



*In this paper, a model describing the mechanism of hardening steels in a pulsed magnetic field is provided. The model is based on the consideration of induction currents in the grain bulk ferrite, on the surface of the workpiece near the inductor. The influence of doping efficiency of the process of hardening is established.*

А. В. АЛИФАНОВ, Ж. А. ПОПОВА, БарГУ, Н. М. ЦИОНЕНКО, БГПУ им. М. ТАНКА

УДК 621.923.7

## МЕХАНИЗМ УПРОЧНЕНИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЕЙ В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

### Введение

Задачи, решаемые современным производством, диктуются повышением надежности и долговечности изделий, а также условиями ресурсосбережения. Такой подход требует создания металлических материалов, обладающих комплексом высоких эксплуатационных свойств. Поэтому на данном этапе актуально совершенствование существующих и создание принципиально новых технологий обработки металлов и сплавов [1–3]. В настоящее время повышенный интерес привлекают методы, позволяющие локализовать высокоэнергетическое воздействие на поверхность обрабатываемого материала, что расширяет и дополняет возможности традиционных способов обработки металлических материалов.

Одним из методов, обеспечивающих улучшение эксплуатационных свойств поверхности обрабатываемого материала, является магнитно-импульсное упрочнение. Ввиду высокой технологичности данный метод интенсивно исследуется и внедряется в производство [4].

Экспериментальные данные свидетельствуют о влиянии магнитных полей на изменение структуры и свойств металлов и сплавов. При этом для сталей наблюдается как деформация зерен феррита на поверхности обрабатываемой заготовки, так и увеличение объема карбидных фаз, перераспределение примесей по объему зерна и в области между зернами [5, 6].

Описание физической сущности метода поверхностного упрочнения сплавов заключается в рассмотрении вихревых токов большой плотности [7, 8], возникающих в переменном магнитном поле. Однако конечная модель, которая позволит с достаточной достоверностью описать процессы, происходящие в поверхностном слое металла (разогрев до температур фазового превращения, возникновение пластических деформаций, образова-

ние мелкодисперсной структуры), на данный момент не построена.

Целью настоящей работы является построение модели, описывающей процессы, происходящие в металлах при магнитно-импульсном воздействии, и позволяющей проанализировать влияние параметров обработки и свойств материала на упрочнение образца.

### Построение и анализ модели

#### Модель, описывающая воздействие на однородный материал

В первом приближении рассмотрим однородный металлический немагнитный образец (медь, алюминий, сплавы на их основе), помещенный в магнитное поле напряженностью  $\vec{H}$ , возрастающее с течением времени (рис. 1).

В случае, когда магнитное поле, создаваемое индуктором, расположенным вблизи образца, изменяется, возникает вихревое электрическое поле и ЭДС индукции определяется законом электромагнитной индукции:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (1)$$

где магнитный поток  $\Phi$  в случае однородного поля напряженностью  $\vec{H}$ , направленной перпендикулярно поверхности, равен:

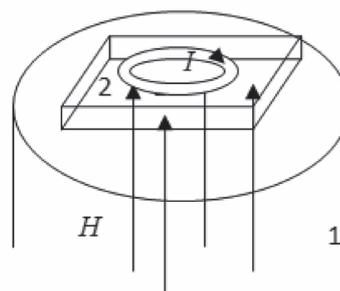


Рис. 1. Возникновение индукционных токов в образце:  
1 – индуктор; 2 – заготовка

$$\Phi = \int_s \mu\mu_0 H dS = \pi\mu\mu_0 H r^2,$$

и интеграл берется по площади, охватываемой контуром радиуса  $r$ , в котором возникает индукционный ток ( $\mu$  – магнитная проницаемость среды, близкая к единице,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная в системе СИ). Знак минус в формуле (1) определяет направление индукционного тока, силу которого можно определить в соответствии с законом Ома:

$$I = \frac{|\varepsilon|}{R}, \quad (2)$$

где  $R = \rho \frac{l}{\Delta S} = \rho \frac{2\pi r}{\Delta r \Delta h}$  – сопротивление кольцевого участка, шириной кольца  $\Delta r$  и высотой  $\Delta h$ ;  $\rho$  – удельное сопротивление образца;  $r$  – радиус кольца, по которому протекает индукционный ток. Окончательно, используя формулы (1) и (2) для плотности вихревого тока  $j = \frac{I}{\Delta r \Delta h}$ , получаем:

$$j = \frac{\mu\mu_0 r}{2\rho} \frac{dH}{dt}. \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что с увеличением скорости нарастания напряженности магнитного поля  $\frac{dH}{dt}$ , создаваемого индуктором, так же как и при увеличении радиуса вихревого тока, его плотность возрастает. При этом линии тока представляют собой концентрические окружности, расположенные в плоскостях, параллельных поверхности образца и перпендикулярно силовым линиям магнитного поля индуктора.

Модуль напряженности магнитного поля  $\vec{H}_1$ , создаваемого вихревым током в центре витка, определяется формулой  $H_1 = \frac{I}{2r}$ . Тогда, учитывая однородность материала заготовки и однородность магнитного поля, создаваемого индуктором, для величины  $H_1$  из формулы (3) получаем [7]:

$$H_1 = \frac{\mu\mu_0}{4\rho} \frac{dH}{dt} \Delta r \Delta h. \quad (4)$$

Направление вектора  $\vec{H}_1$  противоположно направлению вектора  $\vec{H}$  при нарастании тока в индукторе, и результирующее магнитное поле вблизи поверхности, определяемое в соответствии с принципом суперпозиции:  $\vec{H}_0 = \vec{H} + \vec{H}_1$ , уже не будет однородным. Оно сохраняет осевую симметрию и минимальное значение достигается в центре поверхности образца, обращенной к индуктору. В результате функция  $H_0(r, h, t)$  может быть представлена в виде:

$$H_0(r, h, t) = H_{0h}(h)H_{0r}(r)H_{0t}(t).$$

Переходя в выражении (4) к бесконечно малым величинам  $dh$  и  $dr$ , получаем дифференциальное уравнение для определения зависимости напряженности результирующего магнитного поля от глубины проникновения в материал образца:

$$\frac{d^2(H_{0h}(h)H_{0t}(t))}{dh^2} = \frac{\mu\mu_0}{\rho} \frac{d(H_{0h}(h)H_{0t}(t))}{dt}. \quad (5)$$

Временная зависимость  $\frac{dH}{dt}$ , характеризующая нарастание магнитного поля индуктора, определяется для немагнитных материалов периодом колебаний, возникающих при разрядке батареи конденсаторов емкостью  $C$ , поскольку в данном случае индуктивность магнитной цепи  $L$  мала. Полагая

$$H_{0t}(t) = H_t(t) = H_{\max}(\exp(i\omega t)),$$

где  $\omega = (\sqrt{LC})^{-1}$  – циклическая частота колебаний контура, при граничном условии  $H_{0h}(0) = H_{\max}$ , получаем решение уравнения (5) в виде [3]:

$$H_0(r, h, t) = H_{\max}(r)(\exp(-\alpha h))\sin(\omega t - \alpha h), \quad (6)$$

где  $\alpha = \sqrt{\frac{\mu\mu_0\omega}{2\rho}}$  – величина, обратная толщине скин-слоя в металле.

Потенциальная энергия контура с током в магнитном поле определяется формулой:

$$W = -\pi\mu\mu_0 H_0 I r^2. \quad (7)$$

Знак минус в формуле (7) связан с тем, что нормаль к контуру направлена противоположно вектору магнитного поля. Сила, действующая на контур в неоднородном магнитном поле, в данном случае направлена внутрь образца и определяется соотношением:

$$F_h = -\frac{\partial W}{\partial h}.$$

Используя формулу (3), приходим к выводу, что плотность тока также изменяется с глубиной, причем функциональная зависимость от глубины аналогична (6). Тогда для усредненного по времени давления, оказываемого магнитным полем на поверхность образца, получаем следующее выражение:

$$\langle p(h) \rangle_t = \frac{\mu\mu_0}{4} H_{\max}^2(r)(\exp(-2\alpha h)). \quad (8)$$

При напряженности магнитного поля  $H_{\max} = 10^7$  А/м и длительности импульса  $\tau = 10^{-3}$  с (эти па-

раметры определяются конструктивными особенностями установки [5]), удельном сопротивлении  $\rho = 10^{-8}$  Ом · м, магнитной проницаемости среды  $\mu = 1$  (что характерно для меди и алюминия), размерах образца  $r = 10^{-2}$  м получаем следующие численные оценки процесса: плотность тока  $j = 10^7$  А/м<sup>2</sup>, толщина скин-слоя  $\alpha^{-1} = 10^{-2}$  м, среднее давление на поверхности образца  $\langle p(0) \rangle_t = 10^8$  Па.

Запишем выражение, определяющее преобразование энергии магнитного поля (7) в энергию упругой и пластической деформации, а также энергию, выделяемую в виде теплоты для бесконечно малого объема:

$$\frac{\mu\mu_0}{4} H_{\max}^2(r) (\exp(-2\alpha h)) = \eta \left( \frac{E \varepsilon(h)^2}{2} + n \langle W(T) \rangle + j^2(r, h) \rho \right), \quad (9)$$

где  $\eta$  – коэффициент, определяющий долю преобразованной энергии;  $E$  – модуль упругости материала заготовки;  $\varepsilon$  – относительное удлинение;  $n$  – концентрация дислокаций;  $\langle W(T) \rangle$  – средняя энергия образования (перемещения) дислокации, зависящая от температуры  $T$ .

Анализируя выражение (9), приходим к выводу о неоднородности воздействия импульсного магнитного поля на материал образца. Механические напряжения возникают в области, прилегающей к индуктору, и экспоненциально уменьшаются в направлении в глубь материала. При этом в плоскости, параллельной индуктору, они обладают аксиальной симметрией, и максимальное напряжение возникает в центре образца. Максимальное выделение тепла происходит на краях заготовки, как следует из выражения (3), что также обуславливает неоднородность процесса обработки однородных немагнитных материалов. Из проведенного анализа и оценки численных данных можно сделать вывод о том, что магнитно-импульсная обработка изделий из материалов, обладающих указанными характеристиками, а также высокой пластичностью, целесообразна для формообразования. Но возможно и упрочнение при указанных параметрах напряженности магнитного поля индуктора и времени импульса вследствие малого значения предела текучести для меди и алюминия ( $\sigma_T = (2-3) \cdot 10^7$  Па).

Для хрупких однородных материалов, таких, например, как быстрорежущие стали Р18, Р9, магнитно-импульсное воздействие может приводить к нарушению целостности образца, поскольку имеется большой градиент механических напряжений как в аксиальном, так и в радиальном направлении.

Сказанное выше подтверждается результатами работы [5], в которой сделано заключение об увеличении эффективности процесса магнитно-импульсного упрочнения с ростом неоднородности структуры материала.

*Обобщение модели на случай материала с неоднородной структурой*

Рассмотрим структуру токов, возникающих в образце, с учетом неоднородности распределения в нем химических элементов. При этом полагаем, что отдельные участки являются ферромагнитными и обладают минимальным удельным сопротивлением (феррит), а область, окружающая зерна феррита, представляет собой пластинки диэлектрика (включения карбидных фаз железа (цементит) и легирующих элементов) и мелкодисперсную структуру (рис. 2).

В этом случае силовые линии магнитного поля, создаваемого индуктором, у поверхности заготовки концентрируются вблизи участков, обладающих максимальной магнитной проницаемостью. При этом можно выделить два основных распределения токов (рис. 3): микроскопические токи ( $I_2$ ), индуцируемые внутри зерен, и макроскопические токи, протекающие по кластерам, образованным соприкасающимися зернами и зернами, близко расположенными друг к другу ( $I_1$ ).

В последнем случае вследствие большого значения напряженности электрического поля происходит пробой тонких диэлектрических участков между ними. Направления как микроскопических, так и макроскопических токов соответствуют правилу Ленца, т. е. магнитные поля индукционных токов препятствуют нарастанию потока внешнего магнитного поля через поверхность, ограниченную проводящим контуром, как и в случае однородного материала. В результате при возрастании магнитного поля, создаваемого индуктором, вблизи поверхности возникают магнитные поля макроскопических индукционных токов напряженностью  $H_1$  и микроскопических токов напряженностью  $H_2$ . Направления векторов напряженностей  $H_1$  и  $H_2$  противоположны вектору  $H$ , создаваемому

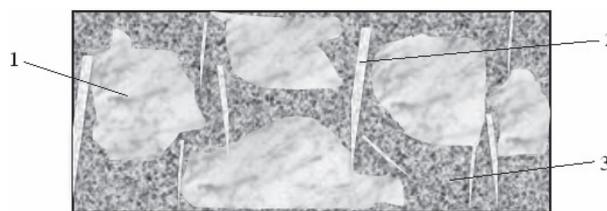


Рис. 2. Структура неоднородного твердого раствора: 1 – ферромагнитные зерна; 2 – диэлектрические пластинки; 3 – мелкодисперсная структура

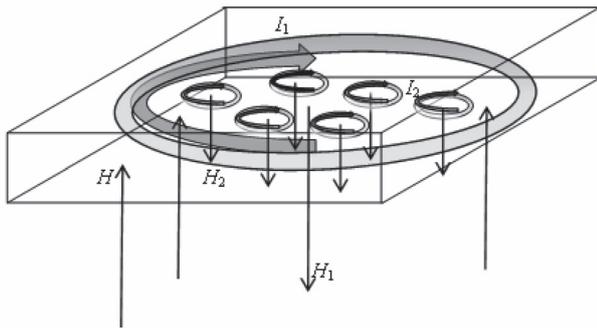


Рис. 3. Распределение линий напряженности магнитного поля вблизи поверхности заготовки

индуктором при нарастании в нем электрического тока.

Однако наличие ферромагнитных зерен приводит не только к перераспределению силовых линий и соответственно индукционных токов. Можно выделить также следующие эффекты. Во-первых, магнитоstriction, которая обеспечивает возникновение дополнительных механических напряжений в образце и может приводить к дроблению зерен или образованию дислокаций в случае, когда границы доменов не совпадают с границами зерен. Этот эффект наиболее эффективен при приближении температуры ферромагнитного участка к температуре Кюри. Во-вторых, вблизи поверхности образца, обращенной к индуктору, возникает дополнительная сила давления, связанная с тем, что зерна ферромагнетика, находящиеся в глубине образца, втягиваются в область пространства, где индукция магнитного поля выше, т. е. в сторону индуктора. Таким образом, поверхностный слой испытывает давление как со стороны магнитного поля индуктора за счет взаимодействия с индукционными токами, так и со стороны слоев, расположенных в глубине образца. И, в-третьих, следует отметить эффекты, связанные с зависимостью магнитной проницаемости ферромагнетиков от напряженности магнитного поля. В связи с этим в быстро изменяющемся магнитном поле производная в формуле (1) может рассматриваться как производная от произведения. Действительно:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= -\frac{d}{dt} \left( \int_{s_0} \mu \mu_0 H dS \right) = \\ &= -\pi \mu_0 r_0^2 \left( \frac{d\mu(H)}{dt} H + \mu(H) \frac{dH}{dt} \right) = \\ &= -\pi \mu_0 r_0^2 \left( \frac{d\mu(H)}{dH} H + \mu(H) \right) \frac{dH}{dt}, \end{aligned}$$

где интеграл берется по площади сечения ферромагнитного зерна, выбираемого в форме шара радиусом  $r_0$ , и сечение строится перпендикулярно линиям напряженности магнитного поля. Этот эффект

требует более детального исследования в применении к описанию магнитно-импульсного упрочнения [7].

Применяя формулы (6) и (8) к отдельному ферромагнитному участку, получаем следующие значения для глубины скин-слоя:  $\alpha^{-1} = 10^{-4}$  м и давления на поверхности  $\langle p(0) \rangle_t = 10^{11}$  Па.

Эти величины согласуются с экспериментальными данными, полученными в [9] для сталей 40Х и 8ХФ, причем давление, оказываемое на ферромагнитный участок, превосходит значение предела текучести для феррита, окруженного зернами перлита ( $\sigma_T = (2-6) \cdot 10^8$  Па) до глубины порядка  $h = 10^{-5}$  м. В результате вблизи поверхности на глубине порядка 10 мкм происходит деформация зерен феррита, окруженного более твердыми включениями (цементит, перлит). Поскольку деформация связана с перемещением дислокаций внутри зерна [8], то можно предположить, что в результате воздействия устанавливается следующая структура: в направлении, параллельном приложенной нагрузке, дислокации вытесняются на границу зерна, а в перпендикулярном направлении возникают дополнительные (остаточные) механические напряжения. Это препятствует дальнейшей миграции дислокаций и создает условия для образования мелкодисперсной структуры вблизи границ зерен феррита. При этом может происходить также дробление карбидных включений.

Рассмотрим процессы, связанные с выделением теплоты при протекании индукционных токов. Рассмотрим сначала макроскопические индукционные токи. Как было отмечено выше, их существование обусловлено возможностью установления каналов проводимости между зернами феррита и наличием участков соприкосновения зерен. Именно на этих участках сопротивление велико, поэтому выделение теплоты происходит локализовано вблизи границ зерен и в местах их контакта. Поскольку поверхность теплоотдачи в канале между зернами мала и процесс происходит в течение малого времени, то его будем считать близким к адиабатическому. В связи с этим запишем уравнение теплового баланса в виде:

$$\int_0^{\tau} j(h)^2 \rho(r, h) dt = c \gamma \Delta T, \quad (10)$$

где  $\gamma$  – плотность материала;  $c$  – удельная теплоемкость. Подставляя значения для плотности стали порядка  $8 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, теплоемкости  $5 \cdot 10^2$  Дж/(кг·К) и удельного сопротивления  $\rho = 10^{-7}$  Ом·м, получаем для изменения температуры  $\Delta T$  оценку порядка  $10^3$  К, что соответствует температуре фазового перехода, т. е. в случае неоднородной структуры материала

ла за счет локального выделения теплоты могут происходить процессы рекристаллизации. Этот процесс в некоторой степени подавлен для жаропрочных сталей [6]. При обработке жаропрочных сталей рекомендуется увеличивать количество импульсов до 5–7 и сокращать время между импульсами.

Необходимо отметить, что локальный перегрев вблизи границ зерен обуславливает также возникновение дополнительных механических напряжений, связанных с тепловым расширением отдельных участков материала при высоком градиенте температур. Микроскопические токи также обуславливают преимущественное выделение теплоты на участках, близких к границам зерен, как следует из формулы (3).

Таким образом, вблизи границ зерен создаются условия для образования мелкодисперсной структуры. Они связаны как с наличием остаточных механических напряжений, вызванных деформацией и тепловым расширением, так и локальным повышением температуры с последующим быстрым остыванием, обусловленным высокой теплопроводностью в направлении внутрь зерна. В результате на поверхности образца возникает структура, представленная на рис. 4.

После рекристаллизации зерна в приповерхностном слое приобретают практически одинаковые

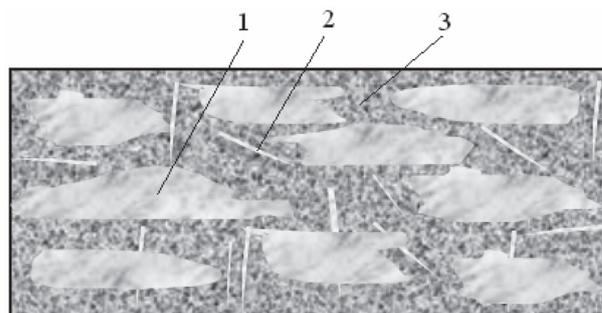


Рис. 4. Структура образца, возникающая в результате воздействия импульсного магнитного поля: 1 – ферромагнитные зерна; 2 – диэлектрические пластинки; 3 – мелкодисперсная структура

размеры и они отделены друг от друга мелкодисперсной фазой. При этом исчезают остаточные механические напряжения.

### Выводы

Рассмотренная в работе модель позволяет объяснить ряд экспериментально установленных закономерностей. Оценка ряда параметров, выполненная на основе предложенной модели, также соответствует экспериментальным данным. Однако необходимо осуществить более подробное изучение процессов, связанных с диффузией примесей.

### Литература

1. М а л ы г и н, Б. В. Магнитное упрочнение инструментов и деталей машин / Б. В. Малыгин. М.: Машиностроение, 1998.
2. Импульсные методы обработки материалов. Мн.: Наука и техника, 1977.
3. А л и ф а н о в, А. В. Магнитно-импульсная упрочняющая обработка металлических изделий / А. В. Алифанов, А. Г. Анисович, С. А. Амелянчик, Ю. И. Кривонос // Технология ремонта, восстановления и упрочнения деталей машин, механизмов, инструмента и технологической оснастки: материалы IX Междунар. науч.-практ. конф., Санкт-Петербург, 10–13 апреля 2007. Ч. 2. С. 9–15.
4. К о м ш и н а, А. В. Перспективность метода низкоэнергетической обработки материалов с использованием магнитного поля / А. В. Комшина, А. С. Помельникова // Инженерное образование. 2012. № 09. DOI: 10.7463/0912.0454270.
5. А л и ф а н о в, А. В. Технология упрочнения режущего инструмента импульсным магнитным полем / А. В. Алифанов, Н. В. Бурносков, И. Л. Чудакова // Деревообработка: технологии, оборудование, менеджмент XXI века: материалы VI Междунар. Евразийского симпозиума, г. Екатеринбург, 17–20 мая 2011 г. С. 255–260.
6. В о р о б ь е в а, Г. А. О структурных превращениях в металлах и сплавах под воздействием импульсной обработки / Г. А. Воробьева, А. Н. Иводитов, А. М. Сизов // Изв. АН СССР. Металлы. 1991. № 6. С. 131–137.
7. О в ч а р е н к о, А. Г. Комбинированная магнитно-импульсная обработка режущего инструмента / А. Г. Овчаренко, А. Ю. Козлюк // Обработка металлов. 2004. № 2. С. 8–12.
8. П о л е т а е в, В. А. Формирование поверхностного слоя при упрочняющей обработке / В. А. Полетаев, В. Ф. Воробьев, А. С. Орлов, Д. Такендо // Материалы докл. Междунар. науч.-техн. конф. «Состояние и перспективы развития электротехнологии». Иваново, 4–6 июня 2001 г. Иваново: ИГЭУ, 2001. Т. 2. С. 210.
9. А л и ф а н о в, А. В. Магнитно-импульсная упрочняющая обработка изделий из конструкционных и инструментальных сталей / А. В. Алифанов, А. В. Акулов, Ж. А. Попова, А. С. Демянчик // Литье и металлургия. 2012. № 3. С. 77–82.