

электростатическими измерительными механизмами. Диссертация. Куйбышевский политехнический институт, 1965.

3. Миролюбов Н. Н., Костенко М. В. Методы расчета электростатических полей. «Высшая школа», 1963.

4. Копенфельс В., Штальман Ф. Практика конформных отображений. ИИЛ, М., 1963.

5. Фукс Б. А., Шабат Б. В. Функции комплексного переменного и некоторые их приложения. Физматгиз, 1964.

Г. К. АНДРОСОВ, В. В. ПОПОВА

ИЗМЕРЕНИЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ В СТАЛЬНЫХ ДЕТАЛЯХ МАГНИТОШУМОВЫМ МЕТОДОМ

Одним из эффективных способов, широко используемых в авиационной промышленности для повышения усталостной прочности стальных деталей, является поверхностное упрочнение посредством наклепа. В результате наклепа на поверхности детали создается деформированный слой глубиной 0,4—0,8 мм, отличающийся повышенной твердостью и наличием внутренних сжимающих напряжений. Существующие методы контроля глубины наклепа и величины упругих напряжений в силу ряда причин не могут полностью удовлетворить запросы промышленности.

В настоящей работе приводятся результаты исследования возможности контроля упругих напряжений в стальных деталях магнитошумовым методом, основанным на анализе шумов циклического перемагничивания. Известно, что при перемагничивании ферромагнитных материалов наряду с обратимыми процессами смещения доменных границ и вращения векторов спонтанной намагниченности происходят и необратимые процессы скачкообразного изменения намагниченности локальных объемов [1]. В ряде работ были проведены исследования влияния упругих напряжений на спектр магнитных шумов, порождаемых скачками намагниченности, которые показали, что наличие растягивающих напряжений в ферромагнитных материалах с положительной магнитострикцией вызывает увеличение скачков Баркгаузена, а с отрицательной — уменьшение [2, 3]. К сожалению, результаты этих исследований нельзя непосредственно использовать для разработки способа контроля упругих напряжений в наклепанном слое, так как все измерения были проведены на образцах из никеля или железоникелевых сплавов, выполненных в виде длинной и очень тонкой (0,1—0,2 мм) проволоки, имеющих специфическую доменную структуру и слабо выраженное экранирующее влияние вихревых токов.

С целью максимального приближения к условиям неразрушающего контроля в данной работе использовались массивные плоские образцы размером $200 \times 80 \times 10$ мм³ из стали 30ХГСА

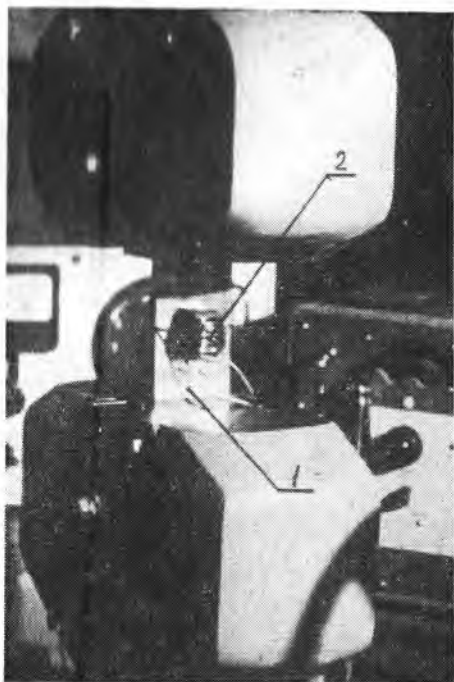


Рис. 1. Установка для исследования влияния упругих напряжений на величину магнитных шумов:

1 — массивный образец; 2 — датчик

ного датчика, наведенной флуктуирующими скачками намагниченности. Из спектральной характеристики, приведенной на рис. 3, видно, что упругие напряжения не влияют на форму спектра магнитных шумов, поэтому дальнейшие измерения проводились на одной частоте $f_0 = 150$ кГц при полосе пропускания анализатора спектра $2\Delta f = 200$ гц.

Использование накладных датчиков и плоских массивных образцов позволило произвести исследование влияния упругих напряжений на эффект Баркгаузена как при совпадении направления перемагничивания с направлением механических напряжений, так и при их взаимной перпендикулярности. Из приве-

(1, рис. 1). Для создания упругих деформаций образцы растягивались с помощью УИМ типа ZDMI 30 тонн (рис. 1). Регистрация магнитных шумов производилась по методу, разработанному инженером Васильевым [4]), с помощью накладного индукционного датчика (2, рис. 1), позволяющего практически полностью подавить дискретную компоненту спектра циклического перемагничивания. Перемагничивание локального участка поверхности массивного образца производили с помощью U-образного электромагнита. Для измерения спектральной плотности магнитных шумов использовали стандартный анализатор спектра типа С5-2, на входе которого был включен малозумящий широкополосный усилитель.

На рис. 2 приведена осциллограмма э. д. с. наклад-

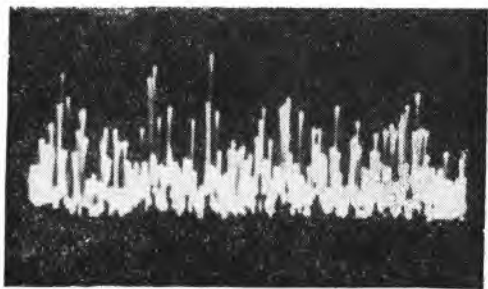


Рис. 2. Осциллограмма э. д. с. накладного датчика, наведенная скачками намагниченности

денных на рис. 4 кри-
вых видно, что при сов-
падении векторов пере-
магничивающего поля
и упругих напряжений
максимум интенсив-
ности магнитных шумов
сдвигается в сторо-
пу меньших внешних
полей, а при перпенди-
кулярном перемагничи-
вании максимум спек-
тральной плотности по-
лучается при гораздо
больших перемагничи-
вающих полях. Это,
очевидно, является
следствием того, что
растяжение образцов

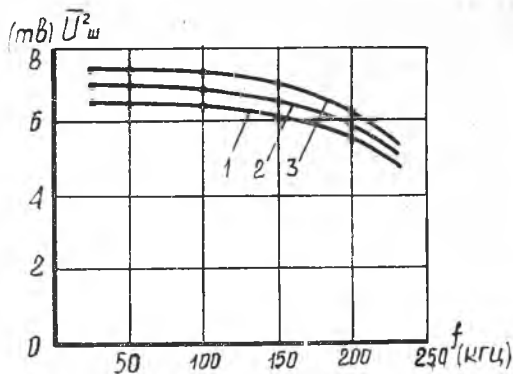


Рис. 3. Зависимость спектра магнитных шумов от величины растягивающих напряжений:

Кривые 1—3 соответствуют нагрузкам 0; 5; 10 кг/мм²

сопровождается появлением оси легкого намагничивания, что способствует более быстрому намагничиванию при совпадении внешнего поля с направлением растягивающих напряжений [5]. Кроме того, в этом случае основная масса скачков носит характер 180-градусного разворота либо однонаправленного роста зародышей обратной намагниченности, что и является причиной резкого роста интенсивности шумов при малых и средних значениях внешнего поля. Но эти же процессы можно рассматривать и как некоторые упорядочения процесса намагничивания: в силь-

ных полях интенсивность магнитных шумов в случае параллельного намагничивания меньше, чем при перпендикулярном.

Полученные результаты показывают возможность измерения упругих напряжений в наклепанных слоях массивных ферромагнитных деталей. Кроме того, как видно из рис. 4, измеряя интенсивность магнитных шумов при перемещении датчика по поверхности ферромагнитной детали, находящейся в сло-

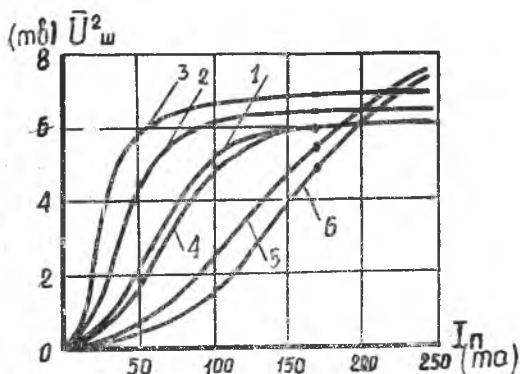


Рис. 4. Влияние упругих напряжений на интенсивность магнитных шумов:

кривые 1—3 — вектор напряженности перемагничивающего поля параллелен растягивающим напряжениям величиной 0; 5; 10 кг/мм² соответственно, кривые 4—6 — поле перпендикулярно растягивающим напряжениям

жном напряженном состоянии, можно построить картину распределения напряжений в поверхностных слоях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971.
2. Бозорт Р. Ферромагнетизм. ИИЛ, М., 1956.
3. Колачевский Н. Н. Физика металлов и металловедение. II, № 2, 211, (1961).
4. Пустынный В. Г., Васильев В. М. Дефектоскопия. № 4, 1973.
5. Шульце Г. Металлофизика. Изд. «Мир», М., 1971.

В. Е. ШАТЕРНИКОВ

ВЫВОД УРАВНЕНИЙ ГЕЛЬМГОЛЬЦА ДЛЯ ВЕКТОРНОГО ПОТЕНЦИАЛА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В СФЕРОИДАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ КООРДИНАТ

Для расчета электромагнитного поля системы «круговой контур с током — электропроводящий сфероид» выберем систему координат сплюсненного сфероида (ξ, η, φ) , которая связана с декартовой (x, y, z) следующими соотношениями [1]:

$$\begin{aligned} x &= a\sqrt{(\xi^2 + 1)(1 - \eta^2)} \cos \varphi, \\ y &= a\sqrt{(\xi^2 + 1)(1 - \eta^2)} \sin \varphi, \\ z &= a\eta\xi \end{aligned} \quad (1)$$

где $0 \leq \xi \leq \infty$, $-1 \leq \eta \leq +1$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

В этом случае граничные условия упрощаются и задача является осесимметричной. В данной системе координат имеется только одна составляющая стороннего тока и векторного потенциала: $\bar{A} = \bar{Q}_\varphi \bar{A}_\varphi$. Электромагнитное поле описывается неоднородным векторным уравнением Гельмгольца:

$$\Delta \bar{A} + k^2 \bar{A} = -\mu_0 \mu_1 j_{ст}, \quad (2)$$

где $k^2 = -i\mu_0 \mu_2 \sigma_2 \omega$,

$j_{ст}$ — плотность стороннего тока. Для вывода этого уравнения в сфероидальной системе координат необходимо получить выражение для Лапласиана вектор-потенциала A в данной системе, так как в известной литературе имеются формулы « Δ » только для декартовой, цилиндрической и сферической системы координат [2]. Лапласиан от векторной функции A определяется формулой:

$$\Delta \bar{A} = \text{grad}(\text{div} \bar{A}) - \text{rot}(\text{rot} \bar{A}). \quad (3)$$