. 2 штриховой линией показаны годографы, рассчитанные по формулам (20) и (21) в соответствии с изложенной методикой. Совпадение приближенных годографов с рассчитанными на ЭВМ по точным формулам достаточно хорошее, что позволяет использовать предлагаемую методику для практических целей расчета вихретоковых преобразователей.

Отметим, что приближенные расчеты [2, 3] значительно менее точны. Например, в работе [2] основной годограф рассчитан с ошибкой до 100%; годограф покрытия при  $\beta=5$ , соответствующий годографу при  $\gamma_1=10$ , имеет ширину почти в три раза меньше (см. [1], рис. 8), т. е. содержит ошибку более 200%.

В предлагаемом нами расчете вводится параметр  $\beta \zeta$ , который придает годографам более обобщенный смысл. Расчет еще больше упрощается при использовании таблиц или графиков функций  $M$  и  $N$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Соболев, Ю. М. Шкарлет. Накладные и экранные датчики. Новосибирск, «Наука», 1967.
2. Ю. Я. Останин, Ю. М. Шкарлет. Измерительная техника, 1968, 6, 27.
3. А. Л. Дорофеев, Г. А. Любашов, Ю. Я. Останин. Измерение толщин покрытий с помощью вихревых токов. М., «Машиностроение», 1975.

В. А. КОМАРОВ, В. Г. КУЛЕЕВ

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВОЗДУХЕ ПРИ ОБРАТНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОАКУСТИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ВОЛН В НЕФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

Получены [1, 2] выражения для углов ввода и амплитуд различных типов упругих колебаний в металле при наклонном падении на него электромагнитной волны. Для полного рассмотрения явления электромагнитно-акустического (ЭМА) преобразования в этом случае необходимо вычислить электромагнитное поле, которое появляется у границы раздела сред при отражении от нее возбужденных упругих колебаний (обратное ЭМА преобразование).

Такой расчет для падающей на границу раздела сред упругой волны смещений произвольной амплитуды сделан, например, в [3]. Задача была рассмотрена по вихретоковой модели, т. е. предполагалось, что токи, обусловленные колебанием проводящей границы в магнитном поле (магнитно-акустические), могут выступать как сторонние токи в уравнениях Максвелла, и решалась обычная электродинамическая задача по отысканию соответствующего вектор-потенциала.

Представляет интерес рассчитать рассмотренную задачу по волновой модели, учитывающей взаимосвязь между электромагнитными и упругими волнами, так как эта модель более полно описывает явление [4]. Кроме того, наиболее целесообразно рассмотреть обратное ЭМА преобразование от упругих волн, амплитуда и углы которых вычислены в [1, 2]. В результате возможно определение основных закономерностей двойного преобразования: электромагнитная — упругая — электромагнитная волны при возбуждении упругоподобных волн под углом к поверхности металла.

Расчетная модель нашей задачи приведена на рис. 1. Здесь, как и в [4], предполагается, что толщина образца  $d$  значительно больше скин-слоя и поэтому не влияет на амплитуду возбужденных волн (акустическим затуханием пренебрегаем). Независимо от типа упругоподобной волны с волновым вектором  $k_i$ , падающей на границу раздела сред, электромагнитное поле ( $E_n, h_n$ ) выходит в воздух под одним и тем же углом  $\theta$ . Последний равен углу  $\alpha$ , под которым падает на металл инициирующая упругие смещения электромагнитная волна ( $E_0, h_0$ ). Так, при  $z = -d$  имеем  $+k_i^y = +k_n^y$ , т. е.  $-k_i \sin \gamma_i = -k_n \sin \theta$ , где  $k_n = \omega \sqrt{\epsilon/c}$ , а  $\gamma_i$  — угол, под которым мода  $i$  входит в металл. Но для плоских волн [1],

$$\sin \gamma_i = \frac{\omega \sqrt{\epsilon} \sin \alpha}{c \operatorname{Re} k_i}, \quad (1)$$

отсюда  $\sin \gamma = \sin \theta$ .



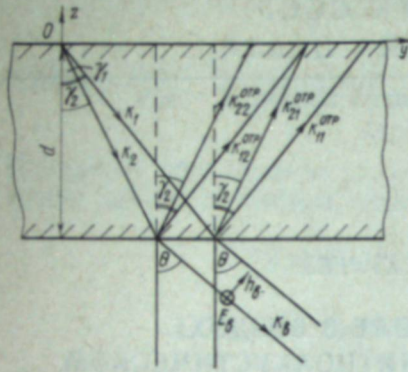


Рис. 1. Схематическое распределение волновых векторов упругоподобных волн в металле и порождаемого ими ЭМА поля. Объяснения см. в тексте.

В результате падения моды  $k_i$ , где  $k_i = n_i \omega / s_i$  ( $n_i$  — показатель преломления моды  $i$  [1];  $\omega$  — циклическая частота;  $s_i$  — скорость поперечной «невозмущенной» моды), в металле появляется три отраженных волны: упругоподобные квазипродольная  $k_{1i}^{\text{отр}}$ , квазипоперечная  $k_{2i}^{\text{отр}}$  и электромагнитноподобные  $k_{3i}^{\text{отр}}$  со следующими значениями амплитуд смещений и электромагнитных векторов соответственно:  $E_{1i}, h_{1i}, u_{1i}; E_{2i}, h_{2i}, u_{2i}; E_{3i}, h_{3i}, u_{3i}$ .

Поскольку для отраженных волн по сравнению с падающими волнами проекции волновых векторов на ось  $z$  имеют противоположный знак, то, согласно [1], имеем следующие связи: между амплитудами векторов отраженных связанных волн

$$E_i^{\text{отр}} = \mu_0 \omega \frac{n_0^2 H_z u_i^z (K - N_i)}{(in_0^2 + n_i^2)} \quad (2)$$

и между проекциями смещений

$$N_i = \frac{s^2 - n_i^2 \cos^2 \gamma_i - n_i^2 s^2 \sin^2 \gamma_i - \frac{i \Delta_{yz} s^2 n_0^2 n_i^2}{in_0^2 + n_i^2}}{1 - s^2 n_i^2 \cos \gamma_i \sin \gamma_i - \frac{i \Delta_{yz} n_0^2 n_i^2 s^2}{in_0^2 + n_i^2}} \quad (3)$$

Здесь  $s = s_i / s_0$ ;  $\Delta_{y,z} = \mu_0 H_z H_y / \rho s_i^2 = K \Delta_z$ ;  $K = H_y / H_z$ ;  $H$  — амплитуда поляризуемого поля;  $n_0 = K s_0 / \omega$ ;  $k = \sqrt{\mu_0 \omega \tau}$ ;  $\tau$  — электропроводность металла;  $s_e$  — «невозмущенная» скорость продольной моды звука.

Имеем

$$h_i^y = - \frac{n_i^z E_i}{\mu_0 s_i} = \frac{E_i}{z_i^y} \quad (4a)$$

$$h_i^z = \frac{E_i}{z_i^z} \quad (4b)$$

где  $z_i^y$  — волновое сопротивление металла для моды  $i$ ;  $z_i^z$  — волновое сопротивление среды (воздуха) с учетом источника электромагнитных волн;  $n_i^z = n_i \cos \gamma_i$ ;  $n_i^y = -n_i \sin \gamma_i$ .

Для определения амплитуд векторов, составляющих отраженные связанные волны в металле, используем граничные условия, аналогичные принятым в [2]:

$$\frac{\partial u^y}{\partial z} + \frac{\partial u^z}{\partial y} = 0; \quad (5a)$$

$$s_1 \frac{\partial u^y}{\partial y} + \frac{\partial u^z}{\partial z} = 0; \quad (5b)$$

где  $s_1 = 1 - 2s^2$  (для падающих волн  $u^y = u_i^z A_i$ , для отраженных  $u^y = u_i^z N_i$ ),  $A_i$  получается из (3) заменой знака в знаменателе перед членом  $(1 - s^2) \times n_i^2 \cos \gamma_i \sin \gamma_i$ . В граничных условиях (5a), (5b) под  $u^y$  и  $u^z$  надо понимать сумму проекций всех смещений как в падающих, так и в отраженных волнах на оси  $y$  и  $z$ . Напряженность электрического поля в воздухе равна

$$E_y = E_{0i} + E_1 + E_2 + E_3, \quad (5в)$$

где  $E_{0i}$  — напряженность электрического поля в падающей волне моды  $i$ ;  $E_1, E_2, E_3$  — напряженности электрического поля в отраженных волнах;

$$\frac{E_y}{z_y^y} = \frac{E_{0i}}{z_i^y} - \frac{E_1}{z_1^y} - \frac{E_2}{z_2^y} - \frac{E_3}{z_3^y} \quad (5г)$$

Все векторы имеют вид:

для падающих волн

$$T_i \exp \left\{ i \frac{\omega}{s_i} [n_i^z z + n_i^y y] \right\}; \quad (5д)$$

для отраженных волн

$$T_i^{\text{отр}} \exp \left\{ i \frac{\omega}{s_i} [-n_i^z z + n_i^y y] \right\}. \quad (5е)$$

Рассмотрим подробно падение квазипоперечной упругоподобной волны. Используя условия (5в) и (5г), а также связь (2), выразим  $u_3^z$  и  $E_y$  через  $u_1^z$  и  $u_2^z$ . Получим

$$u_3^z = h_3 (u_{0i}^z h_0^z z_0^z - u_2^z h_2^z z_2^z - u_1^z h_1^z z_1^z). \quad (6)$$

Здесь

$$h_3 = \frac{in_0^2 + n_3^2}{K - N_3} \sim \frac{\Delta}{K - N_3};$$

$$h_0 = \frac{K - A_2}{in_0^2 + n_2^2}, \quad z_0^z = \frac{z_y^y - z_2^y}{z_y^y + z_3^y} \cdot \frac{z_3^y}{z_2^y};$$

$$h_1 = \frac{K - N_1}{in_0^2 + n_1^2}, \quad z_1^z = \frac{z_y^y + z_1^y}{z_y^y + z_3^y} \cdot \frac{z_3^y}{z_1^y};$$

$$h_2 = \frac{K - N_2}{in_0^2 + n_2^2}, \quad z_2^z = \frac{z_y^y + z_2^y}{z_y^y + z_3^y} \cdot \frac{z_3^y}{z_2^y};$$

$$E_y = \frac{z_y^y \mu_0 \omega n_0^2 H_z}{(z_y^y + z_3^y) z_1^y z_2^y} \times$$

$$\times \{ u_{0i}^z h_0^z z_1^y (z_2^y + z_3^y) + u_2^z h_2^z z_1^y (z_2^y - z_3^y) + u_1^z h_1^z z_2^y (z_1^y - z_3^y) \}. \quad (7)$$

Используя граничные условия (5a), (5б), вычислим  $u_2^z$  и  $u_1^z$ . Так

$$u_2^z = u_{0i}^z \frac{c_1 c_2 + c_3 c_4 - h_3 [h_1^z z_1^y (c_1 \rho_1 + c_4 \rho_2) + h_0^z z_0^y (c_2 \rho_2 - c_3 \rho_1)]}{c_2 c_5 - c_3 c_6 - h_3 [h_1^z z_1^y (c_5 \rho_1 - c_6 \rho_2) + h_2^z z_2^y (c_3 \rho_2 - c_4 \rho_1)]}, \quad (8)$$

где

$$c_1 = n_2^z + s_1 A_2 n_2^y; \quad c_2 = n_1^y - N_1 n_1^z; \quad c_3 = s_1 N_1 n_1^y;$$

$$c_4 = n_2^y + A_2 n_2^z; \quad c_5 = n_2^z - s_1 N_2 n_2^y; \quad c_6 = n_2^y - N_2 n_2^z;$$

$$\rho_1 = n_3^y - N_3 n_3^z; \quad \rho_2 = n_3^z - s_1 N_3 n_3^y.$$



Положив  $u_2^z = u_{0t}^z D_1/D_2$ , получим

$$u_1^z = -\frac{u_{0t}^z}{D_2} \left\{ \frac{c_4 D_2 + D_1 c_6 + h_2 \rho_1 (h_0 z_0 D_2 - h_2 z_2 D_1)}{c_2 - h_1 z_1 h_2 \rho_1} \right\}. \quad (9)$$

Если коэффициент связи  $\Delta \ll 10^{-2}$ , то, отбрасывая члены порядка  $\Delta$ , выражения (8), (9) можно существенно упростить. При этом точность последних будет не хуже 10%. Согласно оценке, приведенной в [4], для полей, используемых в дефектоскопии,  $\Delta$  порядка  $10^{-5}$ . Но для волн Лэмба, где возможны скорости антисимметричной моды существенно меньше, чем  $s_t$ , коэффициент связи может быть такой, что пренебрежение членами порядка  $\Delta$  неправомерно, и учет связи приведет к неправильным результатам.

При достаточно малом коэффициенте связи имеем  $A_1 \approx -N_1$ ,  $A_2 \approx -N_2$ ,  $c_1 = c_5$ ,  $c_4 = c_6$ . Подставив вместо  $n_i$  их значения из [1] и введя коэффициенты отражения  $R_{1t} = u_1/u_{0t}$  и  $R_{2t} = u_2/u_{0t}$ , получим с точностью порядка коэффициента связи

$$R_{1t} = \frac{2s \sin 2\gamma_2 \cos 2\gamma_2}{s^2 \sin 2\gamma_2 \sin 2\gamma_1 + \cos^2 2\gamma_2}; \quad (10)$$

$$R_{2t} = \frac{s^2 \sin 2\gamma_2 \sin 2\gamma_1 - \cos^2 2\gamma_2}{s^2 \sin 2\gamma_2 \sin 2\gamma_1 + \cos^2 2\gamma_2}. \quad (11)$$

Выражения (10), (11) совпадают со значениями коэффициентов отражения, приведенными, например, в [5]. Следовательно, влияние  $u_3$  на амплитуды  $u_2$ ,  $u_1$  порядка  $\Delta$ ; но это не значит, что и  $E_3$  не дает вклад в электрическое поле в воздухе. Поскольку, согласно (2),  $E_3$  порядка  $u_3/\Delta$ , то и вклад  $E_3$  в  $E_n$  сравним с вкладом  $E_1$  и  $E_2$ , переносимыми упругоподобными волнами. Последнее, как и отмечалось в [4], является одним из свойств электромагнитноподобной волны — малость переносимой упругой энергии по сравнению с переносимой электромагнитной энергией. Но поскольку при отражении упругоподобных волн образующаяся электромагнитноподобная волна ( $E_3$ ,  $h_3$ ,  $u_3$ ) имеет электромагнитное поле по величине того же порядка, что и электромагнитное поле упругоподобных волн, то практически всегда при слабой связи  $u_3$  пренебрежимо мало по сравнению с  $u_2$  и  $u_1$ . (Следует отметить, что  $u_3$  при определенных сочетаниях  $\gamma_i$  и  $\delta$  ( $\delta$  — угол между вектором  $H$  и осью  $z$ ) может быть больше, чем  $u_2$  или  $u_1$  в отдельности, но  $u_3$  в вычислениях всегда встречается в сочетании и с  $u_2$  и с  $u_1$ , где при малости одного из смещений другое значительно превосходит  $u_3$ ).

Подставляя (10) и (11) в (7), получаем

$$E_n^t \approx \frac{z_n^y u_{0t}^t \omega n_0^2 \mu_0 H}{(z_n^y n_3^z + \mu_0 s_t) (1 + i n_0^2)} \left\{ (n_3^z + n_1^z) \cos(\gamma_2 + \delta) - R_{2t} (n_3^z - n_2^z) \cos(\gamma_2 - \delta) + R_{1t} \frac{1 + i n_0^2}{(s^2 + i n_0^2)} (n_3^z - n_1^z) \sin(\gamma_1 - \delta) \right\}, \quad (12)$$

где

$$n_3^z \approx -i^2 n_0 \cos \gamma_3; \quad n_2^z \approx \cos \gamma_2; \quad n_1^z \approx s \cos \gamma_1.$$

Аналогичным способом, пренебрегая членами порядка  $\Delta$ , легко вычислить и электрическую составляющую электромагнитного поля в воздухе при падении квазипродольной упругоподобной волны смещений  $u_{0t}$ :

$$E_n^t \approx \frac{z_n^y u_{0t}^t \omega n_0^2 B}{(z_n^y n_3^z + \mu_0 s_t) (s^2 + i n_0^2)} \left\{ (n_3^z + n_1^z) \sin(\gamma_1 + \delta) + R_{1t} (n_3^z - n_1^z) \sin(\gamma_1 - \delta) - R_{2t} \frac{s^2 + i n_0^2}{1 + i n_0^2} (n_3^z - n_2^z) \cos(\gamma_2 - \delta) \right\}, \quad (13)$$

где

$$R_{1t} = u_1/u_{0t} = R_{2t}; \quad (14)$$

$$R_{2t} = \frac{u_2}{u_{0t}} = -\frac{2s \sin 2\gamma_1 \cos 2\gamma_2}{s^2 \sin 2\gamma_2 \sin 2\gamma_1 + \cos^2 2\gamma_2}. \quad (15)$$

Выражения (12) и (13) дают только амплитуду электрической составляющей электромагнитной волны в воздухе. Фазовый множитель для такой волны:

$$\exp \left\{ i \frac{\omega}{s_t} [n_3^z z + n_1^y y] \right\} = \exp \left\{ i \frac{\omega}{c} [z \cos \theta - y \sin \theta] \right\}. \quad (16)$$

Нетрудно видеть, что электромагнитное поле в воздухе, появившееся при отражении упругоподобных волн от границы раздела сред металл — воздух, не затухает. Последнее противоречит выводам, полученным ранее [3, 6]. Это вызвано тем, что в [6] углам, под которыми встречаются волновые векторы плоских упругих волн с границей раздела сред, придали произвольные значения, а в работе [3] еще и пренебрегли токами смещения в воздухе.

Покажем на примере работы [6], что в условиях возбуждения плоских упругих волн электромагнитным способом при обратном преобразовании подобного затухания не наблюдается. Вывод о затухании делается на основе анализа экспоненциального множителя (обозначения наши)

$$\exp \left\{ \sqrt{\frac{\omega^2}{s_t^2} \sin^2 \gamma_1 - \frac{\omega^2}{c^2}} z \right\}, \quad z < 0. \quad (17)$$

Действительно, если считать, что  $\sin \gamma_1 > s_t/c$ , то в экспоненте появится действительный член, который и обусловит затухание. Но, как показано в [1],  $\sin \gamma_i$  принимает не произвольные значения, а только те, которые «разрешены» скоростями волновых процессов по обе стороны от границы, т. е. (при диэлектрической проницаемости воздуха, равной 1)  $\sin \gamma_i = \frac{s_t}{c} \sin \alpha$  — см. формулу (1). Подставим значение синуса в (17), тогда экспоненциальный показатель преобразуется в  $\exp \left\{ i \frac{\omega}{c} z \cos \alpha \right\}$ , и волна не затухает.

Следует отметить, что подобный вывод можно сделать только при использовании волновой модели. Вихретоковая модель для плоских волн не рассматривает возможности ввода колебаний под углом и не позволяет в подобной постановке решить задачу двойного преобразования, кроме частного случая — ввода колебаний по нормали к границе металл — воздух.



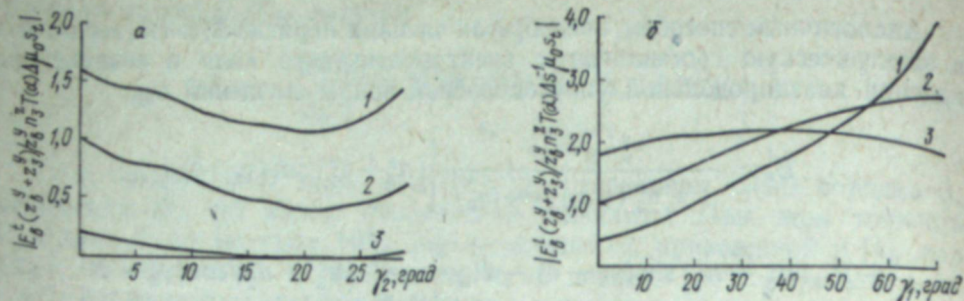


Рис. 2. Зависимость относительных значений напряженности электрической компоненты электромагнитного поля в воздухе при обратном ЭМА преобразовании от угла ввода плоских поперечных (а) и продольных (б) упругоподобных колебаний для  $n_0^2=10$ ,  $s=0,5$ .

К: 1—0,5; 2—1; 3—3.

Рассмотрим несколько подробнее физические основы явления, приводящие к подобному затуханию. Как уже отмечалось выше, о затухании можно говорить только при  $\gamma_i \neq 0$ . При этом на границу раздела сред проецируется след волнового вектора падающей волны, который можно рассматривать как самостоятельную волну с волновым вектором  $k_y = \sqrt{k^2 - k_z^2}$ , распространяющимся вдоль оси  $y$  (граница раздела сред). Но этот волновой вектор принадлежит к особой волне — связанной. Она переносит как упругую энергию, так и электромагнитную. Но известно [7, 8], что затухание волны в среде, отличающейся от той, к которой волна распространяется, обусловлено соотношением скоростей волнового процесса по обе стороны границы. В металле это  $s_g = \omega/k_y$ , а в воздухе это  $s$  (скорость света).

Если скорость волнового процесса, распространяющегося в металле вдоль границы раздела сред, меньше скорости волнового процесса в среде, куда он переходит, то в последней процесс затухает. Если это соотношение меняется на обратное, то волна распространяется без затухания. Наша волна в металле (вернее, ее проекция на ось  $y$ ) распространяется со скоростью  $s_y = s/\sin \gamma_i$ , изменяющейся от  $s$  при  $\gamma_i = \pi/2$  до бесконечности при  $\gamma_i = 0$ . Поэтому ее электромагнитная составляющая, распространяющаяся в воздухе, затухает при сравнительно малом отличии  $\gamma_i$  от нуля. Но последний процесс должен увеличивать диапазон углов  $\gamma_i$ , которые не дают затухания в воздухе, если предварительно волновой процесс проходит через среду с большей скоростью распространения упругих волн (если эта дополнительная среда не увеличит самого  $\gamma_i$ ).

Подставив в (12) и (13) значения  $u_{0i}$  и  $u_{0r}$  из [2], получим расчетные величины напряженности электрического поля в воздухе при двойном преобразовании. Зависимости поведения относительной величины этого поля в воздухе от угла, под которым входит в металл ультразвуковая волна, показаны на рис. 2. В выражения (12), (13) входит не раскрытая еще величина  $z_n^y$  — см. формулу (46). Для плоских волн  $z_n^y$  является тем же самым, что и волновое сопротивление среды, в которую происходит излучение (но с учетом близости источника излучения), т. е.  $z_n^y = \mu_0 c / \sqrt{\epsilon \cos \theta}$ . Тогда, поскольку  $z_n^y \gg z_3^y$ , получаем преобразование относительных величин

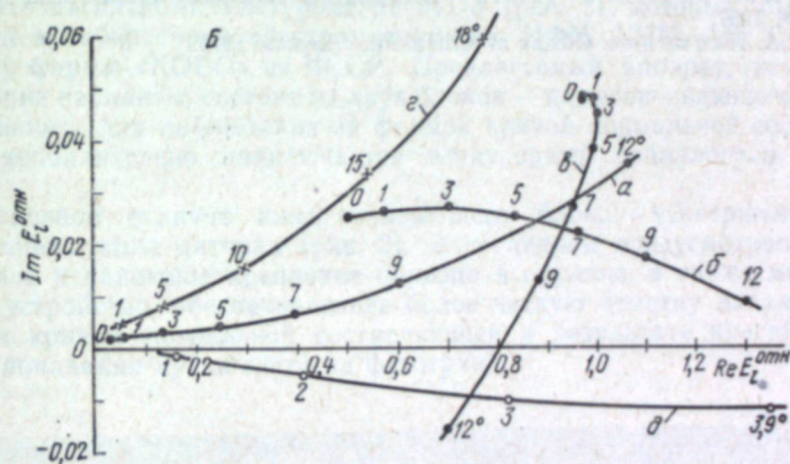
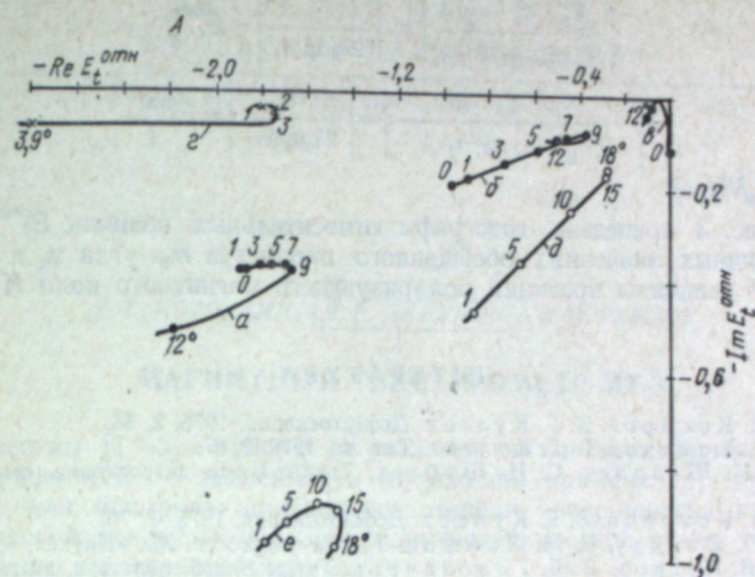


Рис. 3. Годографы относительных значений напряженности электрической компоненты электромагнитного поля в воздухе в случае возбуждения упругоподобных поперечных (А) и продольных (Б) волн при обратном ЭМА преобразовании;  $s=0,5$ .

Цифры на кривых — угол ввода электромагнитноподобных колебаний.

А —  $n_0^2$ : а, б, в — 10; г, д, е — 4. А —  $\sigma$ : а, г, е — 10; б, д — 45; в — 80°.

Б —  $n_0^2$ : а, б, в — 10; г — 4; д — 100. Б —  $\delta$ : а, г, д — 10; б — 45; в — 80°.

напряженностей электрического поля, представленных на рис. 2, в более простые.

Если положить

$$T(\alpha) = \frac{h_0^y (z_0^y - z_{отр}^y)}{\mu_0 s_i - n_3^2 z_{отр}^y} \approx \frac{2h_0}{n_3^2}$$

( $h_0^y$  — амплитуда магнитной составляющей возбуждающего упругие волны электромагнитного поля) и поскольку  $(z_n^y + z_3^y)/z_n^y \approx 1$ , то



$$\left| \frac{E_n^l (z_n^y + z_3^y)}{z_n^y n_3^z T(\alpha) \Delta \mu_0 s_l} \right| \approx \left| \frac{E_n^l}{2h_0 \Delta \mu_0 s_l} \right| = E_l^{\text{отн}},$$

$$\left| \frac{E_n^l (z_n^y + z_3^y)}{z_n^y n_3^z T(\alpha) \Delta s^{-1} \mu_0 s_l} \right| = \left| \frac{E_n^l}{2h_0 \mu_0 \Delta s_l} \right| = E_l^{\text{отн}},$$

где  $\Delta = \mu_0 H^2 / \rho s_l^2$ .

На рис. 3 приведены годографы относительных величин  $E_l^{\text{отн}}$  и  $E_i^{\text{отн}}$  при различных значениях обобщенного параметра  $n_0$ , угла  $\gamma_3$  и соотносительной величины проекций поляризующего магнитного поля  $K$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Комаров, В. Г. Кулеев. Дефектоскопия, 1976, 2, 58.
2. В. А. Комаров, В. Г. Кулеев. Там же, 1976, 2, 67.
3. Ю. М. Шкарлет, С. Н. Шубаев. Труды Ин-та интроскопии, вып. 2. М., 1972, с. 90.
4. В. А. Комаров, В. Г. Кулеев. Дефектоскопия, 1975, 1, 70.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория упругости. М., «Наука», 1965.
6. Ю. В. Петров, З. Д. Головачева. Труды Челяб. политех. ин-та, № 150. Челябинск, 1974, с. 37.
7. Г. Т. Марков, А. Ф. Чаплин. Возбуждение электромагнитных волн. М.—Л., «Энергия», 1967.
8. М. А. Исакович. Общая акустика. М., «Наука», 1973.

Г. С. КОРЗУНИН, В. В. ЛЯПУНОВ, В. И. РУБЦОВ

#### МАГНИТНЫЙ ТЕКСТУРОМЕТР МТ-3

Известны [1—3] приборы (с различными конструктивными и схемными решениями в зависимости от условий применения), предназначенные для быстрого определения степени совершенства кристаллографической текстуры образцов электротехнической стали по методу магнитного текстурного анализа.

Приводим краткое описание еще одного варианта указанных приборов — магнитного текстурометра МТ-3 (рис. 1), который был изготовлен в лаборатории электромагнетизма ИФМ УНЦ АН СССР по заказу фирмы «КОВО» из ЧССР. Предлагаемый аппарат, как и предыдущие варианты, состоит из двух блоков — намагничивающего и измерительного; для наблюдения за формой кривой нормальной составляющей дополнительно подключается электронный осциллограф любого типа.

Основное отличие намагничивающего блока — усовершенствованная конструкция датчика (рис. 2). В последнем предусмотрены более удобное и надежное крепление образца в оправке, а также механическое устройство, обеспечивающее более четкую отметку начала отсчета на кривой нормальной составляющей в результате кратковременного попадания пучка света на фототриод.



Рис. 1. Внешний вид магнитного текстурометра МТ-3.



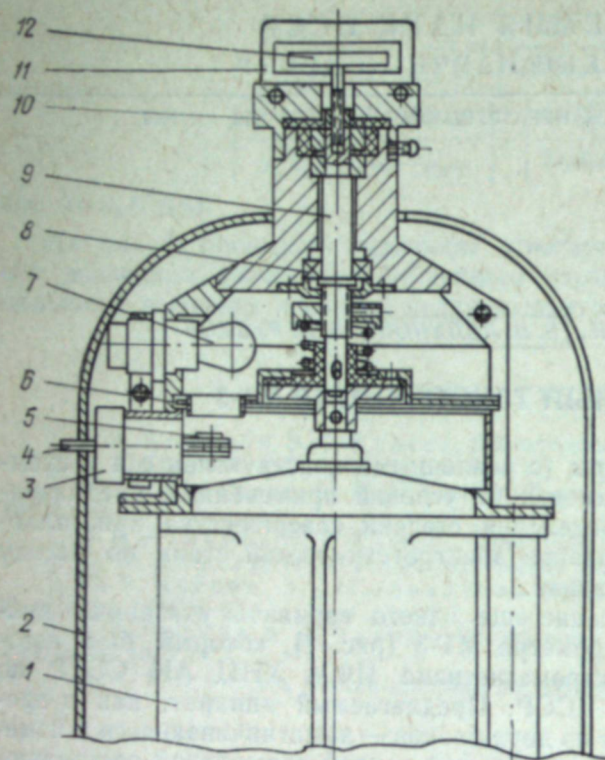


Рис. 2. Схематическое устройство датчика текстурометра.

1 — электродвигатель; 2 — кожух; 3 — подвижный кронштейн; 4 — рычаг кронштейна; 5 — фототриод; 6 — диск с прорезью; 7 — осветительная лампочка; 8 — подшипник; 9 — упругий валик; 10 — платформа; 11 — измерительные катушки; 12 — столик с фиксирующей пружиной для образца.

указанных частот. Таким образом, плавно изменяя частоту генератора, можно выделить из сложного сигнала напряжение соответствующей гармоники. Для стабилизации коэффициента передачи режекторного фильтра, собранного по схеме двойного RC T-образного моста, используется термостат 9, в котором размещен фильтр. Электронное термореле 11 управляет термостатом, работа которого сигнализируется контрольной лампочкой на лицевую панель прибора. После фильтра сигнал, пропорциональный выделенной гармонике, поступит на детектор 14 и после выпрямления измеряется электромагнитным прибором 15.

Порядок измерения образцов и расчет степени совершенства кристаллографической текстуры на данном приборе производится аналогично описанному в работах [1—3].

Технические характеристики магнитного текстурометра МТ-3:

- 1) прибор измеряет 2-ю, 4-ю, 6-ю и 8-ю гармоники исследуемого сигнала;
- 2) частота измеряемых гармоник соответственно 100, 200, 300, 400 Гц;
- 3) пределы измерения напряжений 3, 10, 30, 100, 300 мВ и 1, 3, 10 В;
- 4) погрешность измерения  $\pm 5\%$  от верхнего предела шкалы;
- 5) максимальная толщина измеряемого образца 1,0 мм; диаметр 28 мм;

В измерительной схеме магнитного текстурометра МТ-3 (рис. 3) для повышения точности определения гармоник кривой нормальной составляющей применен гетеродинный метод и дополнительно введены следующие блоки: кольцевой модулятор 5, генератор синусоидального напряжения 7, термостат 9 для режекторного фильтра, термореле 11, стабилизатор анодного напряжения 17 и источник опорного калибровочного напряжения 13.

Сигнал с измерительных обмоток датчика 1 интегрируется усилителем 2 и через attenuator 3 и катодный повторитель 4 подается на кольцевой модулятор 5, где получается сумма и разность частот измеряемого сигнала и генератора синусоидального напряжения. Узкополосный усилитель 8 настроен на промежуточную частоту, равную разности

6) обороты электродвигателя датчика прибора 3000 об/мин;

7) напряженность магнитного поля в месте расположения образца 3000 А/см;

8) напряжение питающей сети 220 В  $\pm 10\%$ , при частоте 50 Гц  $\pm 1\%$  и относительном содержании гармоник не более 5%;

9) в приборе предусмотрен выход на осциллограф для наблюдения за формой исследуемого сигнала;

10) в приборе имеется источник калибровочного напряжения на частоте питающей сети;

11) прибор обеспечивает свои технические характеристики в пределах норм после прогрева в течение 30 мин;

12) максимальное время непрерывной работы — 8 ч;

13) габаритные размеры прибора: измерительный блок 500  $\times$  350  $\times$  240 мм; намагничивающий — 700  $\times$  380  $\times$  360 мм;

14) вес прибора: измерительный блок 30, намагничивающий — 120 кг.

Поскольку текстурометр измеряет значения 2-й, 4-й, 6-й и 8-й гармоники, для более точного определения текстуры можно использовать формулы, полученные с учетом трех констант анизотропии [4]. Значения этих формул для образцов трансформаторной стали, содержащей 3% Si, приведены в работе [5]. При определении текстуры на других магнитных материалах следует пользоваться формулами и значениями констант, соответствующими типу текстур этих материалов и их химическому составу [6].

Магнитный текстурометр МТ-3 удобно использовать для предварительного выбора образцов, предназначенных для рентгеноструктурного или оптического анализа текстуры.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Вдовин, Г. С. Корзуни, Б. К. Соколов. Измерительная техника, 1967, 8, 56.
2. Г. С. Корзуни, В. В. Ляпунов, Б. К. Соколов. Дефектоскопия, 1968, 4, 1.
3. Г. С. Корзуни, В. В. Ляпунов, Б. К. Соколов, В. Д. Лозовой. Там же, 1968, 6, 45.
4. В. В. Дружинин. Физ. металл. и металловед., 1956, 3, 47.
5. Г. С. Корзуни, М. П. Уварова. Там же, 1974, 37, 979.
6. Р. Бозорт. Ферромагнетизм. М., ИЛ, 1948.

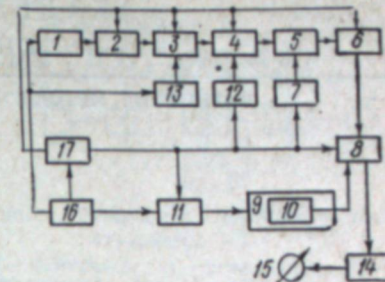


Рис. 3. Блок-схема магнитного текстурометра.

1 — датчик; 2 — интегрирующий усилитель; 3 — аттенюатор; 4 — катодный повторитель; 5 — кольцевой модулятор; 6 — широкополосный усилитель напряжения; 7 — генератор синусоидального напряжения; 8 — узкополосный усилитель; 9 — термостат; 10 — режекторный фильтр; 11 — термореле; 12 — фотодатчик импульсов; 13 — источник калибровочного напряжения; 14 — детектор; 15 — измерительный электромагнитный прибор; 16 — блок питания; 17 — стабилизатор анодного напряжения.



Г. С. КОРЗУНИН, В. И. РУБЦОВ

### УСТРОЙСТВО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО БЛОКА МАГНИТНОГО ТЕКСТУРОМЕТРА МТ-4

Разработан магнитный текстурометр МТ-4, представляющий собой дальнейшую усовершенствованную модификацию аналогичных приборов [1—3], предназначенных для быстрого определения типа и степени совершенства кристаллографической текстуры на образцах листовых магнитных материалов по методу магнитного текстурного анализа.

Прежние варианты приборов имеют различные измерительные схемы и устройства намагничивающего блока (в основном, входящего в этот блок датчика). Магнитный текстурометр МТ-4 принципиально отличается от предшествующей разработки (магнитного текстурометра МТ-3 [3]) измерительным блоком, который можно использовать с любыми намагничивающими системами при условии, что скорость вращения образца в датчике равна 3000 об/мин.

Главная особенность описываемого ниже полупроводникового измерительного блока — наличие микросхем, позволяющих по-новому подойти к конструированию радиоэлектронной аппаратуры. С целью увеличения чувствительности и повышения точности определения амплитуд высших гармоник в данном приборе измеряется непроинтегрированный сигнал, пропорциональный производной нормальной составляющей вектора намагниченности по углу поворота образца  $dI_n/d\varphi$ .

Экспериментальная кривая механического момента достаточно точно описывается следующим выражением:

$$M = I_n H - A_2 \sin 2\varphi + A_4 \sin 4\varphi + A_6 \sin 6\varphi + A_8 \sin 8\varphi. \quad (1)$$

Производная этого выражения по углу:

$$\frac{dI_n}{d\varphi} H = 2A_2 \cos 2\varphi + 4A_4 \cos 4\varphi + 6A_6 \cos 6\varphi + 8A_8 \cos 8\varphi. \quad (2)$$

Таким образом, измеряя производную, мы получаем увеличенные значения амплитуд, что особенно выгодно при измерении 6-й и 8-й гармоник, которые по абсолютной величине на порядок меньше 2-й и 4-й. Кроме уменьшения амплитуд гармоник в  $n$  раз ( $n$  — номер гармоник), операция интегрирования вносит дополнительные погрешности в измерения. Поэтому в данной модели прибора интегратор исключен из измерительной цепи и служит только для получения на экране осциллографа вида кривой  $I_n(\varphi)$ , качественно характеризующей тип текстуры.

Блок-схема прибора приведена на рис. 1, принципиальная — на рис. 2 и 3. Сигнал с измерительных катушек датчика подается на

вход 2 и поступает на attenuator и интегратор. Ввиду того, что последний служит только для индикаторных целей, требования по амплитудной и фазовой погрешности к нему не строги. Он выполнен на микросхеме Мс1. Конденсатор  $C_3$  обеспечивает устойчивую работу микросхемы (аналогичные функции выполняют конденсаторы  $C_5, C_{10}, C_{15}, C_{17}$ ). Интегрирующим конденсатором является  $C_2$ , включенный в цепь отрицательной обратной связи. Резистор  $R_{14}$  предохраняет микросхему от возможных коротких замыканий гнезд «Осц».

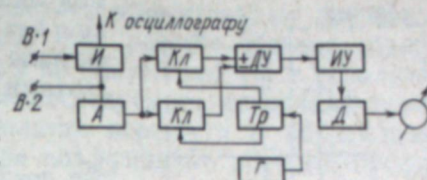


Рис. 1. Блок-схема магнитного текстурометра МТ-4.

И — интегратор; А — attenuator; Кл — электронный ключ; Г — генератор; Тр — триггер; ДУ — дифференциальный усилитель; ИУ — избирательный усилитель; Д — детектор.

Цепь  $R_{15} - R_1$  образует делитель напряжения, с которого при кратковременном освещении фоторезистора  $R_1$ , расположенного в намагничивающем блоке, сформированный импульс напряжения (вход 1) через дифференцирующий конденсатор  $C_4$  передается на выход микросхемы, где складывается с проинтегрированным сигналом от измерительных катушек. При нажатой кнопке  $Кн 1$  на кривой магнитного момента появляется крутой всплеск, обозначающий момент начала поворота образца. Длительность импульса по отношению к периоду сигнала равна примерно  $10^\circ$ .

Сигнал с attenuатора, ослабленный в требуемое число раз, поступает через нормально замкнутые контакты 1—2 реле  $PI$  на электронные ключи, выполненные на полевых транзисторах  $T_1$  и  $T_2$ . Ключи управляются напряжением, снимаемым с плеч симметричного триггера, функцию которого выполняют два логических элемента «2И-НЕ» микросхемы  $Mc_6$  и элементы  $R_{22}, R_{23}, R_{26}, R_7, C_8, C_9$  и  $D_2, D_3$ . Триггер запускается передним фронтом импульсов, генерируемых симметричным мультивибратором, собранным на второй половине микросхемы  $Mc_6$ . Электронные ключи попеременно подключают на равные промежутки времени выход attenuатора к инвертирующему и неинвертирующему входам микросхемы  $Mc_2$ . Высокое входное сопротивление инвертирующего входа, определяемое резистором  $R_{17}$ , позволяет пренебречь погрешностью преобразования, обусловленной разными коэффициентами передачи для инвертирующего и неинвертирующего входов. Из формул

$$K^- = - \frac{R_{16} R_{19}}{R_A R_{17} + R_{19} + R_{17} R_{19}}; \quad (3)$$

$$K^+ = \frac{R_{18} R_{16} + R_{17} + R_{19}}{(R_{17} + R_{19})(R_{18} + R_A)} \quad (4)$$

( $K^-$  и  $K^+$  — коэффициенты передачи для инвертирующего и неинвертирующего входов соответственно;  $R_A$  — выходное сопротивление attenuатора) следует, что  $|K^+| = |K^-|$  с достаточной степенью точности при  $R_{17} \gg R_{19} \gg R_{18}$ :

$$\frac{R_{18}}{R_A + R_{18}} = \frac{R_{16}}{R_{17} + R_{16}}.$$

Таким образом, на выходе  $Mc_2$  исследуемый сигнал оказывается промодулированным сигналом гетеродина. Для исключения комбинационных составляющих на основе четных гармоник гетеродина сигнал



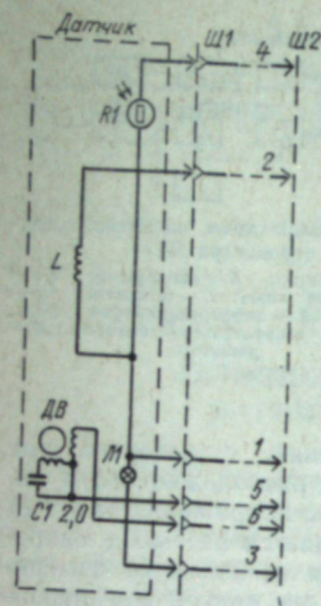


Рис. 3. Электрическая схема датчика.

модуляции формируется триггером, поэтому в нем нет четных гармоник. В модулированном сигнале будут присутствовать гармоники с частотами

$$\pm n f_{\text{сигн}} \pm m f_{\text{тет}},$$

где  $n=2, 4, 6, 8, \dots$ ;  $m=1, 3, 5, 7, \dots$ . По своему действию модулятор при условиях  $Q_{\text{упр.мод}}=2$  и  $|K^+|=|K^-|$  приравнивается к классу кольцевых модуляторов, которые имеют на своем выходе минимум комбинационных гармоник.

С модулятора сигнал поступает на селективный усилитель, который представляет собой два активных RC-фильтра, включенных последовательно и выполненных на микросхемах  $Mc_3$  и  $Mc_4$ . Последовательное включение однотипных избирательных звеньев позволяет увеличить добротность и крутизну скатов амплитудно-частотной характеристики. Фильтр имеет добротность  $Q=16$  при  $f_0=378$  Гц и крутизне скатов  $db/октаву$ .

На микросхеме  $Mc_5$  выполнен амплитудный детектор. Нелинейная отрицательная обратная связь снижает погрешность с начала шкалы, вызванную нелинейностью начального участка детектирования, до величины, меньшей 1%.

Прибор питается от двух однотипных стабилизаторов, включенных последовательно таким образом, чтобы относительно нулевого провода было два одинаковых разнополярных напряжения  $\pm 6$  В. Каждый из стабилизаторов выполнен по классической схеме компенсационного типа. Реле  $P_1$  и  $P_2$  питаются от отдельного однополупериодного выпрямителя  $D_{11}$ . Неоновая лампа  $L_2$  осуществляет индикацию включения прибора.

Для калибровки прибора необходимо нажать кнопку  $Kn_2$ . При этом замкнутся нормально разомкнутые контакты 1—3 реле  $P_1$  и на вход коммутатора поступит постоянное стабилизированное напряжение. Реле  $P_2$  своими контактами 1—3 подключит к задающему генератору цепочку  $R_{36}—R_{37}$ , которая подобрана так, что частота модуляции равна частоте селекции избирательного фильтра. Так как постоянное напряжение стабилизировано, то на выходе модулятора оно имеет разнополярные прямоугольные импульсы с равными положительными и отрицательными амплитудами. Избирательный фильтр выделяет 1-ю гармонику, амплитуда которой также оказывается стабилизированной, а детектор выпрямляет ее. При этом стрелка прибора должна установиться на середине шкалы. При изменении коэффициента преобразования измерительного тракта необходимо откорректировать его потенциометром  $R_{34}$ , обозначенным так же, как и кнопка  $Kn_2$  на лицевой панели «Калибр».

Для измерения  $n$ -й гармоники переключатель  $П_2$  «Гармоники» следует установить в соответствующее положение, включить тумблер  $Вк_1$  «Мотор» и, подбирая необходимый предел аттенюатора  $П_1$ , плавно подстроить потенциометром  $R_{43}$  частоту генератора, добиваясь тем самым максимального показания стрелочного индикатора. Максимум

показаний индикатора будет соответствовать эффективному значению измеряемой гармоники в милливольтках. При расчете степени совершенства кристаллографической текстуры по формулам [4] с использованием значений констант анизотропии исследуемого материала необходимо значения гармоник в милливольтках перевести в абсолютные значения ( $эрг/см^3$ ) путем умножения на коэффициент, который просто получить путем градуировки текстурометра по эталонному образцу. При этом следует учитывать коэффициенты при гармониках (формула (2)), обусловленные измерением непроинтегрированного сигнала.

Описанный прибор позволяет измерять 2-ю, 4-ю, 6-ю и 8-ю гармоники производной нормальной составляющей вектора намагниченности ( $dI_n/dt$ ) в пределах 0,5—1 000 мВ (0—3; 0—10; 0—30; 0—100; 0—300; 0—1 000). При подключении осциллографа можно наблюдать вид функции  $M(\varphi)$ , эквивалентной функции  $I_n(t)$ .

Измерительный блок магнитного текстурометра МТ-4 значительно меньше по габаритам и легче по весу ранее разработанных приборов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Корзунин, В. В. Ляпунов, Б. Г. Соколов. Дефектоскопия, 1968, 4, 1.
2. Г. С. Корзунин, В. В. Ляпунов, Б. К. Соколов, В. Д. Лозовой. Там же, 1968, 6, 45.
3. Г. С. Корзунин, В. В. Ляпунов, В. И. Рубцов. Статья в наст. сб., с. 99.
4. В. В. Дружинин. Физ. металл. и металловед., 1956, 3, 47.



Г. С. КОРЗУНИН, М. П. УВАРОВА

**О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ  
МАГНИТНОГО ТЕКСТУРОМЕТРА ДЛЯ КОНТРОЛЯ  
ИЗОТРОПНОЙ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ СТАЛИ  
И АВТОЛИСТА**

Известные приборы для магнитного анализа кристаллографической текстуры, в том числе и магнитные текстурометры [1], предназначены в основном для определения степени совершенства текстуры магнитных материалов (например, холоднокатаной трансформаторной стали, обладающей резко выраженной (до 90—98%) ребровой текстурой), которая однозначно связана с их высокими магнитными свойствами и служит одной из основных характеристик качества изделий.

Однако существует не менее широкий класс материалов, в которых тип кристаллографической текстуры — значительное препятствие для их использования в промышленности. Так, нелегированная электро-техническая сталь марки Э0300, используемая для изготовления магнитопроводов электродвигателей, в соответствии с ТУ 14-1-122-71 должна иметь минимальную анизотропию магнитной индукции, обусловленную, как известно [2], кристаллографической текстурой.

Анизотропия механических свойств определяется наличием текстуры в автолисте, что в некоторых случаях делает его непригодным к изготовлению деталей методом глубокой вытяжки. Контроль текстуры в таких материалах — важная задача. Его осуществление осложняется

Таблица 1

Значения амплитуд гармоник для образцов электротехнических сталей

Номер образца	Марка стали	Горячекатаная сталь				Номер образца	Марка стали	Холоднокатаная сталь			
		A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	A <sub>6</sub>	A <sub>8</sub>			A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	A <sub>6</sub>	A <sub>8</sub>
1	Э11	12	3,6	0,6	—	8	Э0100	6,2	12	2,5	0,2
2	Э13	6,6	23	4,8	—	11	Э0300	1,6	38	7,2	0,8
3	Э21	7,2	32	6,5	1	12		7	35	7	0,8
4	Э22	11,2	1,85	—	—	13		5,4	26,5	5,2	5,5
5	Э32	4,28	15,4	3,3	—						
6	Э42	4	13	2,5	0,9						
7	Э43	6,6	10,7	2,15	0,71						

тем, что, как правило, текстура этих материалов слабо выражена и многокомпонентна; ее изучение рентгеновским методом трудоемко, а расшифровка полюсных фигур сложных текстур не всегда дает однозначные результаты [3, 4]. Известно [2, 5] сопоставление характеристик нелегированной динамной стали с кривыми механического крутящего момента, получение которых также достаточно трудоемко.

С целью выяснения возможности осуществления оперативного контроля качества изотропных материалов нами исследованы образцы разных марок сталей с помощью магнитного текстурометра [1], который позволяет непосредственно на экране осциллографа наблюдать вид кривой нормальной составляющей вектора намагниченности (эквивалентную кривой механического момента) и анализировать эту кривую путем выделения амплитуд гармоник A<sub>2</sub>, A<sub>4</sub>, A<sub>6</sub>, A<sub>8</sub>.

С помощью специального штампа (диаметр 30 мм) для исследования вырубали образцы из полос горячекатаной электротехнической стали разных марок, холоднокатаной динамной нелегированной стали и автолиста (табл. 2). Приводим результаты измерения с помощью текстурометра (табл. 1; рис. 1—3).

Проведено рентгеновское исследование образцов 15—17 из автолиста на дифрактометре УРС-50И в излучении Со-K<sub>α</sub>. Расшифровка полюсных фигур показала, что в образце 15 очень слабо выражена текстура (111) [112], более интенсивно — (110) [HKI] и среднее — (100) [001]. В образце 16, взятом из хорошо штампуемого металла, средне выражена текстура рассеяния (113)—(100) с направлением [011] и слабо выражена текстура (111) [112]. В образце 17 из плохо штампуемого металла наблюдалась слабая текстура, близкая к (111) [112].

Сравнение кривых механического момента образцов 15—17 (см. рис. 1) показывает существенное различие вида магнитограмм. Четкое количественное различие можно проследить в амплитудах гармоник этих образцов. Кривая механического момента образца 15 содержит в основном 2-ю гармонику, тогда как для образцов 16, 17 преобладает 4-я гармоника. Амплитуда A<sub>2</sub> образца 15 в пять раз больше A<sub>2</sub> образца 16, а A<sub>4</sub> примерно в 10 раз меньше. Вероятно, ход кривой образца 15 обусловлен в основном наличием в нем достаточно интенсивно выра-

Таблица 2

Характеристика исследованных образцов

Номер образца	Марка стали	Толщина, мм	Металлургический завод
Горячекатаная сталь			
1	Э11 (брак)	0,50	Верхисетский
2	Э13	0,50	
3	Э21	0,50	
4	Э22	0,35	
5	Э32	0,35	
6	Э42	0,50	
7	Э43	0,35	
Холоднокатаная сталь			
8	Э0100	0,50	Череповецкий
9		0,55	
10		0,55	
11*	Э0300	0,50	
12*		0,50	
13*		0,48	
14*	М36	0,36	Импортная сталь
Автолист			
15	08Ю	0,50	Череповецкий Ульяновский
16**		1,20	
17***		1,20	

\* Образцы: 11-й — после холодной прокатки; 12-й — после первой, 13-й — после второй термобработки; 14-й — после термобработки.

\*\* Хорошо штампуемый.  
\*\*\* Плохо штампуемый.



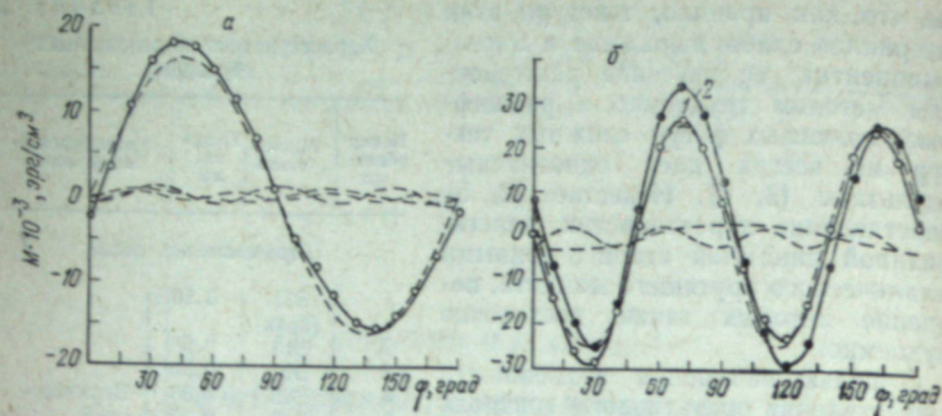


Рис. 1. Кривая механического момента (сплошная линия) для образцов 15 — а, 16 (1) и 17 (2) — б с разложением на гармоники (штриховая).

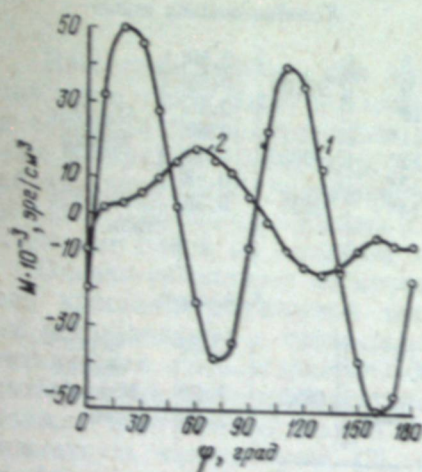


Рис. 2. Кривые механических моментов для образцов 9 (1) и 10 (2) из стали ЭО100.

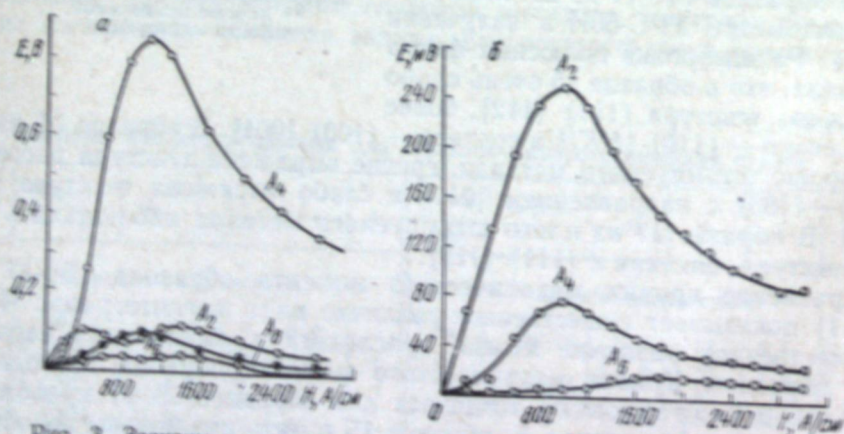


Рис. 3. Зависимость амплитуд гармоник от величины внешнего магнитного поля для образца 9 (а) и 10 (б).  
Объяснения см. в тексте.

женной текстурой компоненты (100) [001]. Сравнивая кривые механических моментов образцов 16 (хорошо штампуемый металл) и 17 (плохо штампуемый), можно сказать, что второй образец имеет большую величину момента (на 30% в точке максимума) и соответственно большую величину 4-й гармоники. Следовательно, кривые механического момента (в особенности амплитуды разных гармоник, которые на текстурометре фиксируются простым отсчетом со стрелочного индикатора) зависят от различных структурных состояний автолита.

Образцы горячекатаной кремнистой и холоднокатаной нелегированной электротехнических сталей имеют в основном слабовыраженную ребровую текстуру и по виду магнитограмм их сложно отличить один от другого. Однако так же, как и в случае с автолитом, наблюдается четкое количественное различие в амплитудах гармоник указанных сталей (табл. 2).

Образцы 9 и 10, вырубленные из листов стали ЭО100, прошедших одинаковую технологию, но взятые от разных плавок, имеют различные кривые механических моментов (рис. 2). Это обусловлено различным содержанием углерода в металле этих плавок [2]. Гармоники данных образцов имеют резкое расхождение в амплитудах (рис. 3). В области максимума кривых (внешнее поле порядка 1000 А/см) 4-я гармоника 9-го образца в десять раз больше, чем 10-го. Это различие еще раз подтверждает связь амплитуд гармоник с определенными структурными состояниями металла, трудно выделяемыми другими способами. Для установления соответствующих корреляций между амплитудами (и, вероятно, фазами) гармоник кривых механического момента с различными многокомпонентными текстурами желательнее провести более детальное дополнительное исследование [6].

Таким образом, проведенные нами исследования некоторых образцов малотекстурованных сталей показывают большие возможности магнитного текстурометра при контроле технологических операций изготовления листовых магнитных материалов и контроля качества готовой продукции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Корзунин, В. В. Ляпунов, Б. К. Соколов, В. Д. Лазовый. Дефектоскопия, 1968, 6, 45.
2. Н. Ш. Гребенник, В. В. Дружинин, Л. В. Миронов, В. Ф. Ярушенка. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, 39, 144.
3. Н. Г. Бочков, В. И. Сладков, Е. С. Поклад. Там же, 1975, 39, 1444.
4. Г. М. Воробьев, О. Н. Штекло, А. М. Серебрянников. Труды Всесоюзной межвузовской конференции по текстуре и рекристаллизации в металлах и сплавах, ч. II. Днепропетровск, 1989, с. 55.
5. Л. В. Миронов, З. Н. Вульфов, М. М. Борозкина, Н. П. Гребенник, П. С. Орехова, Е. А. Тимофеев. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, 39, 1466.
6. В. Р. А. Адамеску, В. К. Євксєєв, Г. С. Корзунин, Ю. Н. Марков. Завод. лабор., 1972, 9, 1163.



Г. С. ЧЕРНОВА, В. П. ТАБАЧНИК, Л. А. ФРИДМАН

### УСТРОЙСТВО ДЛЯ НАРЕЗКИ СЕРДЕЧНИКОВ ФЕРРОЗОНДОВ

Для изготовления дифференциальных феррозондов требуется большая идентичность геометрических размеров сердечников<sup>1</sup>. Трудности при нарезке последних увеличиваются с уменьшением их размеров.

Широко распространены феррозонды с сердечниками из магнитного материала диаметром 0,05—0,3 мм. Существует способ одновременной нарезки большого количества сердечников<sup>2</sup>, обеспечивающий идентичность их длин в пределах 30—50 мкм. При этом требуется сложное оборудование и высокая квалификация обслуживающего персонала. Технология нарезки отличается большой сложностью и трудоемкостью.

Для быстрой нарезки идентичных сердечников можно использовать изготовленное нами устройство (рис. 1). Оно имеет основание (стальная плита размерами 10×160×160 мм), ножи с канавками и ударное приспособление. Ножи изготовлены из закаленной стали У12 и состоят из двух направляющих щечек и скользящего между ними вкладыша. Щечками служат пластины длиной 70 мм и шириной 60 мм, имеющие пазы с болтами для крепления щечек к основанию. За счет пазов щечки могут раздвигаться на разные расстояния, соответствующие ширине сменных вкладышей. Прилегающие к вкладышу части щечек имеют толщину 10 мм, равную толщине вкладышей, а остальная часть щечек толщиной 8 мм.

Вкладыши представляют собой стержни прямоугольного сечения длиной 90 мм, ширина которых задает длину отрезаемого сердечника. В предлагаемом устройстве использовано десять вкладышей шириной 1,5—6 мм, отличающихся друг от друга на 0,5 мм. На щечках и вкладышах под углом ~45° к верхней их плоскости одновременно прорезаны поперечные канавки постоянной глубины (1 мм) и разной ширины (последнее — для расширения возможностей и увеличения срока службы устройства). Одинаковые канавки располагаются попарно, симметрично относительно центра ножей. В устройстве используется 11 канавок разной ширины, расположенных в следующей последовательности: 1-я — 0,5; 2-я — 4-я — 0,35; 5-я — 0,25; 6-я — 0,15; 7-я — 0,25; 8-я — 10-я — 0,35; 11-я — 0,5 мм. Расстояние между канавками

5 мм, направление угла наклона у всех канавок одинаково. Но при работе устройства вкладыши повернуты на 180° относительно щечек для изменения направления наклона канавок. Это предотвращает выброс из канавок отрезков проволоки при нарезке сердечников. Канавки одинаковой ширины совмещаются.

При подготовке устройства к работе выбирается вкладыш нужной ширины и плотно устанавливается между щечками так, чтобы канавки на поверхности щечек и вкладыша совпадали (рис. 2, а). Проволока укладывается в канавки и плавным движением вкладыша опускается на дно канавок (рис. 2, б). Резким сдвигом вкладыша в сторону проволока разрезается одновременно в двух местах. Отрезанный кусочек проволоки, находящийся в канавке вкладыша (рис. 2, в), — искомый сердечник. Для его извлечения можно пользоваться слабым магнитиком, например намагниченной иглой. Сдвиг вкладыша может производиться простейшим ударным приспособлением (см. рис. 1).

Испытания проведены на проволоках (диаметр 0,07; 0,1; 0,2; 0,3 мм) из пермаллоя марок 80НХС и 79НМ, было отрезано около 1 000 сердечников. В основном при испытании устройства использованы проволоки диаметром 0,2 мм. При выборе различных канавок и одного вкладыша, имевшего ширину 4,01 мм, получены одинаковые сердечники длиной 4,13 мм с разбросом, не превышающим 15 мкм. На различных вкладышах в канавке шириной 0,35 мм были нарезаны сердечники разной длины с идентичностью в пределах 15 мкм. Та же идентичность сердечников получена и при нарезке сердечников из проволоки других диаметров.

Следует учесть, что длина сердечника несколько превышает ширину вкладыша, в частности, из-за некоторой короватости соприкасаю-

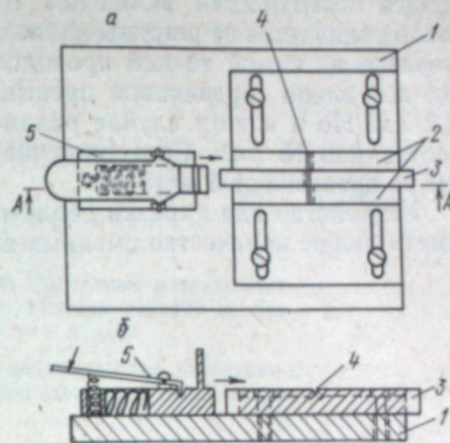


Рис. 1. Устройство для нарезки сердечников феррозондов.

а — вид сверху; б — вид сбоку.  
1 — основание; 2 — щечки; 3 — вкладыш; 4 — канавки; 5 — ударное приспособление.

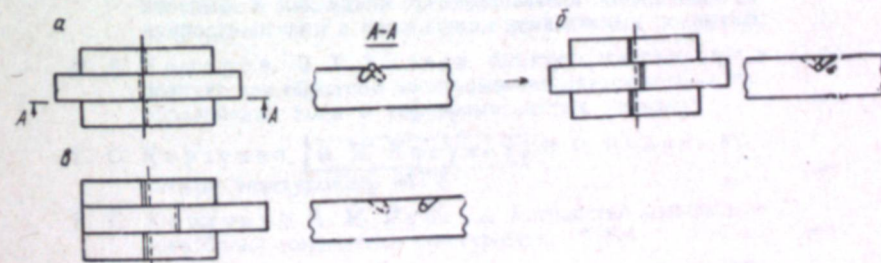


Рис. 2. Последовательность положений канавок вкладыша и щечек в процессе нарезки сердечника.

а — совмещение канавок на поверхности и первоначальная укладка разрезаемой проволоки; б — совмещение нижней части канавок при укладке проволоки на их дно; в — положение канавок после отрезки сердечника.

<sup>1</sup> Ю. В. Афанасьев. Феррозонды. М., «Энергия», 1969, с. 78.

<sup>2</sup> В. Я. Ильичев, П. Д. Шнырев. Дефектоскопия, 1975, 6, 126.



щихся поверхностей вкладыша и щечек. Когда диаметр проволоки мало отличается от ширины канавки, то превышение равно  $\approx 0,1$  мм. При нарезке из самой тонкой проволоки ( $d=0,07$  мм) в канавке шириной 0,5 мм длина сердечников превышает ширину вкладыша примерно на 0,2 мм. Но и в этом случае различие в длине нарезанных сердечников составляло 15 мкм. Срез сердечников практически идентичен, заусеницы не превышают 5 мкм.

Устройство для нарезки сердечников просто в изготовлении и может иметь любое количество сменных вкладышей.

## СОДЕРЖАНИЕ

М. Н. Михеев, Э. С. Горкунов. Магнитные методы контроля закалки и последующего отпуска изделий из низколегированных конструкционных сталей . . . . .	3
Г. В. Бидя. О корреляции между механическими свойствами и коэрцитивной силой малоуглеродистых и низколегированных сталей . . . . .	15
М. Н. Михеев, В. М. Морозова, А. П. Морозов, Б. М. Неизвестнов, Г. В. Суриц, Г. Н. Захарова. Коэрцитиметрические методы контроля качества термических и химико-термических обработок стальных и чугуновых изделий . . . . .	30
В. П. Табачник, Л. А. Фридман, Г. С. Чернова. Контроль изделий в области индукции насыщения с помощью приставного электромагнита . . . . .	38
В. А. Захаров, В. С. Пономарев, В. М. Францевич. О функциональных возможностях приборов с приставным магнитным устройством . . . . .	43
В. Е. Щербинин, А. И. Пашагин, Н. П. Бенклевская. Некоторые способы разделения наружных и внутренних дефектов изделий при магнитном контроле . . . . .	49
В. Е. Щербинин, А. И. Пашагин. Плотность поверхностных зарядов на гранях дефектов типа трещин . . . . .	54
М. Л. Шур. Поле цилиндрического дефекта в стенке трубы, намагничиваемой постоянным током на ее оси . . . . .	58
Г. Г. Глинских, А. И. Пашагин, Б. А. Филиппов, В. Е. Щербинин. Исследование полюсного намагничивания применительно к контролю качества электросварных труб . . . . .	68
С. П. Михайлов. О влиянии нормальной составляющей локального поля на его отображение магнитной лентой . . . . .	75
В. А. Сандовский, В. М. Барабашкин. Сопротивление, вносимое в накладной преобразователь проводящим полупространством с проводящим немагнитным покрытием . . . . .	86
В. А. Комаров, В. Г. Кулеев. Электромагнитное поле в воздухе при обратном электромагнитоакустическом преобразовании волны в неферромагнитных металлах . . . . .	91
Г. С. Корзунин, [В. В. Ляпунов], В. И. Рубцов. Магнитный текстурометр МТ-3 . . . . .	99
Г. С. Корзунин, В. И. Рубцов. Устройство измерительного блока магнитного текстурометра МТ-4 . . . . .	102
Г. С. Корзунин, М. П. Уварова. О возможности использования магнитного текстурометра для контроля изотропной электротехнической стали и автолиста . . . . .	106
Г. С. Чернова, В. П. Табачник, Л. А. Фридман. Устройство для нарезки сердечников феррозондов . . . . .	110



УДК 620.179.14

**Магнитные методы контроля закалки и последующего отпуска изделий из низколегированных конструкционных сталей.** Михеев М. Н., Горкунов Л. С. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Дан обзор способов контроля качества изделий из конструкционных сталей после закалки и средне- или высокотемпературного отпуска. Подробно рассмотрены способы контроля по двум параметрам — коэрцитивной силе и электромагнитным потерям, а также остаточной намагниченности.

Приведены результаты исследования магнитных свойств сталей 18ХНВА, 30ХГСА, 34ХНЗМ, 40Х, 60С2А и У9А. Установлено, что релаксационная коэрцитивная сила монотонно изменяется с температурой отпуска низколегированных среднеуглеродистых конструкционных сталей и может быть использована для контроля твердости закаленных и отпущенных изделий.

Иллюстр. 7. Библ. 35 назв.

УДК 620.179.14

**О корреляции между механическими свойствами и коэрцитивной силой малоуглеродистых и низколегированных сталей.** Бида Г. В. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Рассмотрено влияние структуры, химического состава, технологии выплавки и прокатки изделий из малоуглеродистых и низколегированных сталей на прочностные и пластичные свойства, а также на коэрцитивную силу.

Таблиц 1. Иллюстр. 2. Библ. 66 назв.

УДК 620.179.14

**Коэрцитиметрические методы контроля качества термических и химико-термических обработок стальных и чугунных изделий.** Михеев М. Н., Морозова В. М., Морозов А. П., Неизвестнов Б. М., Сурин Г. В., Захарова Г. Н. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Обсуждены физические основы и границы применимости неразрушающих коэрцитиметрических методов контроля качества термических и химико-термических обработок стальных и чугунных изделий. Исследованы механические, электрические и магнитные свойства сталей 25ХГСА, ШХ15, 18ХНМА, 40Х, СП33, 2Х13 в зависимости от температуры закалки. Изучены магнитные свойства цементированных и азотированных слоев на стальных изделиях. Описан коэрцитиметр КИФМ-1 и некоторые результаты его применения.

Таблиц 5. Иллюстр. 7. Библ. 21 назв.

УДК 620.179.14

**Контроль изделий в области индукции насыщения с помощью приставного электромагнита.** Табачник В. П., Фридман Л. А., Чернова Г. С. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Исследована возможность контроля изделий в области индукции насыщения при их намагничивании с помощью приставного электромагнита. Дана практическая реализация способа контроля пластины из стали ШХ15.

Иллюстр. 5. Библ. 3 назв.

УДК 620.179.14

**О функциональных возможностях приборов с приставным магнитным устройством.** Захаров В. А., Пономарев В. С., Францевич В. М. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Описано приставное магнитное устройство с нуль-индикатором, вынесенным за пределы магнитопровода. Исследована зависимость показаний приборов от проницаемости изделий на спинке петли гистерезиса.

Иллюстр. 5. Библ. 9 назв.

УДК 620.179.14

**Некоторые способы разделения наружных и внутренних дефектов изделий при магнитном контроле.** Щербинин В. Е., Пашагин А. И., Бенклевская Н. П. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Дан обзор способов, позволяющих с помощью магнитостатических методов контроля установить глубину нахождения дефекта. Указаны преимущества и недостатки различных способов.

Иллюстр. 2. Библ. 9 назв.

УДК 620.179.14

**Плотность поверхностных зарядов на гранях дефектов типа трещин.** Щербинин В. Е., Пашагин А. И. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Рассмотрен эллипсоид, помещенный в ферромагнитную среду, кривая намагничивания которой описывается с помощью кусочно-линейной аппроксимации. Выведены формулы, связывающие величину поля дефекта с его размерами и магнитной проницаемостью. Экспериментально показано, что полученные формулы хорошо описывают зависимость плотности зарядов на гранях дефекта от магнитного состояния изделия.

Иллюстр. 3. Библ. 6 назв.

УДК 620.179.14

**Поле цилиндрического дефекта в стенке трубы, намагничиваемой постоянным током на ее оси.** Шур М. Л. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Методом зеркальных отображений найдено поле цилиндрического дефекта в стенке магнитной трубы ( $\mu = \text{const}$ ), которая намагничивается постоянным током, протекающим по ее оси. Учтены отображения тока на наружной и внутренней стенках трубы, а также границей раздела труба — дефект. Решения получены в виде сумм, которые подсчитаны с различной степенью точности на ЭВМ. Выполнены расчеты и приведены графики, показывающие влияние кривизны поверхностей трубы (в отличие от задачи для плоскопараллельной пластины).

Иллюстр. 2. Библ. 2 назв.

УДК 620.179.14

**Исследование полюсного намагничивания применительно к контролю качества электросварных труб.** Глинских Г. Г., Пашагин А. И., Филиппов Б. А., Щербинин В. Е. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Дан расчет индукции в трубе при полюсном намагничивании методом учета магнитных сопротивлений. Изучено поле над трубой при различных условиях намагничивания. Исследовано поле шва электросварной трубы и поле дефекта в шве.

Иллюстр. 8. Библ. 5 назв.

УДК 620.179.14

**О влиянии нормальной составляющей локального поля на его отображение магнитной лентой.** Михайлов С. П. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

При отображении локального магнитного поля на ферромагнитной ленте наблюдается асимметрия отпечатка с двух сторон ленты. Графоаналитическим методом произведен расчет, в котором учтены поверхностные заряды, образующиеся на противоположных сторонах ленты под действием нормальной составляющей записываемого поля. Результаты расчета позволяют



инет обобщить указанные выше асимметрии. Они сравнены с экспериментом и локализируют различие совпадения.

Таблицы: 1. Иллюстр. 4. Библ. 36 назв.

УДК 620.179.14

Сопротивление, индукция и капацитивная преобразователь проводящим полупространством с проводящим немагнитным покрытием. Савиловский В. А., Варабашвили В. М. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Для приближенный расчет топографов носимых сопротивлений в капацитивной преобразователь проводящим полупространством с проводящим немагнитным покрытием. Расчет значительно более точен, чем предложенные ранее, и вместе с тем достаточно прост для практического использования. Приведены таблицы с помощью которых возможно свести к минимуму затраты при расчетах.

Таблицы: 1. Иллюстр. 2. Библ. 3 назв.

УДК 620.179.16

Электромагнитное поле в воздухе при обратном электромагнитноакустическом преобразовании волн в ферромагнитных металлах. Комаров В. А., Куржова В. Г. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Рассмотрены задачи о вычислении электромагнитного поля, которое возникает у границы раздела сред при отражении от нее возбужденных упругих колебаний (обратное ЭМА-преобразование) по волновой модели упругоэлектрической взаимосвязи между электромагнитными и упругими волнами. Подобная модель дает наиболее полное описание явлений. В результате расчета определены основные закономерности двойного преобразования электромагнитных волн — упругих волн — электромагнитная волна при возбуждении упругоподобных волн под углом к поверхности металла. Приведены топографы описательных амплитуд волн при различных значениях обобщенных параметров и величины поляризующего магнитного поля.

Иллюстр. 3. Библ. 8 назв.

УДК 620.179.14

Магнитный текстурометр МТ-3. Корзунин Г. С., Дьянов В. В., Рубцов В. И. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Приводятся краткое описание и технические характеристики прибора, которые позволяют на экране осциллографа наблюдать вид кривой нормальной составляющей вектора намагниченности, характеризующей тип кристаллографической текстуры, и определять степень совершенства последней путем выделения из указанной кривой амплитуд четных гармоник и последующего расчета по формулам с привлечением значений констант анизотропии.

Магнитный текстурометр МТ-3 отличается от предыдущих вариантов аналогичных приборов усовершенствованной конструкцией намагничивающего блока и датчика, а также более надежной измерительной схемой.

Иллюстр. 3. Библ. 6 назв.

УДК 620.179.14

Устройство измерительного блока магнитного текстурометра МТ-4. Корзунин Г. С., Рубцов В. И. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Приводится описание измерительной схемы магнитного текстурометра МТ-4, отличающейся от схем предыдущих разработок тем, что она выполнена на полупроводниках с широким использованием микросхем. Измерительный блок описываемого текстурометра может быть использован с любой ранее разработанной намагничивающей системой. Он надежнее в эксплуатации, значительно меньше по габаритам и весу.

Иллюстр. 3. Библ. 4 назв.

УДК 620.179.14

О возможности использования магнитного текстурометра для контроля изотропной электротехнической стали и автолиста. Корзунин Г. С., Уварова М. П. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

На примере исследования различных марок горячекатаной электротехнической стали, динамной холоднокатаной стали марок Э0100, Э0300 и образцов разноштампемого автолиста показано, что для контроля качества этих материалов или контроля правильности ведения технологических операций их изготовления выгодно использовать магнитные текстурометры, разрабатываемые в ИФМ УНЦ АН СССР.

Таблиц 2. Иллюстр. 3. Библ. 6 назв.

УДК 620.179.14

Устройство для нарезки сердечников феррозондов. Чернова Г. С., Табачник В. П., Фридман Л. А. «Магнитные методы неразрушающего контроля». Свердловск, 1979 (УНЦ АН СССР).

Описано устройство, позволяющее нарезать идентичные по размерам сердечники феррозондов. Для изготовления сердечников может быть использована проволока или плющенка малых сечений.

Иллюстр. 2. Библ. 2 назв.



## ВЫШЕЛ В СВЕТ

сборник научных статей сотрудников Отдела физики полимеров УНЦ АН СССР

**Движение гетерогенных сред в сильном магнитном поле.**  
10 п. л. Цена 1 р.

Сборник является результатом работы сотрудников лаборатории физической гидродинамики отдела физики полимеров УНЦ АН СССР. В нем изложены исследования поведения гетерогенных сред, а также магнитных порошковых материалов и суспензий в сильных магнитных полях. Большинство статей имеют прикладную направленность. Результаты, изложенные в них, найдут применение в металлургии, энергетике и технике сильных магнитных полей.

Сборник предназначен для инженерно-технических работников и специалистов, занимающихся прикладной магнитной гидродинамикой.

*Заявки направлять по адресу:*  
г. Свердловск, ГСП-169, ул. Первомайская, 91.  
РИСО УНЦ АН СССР.

## ВЫШЕЛ В СВЕТ

сборник научных статей сотрудников Института металлургии УНЦ АН СССР

**Физико-химические свойства металлургических расплавов.**  
9 п. л. Цена 90 коп.

В сборнике рассмотрены вопросы применения полимерной модели к жидким металлам и силикатам. Дана оценка физико-химических свойств расплавов с позиций кластерной модели и рассмотрены свойства жидких сплавов щелочноземельных металлов с алюминием. Приведены результаты изучения процессов на межфазной границе жидкий металл — газ в электрическом поле, освещена роль жидкой фазы при окислении ванадийсодержащих конвертерных шлаков и дан анализ процессов пирометаллургической переработки фосфористого ниобийсодержащего сырья.

Сборник предназначен для научных и инженерно-технических работников металлургической промышленности и физико-химиков, работающих в области высокотемпературных расплавов. Он будет полезен также студентам и аспирантам соответствующих специальностей.

*Заявки направлять по адресу:*  
г. Свердловск, ГСП-169, ул. Первомайская, 91.  
РИСО УНЦ АН СССР.



**МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ  
НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ**

Труды Института Физики металлов  
УНЦ АН СССР, вып. 37

*Утверждено к печати  
Редакционно-издательским советом  
Уральского научного центра АН СССР*

Редактор Л. Н. Петленко  
Обложка художника М. Н. Гарипова  
Техн. редактор Н. Р. Рабинович  
Корректоры И. М. Мигачёва, Е. М. Бородулина

---

РИСО УНЦ 917-1(79)	Сдано в набор 26.12.78.		
НС 14230.	Подписано к печати 13.12.79.		
70x100 <sup>1/16</sup> .	Усл.-печ. л. 9,75	Уч.-изд. л. 10,2.	Формат
типографская № 1.	Тираж 1000 экз.	Заказ 49.	
	Цена 1 р. 20 к.		

---

РИСО УНЦ АН СССР, Свердловск, ГСП-169,  
Первомайская, 91  
Типография изд-ва «Уральский рабочий»,  
Свердловск, просп. Ленина, 49



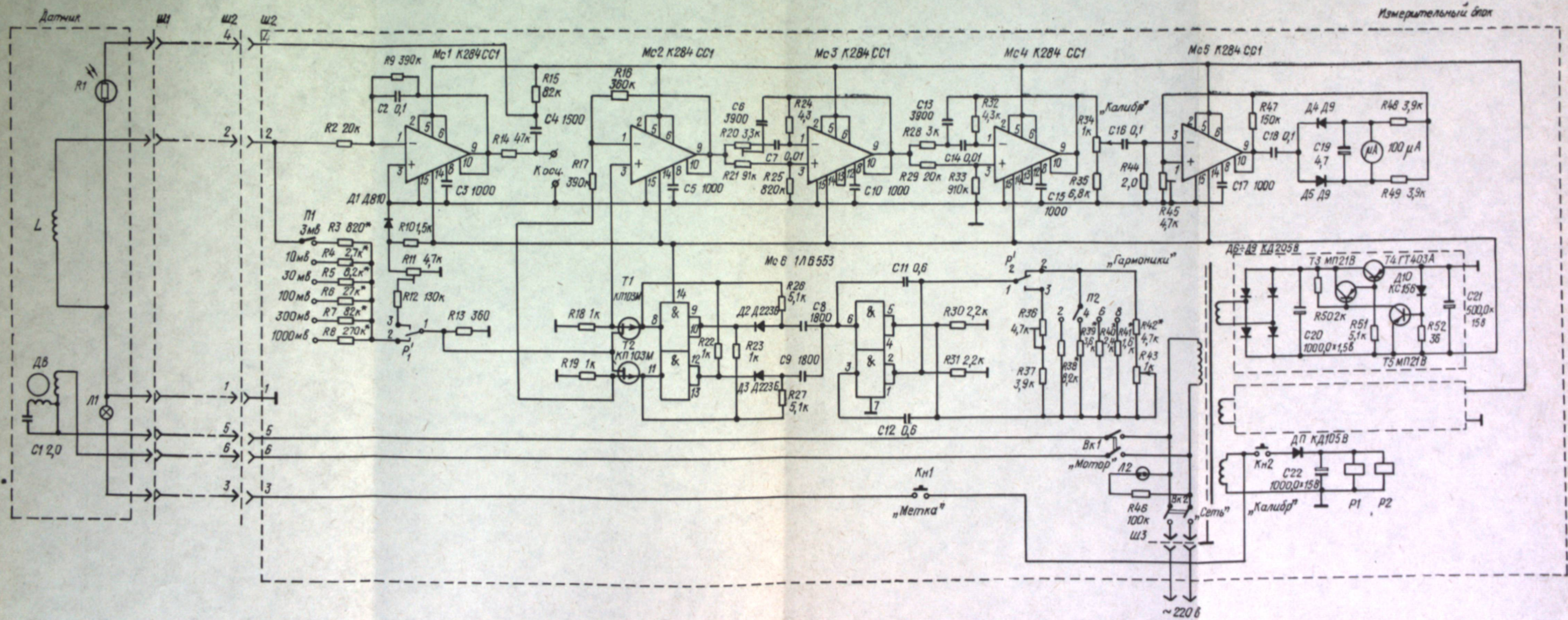


Рис. 2. Принципиальная схема измерительного блока текстурометра.



1257