

УДК 621.787.6  
DOI: 10.12737/20139

**В.А. Лебедев, к.т.н.,  
Ю.М. Вернигоров, д.т.н.,  
А.А. Кочубей, аспирант,  
И.В. Чумак, к. ф.-м. н.**  
(Донской государственной технической университет, г. Ростов-на-Дону)  
E-mail: watchbox@mail.ru

## **Энергетические аспекты упрочняющей обработки деталей в условиях вращающегося электромагнитного поля**

*Рассмотрены энергетические аспекты упрочнения деталей конвективными потоками свободнодвижущихся инденторов в условиях вращающегося электромагнитного поля. Представлены результаты теоретических исследований кинетики движения ферромагнитных инденторов и предложена энергетическая модель состояния магнитооживленного вращающегося слоя, формируемого под воздействием вращающегося электромагнитного поля.*

**Ключевые слова:** поверхностное пластическое деформирование; отделочно-упрочняющая обработка; вращающееся электромагнитное поле; ферромагнитный индентор; магнитооживленный вращающийся слой.

**V.A. Lebedev, Can.Eng.,  
Yu.M. Vernigоров, D.Eng.,  
A.A. Kochubey, Post graduate student,  
I.V. Chumak, Can.Sc.**  
(Don State Technical University, Rostov-upon-Don)

## **Power aspects of parts strengthening processing under rotating field conditions**

*The purpose of this theoretical investigation is the modeling of finish-strengthening under conditions of a rotating field for the definition of ferromagnetic indenter kinematic properties. This method is based on functioning devices offered by D.D. Logvinenko. The basis of these devices is an inductor located into the case. This inductor represents a modified stator of an induction motor. In the stator bore there is installed a cylindrical pipe made of nonmagnetic material the inner surface of which limits a working area of the device. From the obtained results of theoretical researches it follows that the kinematic properties of ferromagnetic indenters are defined by field parameters – induction of a direct and an alternating fields, frequency and gradient of induction of an alternating field, and also magnetic and inertial properties of indenters.*

**Keywords:** upgrade; surface plastic deformation; finish-strengthening; rotating field; ferromagnetic indenter; magnetic-liquated rotating layer.

Практика показывает, что в современном производстве не существует универсальных методов поверхностного пластического деформирования (ППД) в равной мере эффективных для обработки различных типов и видов деталей. Каждый метод ППД имеет свою конкретную область рационального приме-

нения. Анализ существующих методов ППД [1, 2], получивших применение в технологических процессах отделочно-упрочняющей обработки деталей, позволяет их классифицировать по различным признакам, в частности, по виду обрабатываемой среды, по характеру силового воздействия инструмента или обра-

батывающей среды, по виду источника энергии деформирующих тел, по связи деформирующих тел с источником энергии, по состоянию обрабатываемой среды.

Вместе с тем, несмотря на многообразие методов ППД до сих пор до конца не решён вопрос упрочняющей обработки длинномерных деталей со сравнительно малой площадью сечения, внутренних поверхностей полых тонкостенных деталей. С целью разрешения этой задачи перспективным видится магнитодинамический метод, который по своей физико-технологической сущности и характеру ударно-импульсного воздействия на обрабатываемую поверхность является разновидностью динамических методов ППД конвективными потоками свободнодвижущихся индукторов. Наиболее известными представителями этой группы методов являются: виброударная [3, 4], пневмодинамическая и центробежно-ротационная [5] обработка.

К особенностям этой группы методов отделочно-упрочняющей обработки, следует отнести отсутствие жесткой кинематической связи между элементами технологической системы, что дает возможность производить обработку различных по форме поверхностей детали; осуществлять одновременно обработку деталей большими партиями, обеспечивая при этом существенное сокращение затрат штучного времени, а также решение технологических задач, направленных на повышение микротвердости поверхностного слоя, создание сжимающих остаточных напряжений, уменьшение шероховатости поверхности, создание регулярного микрорельефа.

В работе [6] показано, что если ферромагнитные неравноосные частицы поместить во вращающееся электромагнитное поле достаточной напряженности, то они приходят в сложное, хаотичное движение, создавая своеобразный магнитооживленный вращающийся (МОВ) слой. Для создания и практического использования МОВ слоя ферромагнитных свободнодвижущихся частиц последние загружают в устройство, создающее вращающееся электромагнитное поле (ВЭМП).

Основой этих устройств (рис. 1) является индуктор 2, помещенный в корпус 1. Индуктор представляет собой видоизмененный статор асинхронного электродвигателя. В расточку статора устанавливается цилиндрическая труба 3 из немагнитного материала, внутренняя поверхность которой ограничивает рабочую зону устройства. Труба 3 служит рабочей зоной. Для повышения стойкости ра-

бочей зоны трубы в нее вставляют сменную вставку 5, которую заменяют по мере износа. Рабочей средой служат цилиндрические частицы 4, выполненные из ферромагнитного материала. Устройства могут быть выполнены с водяным и воздушным охлаждением.

Создание в устройствах под воздействием вращающегося электромагнитного поля МОВ слоя, позволяют интенсифицировать целый ряд технологических процессов за счет комплексного протекания в рабочей зоне физико-химических эффектов, таких как перемешивание и диспергирование, акустические и электромагнитные явления, трение, высокие локальные давления, электролиз и ударно-импульсные взаимодействия. Благодаря своей относительно несложной конструкции, устройства с ВЭМП получили достаточно широкое применение в технологических процессах переработки отходов гальванических, нефтеперерабатывающих производств, переработки отходов животноводства, в порошковой металлургии, на нефтеперерабатывающих заводах, на производствах красок и полимеров, в строительстве и прочее.

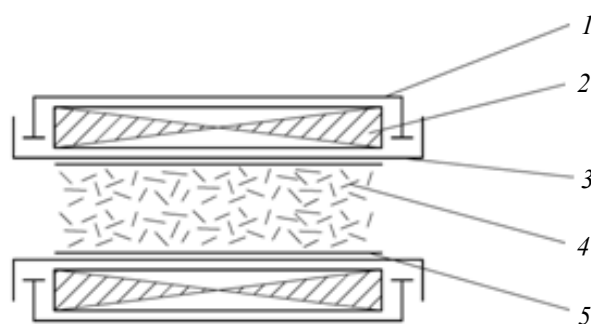


Рис. 1. Схема устройства с вращающимся электромагнитным полем

В этой связи представляет интерес использование вращающегося электромагнитного поля, для повышения эффективности технологических переделов изготовления деталей. На основе проведенных предварительных экспериментальных исследований в работе [6] показано, что хаотичное движение частиц во вращающемся электромагнитном поле, приводит к большому количеству столкновений между частицами, частиц с обрабатываемыми изделиями сопровождающихся как прямыми, так и скользящими ударами. Число таких соударений достигает на каждую частицу  $10^3 \dots 10^4$  в секунду. В результате ударно-

импульсного соударения происходит локальная упруго-пластическая деформация поверхности изделий, находящихся в рабочей зоне устройства. Таким образом, можно сделать вывод: устройства с ВЭМП можно вполне успешно применять для отделочно-зачистной обработки и упрочнения поверхностного слоя деталей.

С целью обоснования технологических возможностей обработки деталей в условиях ВЭМП проведём анализ основных закономерностей динамики МОВ слоя.

### 1. Кинетическое состояние ферромагнитных инденторов в магнитооживленном вращающемся слое

Если тела поместить в электромагнитное поле, то на них будут действовать силы, приложенные к электрическим зарядам этих тел. Таким образом, ферромагнитные неравноосные инденторы, намагничиваясь до насыщения, могут быть рассмотрены как элементарные магнитные диполи.

Определим кинематические характеристики магнитного индентора, имеющего массу  $m$  и магнитный момент  $p_m$ , движущегося в магнитном поле, образованном суперпозицией однородного постоянного поля, и неоднородного переменного поля.

Величину момента пары сил, стремящихся повернуть магнитный индентор в направлении внешнего переменного электромагнитного поля, можно выразить следующим образом:

$$M_{вр} = p_m B \sin \varphi, \quad (1)$$

где  $\omega$  – угловая скорость ВЭМП;  $p_m$  – магнитный момент ферромагнитного индентора;

$\vec{B} = \vec{B}_c + \vec{B}_v \cos \omega t$  – индукция ВЭМП;

$\varphi$  – угол между вектором магнитного момента индентора и вектором электромагнитной индукции.

Кроме того, в неоднородном поле на магнитный индентор действует смещающая (переносная) сила

$$F_{см} = \chi UB \frac{dB}{dy}, \quad (2)$$

где  $\chi$  – магнитная восприимчивость материала индентора;  $U$  – объём индентора;  $U = \pi d^2 l / 4$ , где  $d$  и  $l$  – соответственно диаметр и длина индентора;

$\frac{dB}{dy}$  – градиент поля.

Рассмотрим вращение индентора относительно оси перпендикулярной плоскости  $(\vec{B}, \vec{p}_m)$ . Пусть угол между  $\vec{B}$  и  $\vec{p}_m$  равен  $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$ , где  $\varphi_0$  – угол при  $t = t_0$  непосредственно после столкновения инденторов.

В таком случае, пренебрегая сопротивлением вращательному движению непрерывной фазы, движение индентора относительно неподвижного вектора магнитной индукции может быть описано следующим уравнением вращения:

$$I \varphi_1'' = p_m |\vec{B}| \sin \varphi_0, \quad (3)$$

где  $I$  – момент инерции частицы.

Интегрируя выражение (3), принимая, что постоянная и переменная составляющие индукции поля взаимно перпендикулярны, введём следующие обозначения:

$$k^2 = \frac{B_v^2}{B_c^2 + B_v^2}; \quad \omega t = x; \quad dt = \frac{1}{\omega} dx.$$

Тогда, используя общепринятое обозначение  $\int \sqrt{1 - k^2 \sin^2 x} dx = E(x, k)$ , для эллиптического интеграла второго рода [5], выражение принимает следующий вид:

$$\varphi_1' = \frac{p_m \sin \varphi_0}{I \omega} \sqrt{B_c^2 + B_v^2} E \left( \omega t; \frac{B_v}{\sqrt{B_c^2 + B_v^2}} \right). \quad (4)$$

Для поддержания системы в деструктурированном состоянии необходимо выполнение условия  $B_c \ll B_v$ . При этом постоянная и переменная составляющая индукции для (4) представляется следующим образом:

$$\varphi_1' \cong \frac{p_m B_v}{I \omega} \sin \varphi_0 E(\omega t; 1) \cong \frac{p_m B_v}{I \omega} \sin \varphi_0 \sin \omega t. \quad (5)$$

Магнитный момент цилиндрического индентора из изотропного ферромагнитного материала может быть выражен через вектор намагниченности  $\vec{p}'_m$ :

$$\vec{p}'_m = \vec{p}'_m U,$$

где  $U$  – объём индентора;  $\vec{p}'_m$  – магнитный момент единицы объёма при насыщении.

Вектор напряжённости магнитного поля  $\vec{H}_1$  внутри цилиндра в случае, когда цилиндр

намагничивается внешним полем  $\vec{H}$  имеет вид:

$$\vec{H}_1 = \vec{H} - N \vec{p}'_m, \quad (6)$$

где  $N$  – размагничивающий фактор.

В работе [6], в предположении, что форма цилиндра близка к оvoidу, предложена следующая зависимость для определения размагничивающего фактора:

$$N = \frac{\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} \ln(\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1} - 1)}{\lambda^2 - 1}; \quad (7)$$

где  $\lambda = l/d$  – соотношение длины цилиндра к его диаметру.

Из равенства  $\vec{p}'_m = \vec{H}_1(\mu - 1)$ , с учетом выражения (7) и соотношения, устанавливающего связь индукции с напряжённостью электромагнитного вращающегося поля  $\vec{B} = \mu \vec{H}$ , магнитный момент цилиндрического индентора, может быть записан в виде:

$$\vec{p}_m = \frac{0,785 d^2 l \vec{B} \frac{\mu - 1}{\mu}}{1 + (\mu - 1) \frac{\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} \ln(\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1} - 1)}{\lambda^2 - 1}}, \quad (8)$$

здесь  $\mu$  – магнитная проницаемость материала индентора.

Под действием вращающегося момента ферромагнитный индентор вращается в магнитном поле с абсолютной угловой скоростью  $\Psi_{abc}$ , которая в неподвижной системе координат равна сумме относительной и переносной скоростей, т.е.

$$\Psi_{abc} = \Psi_{отн} + \Psi_{пер}. \quad (9)$$

На основе многочисленных экспериментальных исследований в работе [7] показано, что с большой степенью корреляции переносная скорость вращения магнитной частицы практически равна скорости вращения внешнего магнитного поля. Это позволяет записать  $\Psi_{пвр} = \omega$ .

Подставляя в уравнение (5) выражение (8), получаем в окончательном виде формулу для расчёта относительной угловой скорости вращения ферромагнитных инденторов в электромагнитном вращающемся поле:

$$\Psi_{отн} = \varphi'_1 = \frac{d^2 l \vec{B} \vec{B}_v}{I \omega K_\mu} \sin \varphi_0 \sin \omega t, \quad (10)$$

где

$$K_\mu = \mu \left[ 1 + (\mu - 1) \frac{\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} \ln(\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1} - 1)}{0,785(\lambda^2 - 1)(\mu - 1)} \right].$$

На основе (9) и (10) уравнение абсолютной скорости вращения ферромагнитных инденторов в МОВ слое будет иметь вид

$$\Psi_{abc} = \omega + \frac{d^2 l \vec{B} \vec{B}_v}{I \omega K_\mu} \sin \varphi_0 \sin \omega t. \quad (11)$$

Поскольку в МОВ слое ферромагнитные инденторы намагничиваются до полного насыщения, то упрощённо их магнитный момент можно рассчитать, используя зависимость  $p_m = p'_m U$ , а уравнение абсолютной скорости вращения ферромагнитных инденторов в МОВ слое с учётом (5) можно записать в виде

$$\Psi_{abc} = \omega + \frac{\pi d^2 l \vec{B} \vec{B}_v (\mu - 1)}{4 I \omega \mu} \sin \varphi_0 \sin \omega t. \quad (12)$$

Из данного уравнения следует, что неравноосный ферромагнитный индентор во вращающемся с постоянной угловой скоростью электромагнитном поле движется с переменной угловой скоростью, совершая колебания относительно вектора индукции магнитного поля с частотой, зависящей от величины момента инерции индентора, его магнитного момента, индукции внешнего магнитного поля и угла между вектором магнитного момента индентора и вектора индукции магнитного поля.

Учесть все факторы, обуславливающие движения инденторов в МОВ слое и получить при этом приемлемые для практики расчётно-аналитические зависимости задача весьма сложная с математической точки зрения. Поэтому используем наиболее универсальный энергетический подход к описанию подобного типа процессов и оценки энергетического состояния ферромагнитных инденторов в МОВ слое.

**2. Энергетический баланс ферромагнитного индентора магнитоожигенного вращающегося слоя**

Предлагаемая модель основывается на следующих положениях:

- в установившемся состоянии развитого магнитоожигения подкачка энергии к инденторам от внешнего поля компенсируется диссипацией энергии за счет взаимодействия инденторов с обрабатываемой средой и в результате неупругих столкновений [8];

- изменение ориентации магнитных моментов инденторов за время между последовательными столкновениями относительно мало, что дает возможность линеаризировать уравнение движения ферромагнитного индентора во внешнем поле;

- подкачка энергии от поля осуществляется как через поступательное, так и через вращательные степени свободы;

- межинденторные взаимодействия приводят к установлению эффективного равновесия между поступательными и вращательными степенями свободы взвешенных инденторов;

- инденторы цилиндрической формы обладают вмороженными магнитными моментами.

Для определения энергии, сообщаемой внешним переменным полем с магнитной индукцией  $\vec{B} = \vec{B}_c + \vec{B}_v \cos \omega t$  вращательным степеням свободы инденторам, обладающих постоянным по модулю магнитным моментом  $\vec{p}_m$ , рассмотрим полученное уравнение (5) вращения индентора относительно оси перпендикулярной плоскости  $(\vec{B}, \vec{p}_m)$ :

$$\varphi_1' \cong \frac{p_m B_v}{I\omega} \sin \varphi_0 E(\omega t; 1) \cong \frac{p_m B_v}{I\omega} \sin \varphi_0 \sin \omega t.$$

Будем считать справедливым равенство

$$\varphi' = \varphi_0' + \varphi_1'(t) - \varphi_1'(t_0). \quad (13)$$

Среднее количество энергии, передаваемое внешним полем вращательным степеням свободы одному индентору за время  $T/2 = \pi/\omega$  получится после усреднения  $\frac{1}{2} I (\varphi' - \varphi_0')^2$  при  $t = t_0 + T/2$  по начальным значениям  $\varphi_0$  и  $t_0$ . Величина  $T/2$  выбрана как время между столкновениями в предположении, что столкновительные процессы реализуются в крайних точках траектории возвратно-поступательного движения.

Дальнейшие преобразования будем проводить с учетом равенства (13) и следующего соотношения

$$\begin{aligned} \langle \sin^2 \varphi_0 \rangle &= \langle \sin^2 \omega t_0 \rangle = 1/2. \\ \langle \frac{1}{2} I (\varphi'^2 - \varphi_0'^2) \rangle &= \langle \frac{1}{2} I [\varphi_0'^2 + \varphi_1'^2(t) + \varphi_1'^2(t_0) + \\ &+ 2\varphi_0'\varphi_1'(t) - 2\varphi_0'\varphi_1'(t_0) - 2\varphi_1'(t)\varphi_1'(t_0) - \\ &- \varphi_0'^2] \rangle \cong \frac{1}{4} \frac{(p_m B_v)^2}{I\omega^2} \langle \left[ \sin \omega \left( t_0 + \frac{T}{2} \right) - \right. \\ &\left. - \sin \omega t_0 \right]^2 \rangle. \quad (14) \end{aligned}$$

Преобразуем скобки в (14):

$$\begin{aligned} \sin \omega \left( t_0 + \frac{T}{2} \right) - \sin \omega t_0 &= \sin \omega t_0 \cos \omega \frac{T}{2} + \\ \cos \omega t_0 \sin \omega \frac{T}{2} - \sin \omega t_0 &= -2 \sin \omega t_0. \end{aligned}$$

Откуда

$$\langle \left[ \sin \omega \left( t_0 + \frac{T}{2} \right) - \sin \omega t_0 \right]^2 \rangle = 2. \quad (15)$$

С учетом (15) запишем (14) в виде:

$$\langle \frac{1}{2} I (\varphi'^2 - \varphi_0'^2) \rangle \cong \frac{1}{2} \frac{(p_m B_v)^2}{I\omega^2}. \quad (16)$$

Таким образом, энергия, передаваемая внешним полем ферромагнитным инденторам в единицу времени при вращательно-колебательном движении, запишется следующим выражением:

$$E_b^+ = \frac{N}{T/2} \langle \frac{1}{2} I (\varphi'^2 - \varphi_0'^2) \rangle = \frac{N}{2\pi} \frac{(p_m B_v)^2}{I\omega}, \quad (17)$$

где  $N$  – числовая концентрация инденторов в МОВ слое.

Определим энергию, сообщаемую внешним неоднородным полем с градиентом индукции  $\partial B_v / \partial y$  поступательным степеням свободы инденторов. Не учитывая сопротивления поступательно-колебательному движению, запишем уравнение движения:

$$m y_1'' = p_m \frac{\partial B_v}{\partial y} \sin \varphi_0 \cos \omega t. \quad (18)$$

Интегрируем уравнение движения:

$$y_1' = \frac{p_m}{m\omega} \frac{\partial B_v}{\partial y} \sin \varphi_0 \sin \omega t. \quad (19)$$

По аналогии с (13) запишем:

$$y' = y_0' + y_1'; \quad y' = y_0' + y_1'(t) - y_1'(t_0). \quad (20)$$

Среднее количество энергии, передаваемое полем при возвратно-поступательном движении одного индентора за время  $T/2$  получим,

усредняя  $\frac{1}{2}m(y'^2 - y_0'^2)$  при  $t = t_0 + T/2$  по начальным значениям  $y_0$  и  $t_0$ . Проводя преобразования, аналогичные (14) – (16), получим

$$\langle \frac{1}{2}m(y'^2 - y_0'^2) \rangle \simeq \frac{1}{2} \frac{p_m^2}{m\omega^2} \left[ \frac{\partial B_v}{\partial y} \right]^2. \quad (21)$$

Как и в (17) энергия, передаваемая полем инденторам в единицу времени при поступательно-колебательном движении, запишется в виде:

$$E_n^+ = \frac{N}{2\pi} \frac{p_m^2}{m\omega} \left[ \frac{\partial B_v}{\partial y} \right]^2 \quad (22)$$

Полная энергия, передаваемая внешним полем инденторам в единицу времени, равна

$$E_p^+ + E_n^+ = \frac{N}{2\pi} \frac{p_m^2}{\omega} \left[ \frac{B_v^2}{I} + \frac{1}{m} \left[ \frac{\partial B_v}{\partial y} \right]^2 \right]. \quad (23)$$

Рассмотрим диссипацию энергии инденторов, обусловленную сопротивлением обрабатываемой среды деформированию в процессе ударно-импульсного взаимодействия. Для упрощения принимаем рассматриваемое сопротивление линейным по соответствующим скоростям, что справедливо при пренебрежении эффектами присоединенной массы.

На основании исследований [7] выражение для энергии, диссипируемой индентором в магнитоожигенном вращающемся слое за единицу времени представим в виде:

$$E_{д.о.с.}^- \simeq 6\varepsilon N \left( \frac{\lambda}{m} + \frac{\sigma}{I} \right), \quad (24)$$

где  $\varepsilon$  – средняя энергия одной степени свободы, а усреднение проводится по распределению для соответствующей линейной или угловой скорости;  $\lambda$  и  $\sigma$  – соответственно, коэффициенты трения при поступательном и вращательном движении.

В общем случае  $\lambda$  и  $\sigma$  зависят от внутреннего трения  $\eta$  обрабатываемого материала, размера и формы инденторов, чисел Рейнольдса для поступательного и вращательного движения, а также от объемной концентрации инденторов в рабочей зоне, охватываемой электромагнитным вращающимся полем и оцениваемой параметром  $\Pi$ . В работе [7] показано, что для сферических частиц радиуса  $r$ , взаимодействующих с непрерывной фазой при числах Рейнольдса меньше или порядка единицы, коэффициенты  $\lambda$  и  $\sigma$  можно определить из соотношений

$$\begin{aligned} \lambda &= 6\pi\eta r f(\Pi), \sigma = 8\pi\eta r^3 f(\Pi), \\ f(0) &= 1, \end{aligned} \quad (25)$$

где  $f(\Pi)$  – функция, учитывающая влияние стесненности движения инденторов на испытываемое ими сопротивление.

Для цилиндрических инденторов, имеющих  $l/d > 1$  ( $l$  – длина,  $d$  – диаметр), с учетом (25) запишем

$$\frac{\lambda}{m} + \frac{\sigma}{I} = \frac{9}{2} \frac{\eta f}{\rho r_{пр}^2} + 15 \frac{\eta f}{\rho r_{пр}^2} = \frac{39\eta f}{2\rho r_{пр}^2},$$

где  $r_{пр}$  – приведённый радиус индентора, (при условии равенства масс цилиндра и сферы)

$$\text{равный } r_{пр} = \sqrt[3]{\frac{3}{16} d^2 l}.$$

Из полученного выражения видно, что вязкая диссипация энергии вращательного движения более чем в три раза превышает диссипацию поступательного движения.

Для учета диссипации за счет неупругих столкновений необходимо решить задачу о единичном столкновении двух произвольно вращающихся инденторов с учетом поверхностного трения, пластического деформирования и изменения скоростей инденторов при их сближении за счет дипольного взаимодействия. Далее результаты следует усреднить по скоростям поступательного движения частиц и по ориентации их дипольных магнитных моментов [7]. Задача очень трудная даже без учета дипольного взаимодействия. Однако возможно ограничиться полуэмпирическим подходом, введя эффективный коэффициент упругости столкновений  $\gamma$ , характеризующий сохранение кинетической энергии сталкивающихся инденторов в единичном акте, а выражение для диссипации энергии, обусловленной столкновениями, в расчете на единицу объема и единицу времени [9] представить в виде:

$$E_{д.и.}^- \simeq 6(1 - \gamma)\varepsilon N. \quad (26)$$

Таким образом, диссипация энергии инденторов в МОВ слое будет равна

$$E_{д.о.с.}^- + E_{д.и.}^- \simeq 6\varepsilon N \left( 1 + \frac{\lambda}{m} + \frac{\sigma}{I} - \gamma \right). \quad (27)$$

Для устойчивого процесса магнитоожигения вращающегося слоя диссипируемая и проводимая энергия должны быть равны. Следовательно

$$\frac{N\rho m^2}{2\pi\omega} \left[ \frac{B_v^2}{I} + \frac{1}{m} \left( \frac{\partial B_v}{\partial y} \right)^2 \right] = 6\varepsilon N \left( 1 + \frac{\lambda}{m} + \frac{\sigma}{I} - \gamma \right). \quad (28)$$

Равенство (26) справедливо в предположении доминирования вязкого механизма диссипации и позволяет для этого

случая определить пороговое значение градиента индукции поля, обеспечивающее устойчивый режим магнитооживления вращающегося слоя:

$$\left(\frac{\partial B_v}{\partial y}\right)^2 = \frac{12\pi\omega m}{p_m^2} \varepsilon \left(1 + \frac{\lambda}{m} + \frac{\sigma}{I} - \gamma\right) - \frac{m}{I} B_v^2. \quad (29)$$

Как следует из (28), режим устойчивого магнитооживления вращающегося слоя зависит от индукции электромагнитного вращающегося поля, магнитного момента индентора, его массы и момента инерции, частоты переменного магнитного поля, а также коэффициентов сопротивления поступательному и вращательному движениям.

### 3. Оценка энергетического состояния МОВ слоя при фазовых переходах

Ферромагнитный индентор МОВ слоя обладает запасом кинетической энергии, определяемой выражением (28), а также потенциальной, связанной с наличием постоянной составляющей индукции  $B_c$  внешнего поля. Таким образом, полная энергия единицы объема МОВ слоя, отнесенная к единице времени, может быть записана в виде

$$E_{\text{полн}} = \frac{N p_m}{2\pi\omega} \left[ \frac{p_m}{I} B_v^2 + \frac{p_m}{m} \left(\frac{\partial B_v}{\partial y}\right)^2 - \omega^2 B_c \cos\alpha \right], \quad (30)$$

где  $\alpha$  – среднее за период значение угла между  $p_m$  и  $B_c$ .

Согласно [7] переход МОВ слоя из магнитооживленного состояния в «твердую» фазу произойдет при условии, что ферромагнитные инденторы прекратят возвратно-поступательное движение. Такой процесс реализуется при повышении индукции постоянного поля до значений, удовлетворяющих следующему соотношению:

$$\frac{N}{2\pi} p_m \omega B_c \cos\alpha \geq \frac{N}{2\pi} \frac{p_m^2}{m\omega} \left(\frac{\partial B_v}{\partial y}\right)^2. \quad (31)$$

Из последнего неравенства можно получить выражение для индукции постоянного поля, соответствующей переходу «беспорядок – порядок»:

$$B_c \geq \frac{p_m}{m\omega^2} \left(\frac{\partial B_v}{\partial y}\right)^2. \quad (32)$$

В неравенстве (32) принято  $\cos\alpha = 1$ , что можно оправдать предположением о коллине-

арной ориентации векторов  $\vec{p}_m$  и  $\vec{B}_c$  при переходе ферромагнитного индентора из магнитооживленного состояния в «твердую» фазу.

Приведенный в предыдущем разделе анализ, позволяет рассчитать эквивалентную температуру МОВ слоя, для чего кинетическую энергию одного индентора, приобретаемую за время, равное полупериоду, приравняем к тепловой энергии  $\frac{1}{2} K T_m$  где  $T_m$  – температура МОВ слоя.

$$\frac{1}{2} \frac{\rho_m^2}{I\omega^2} B_v^2 + \frac{1}{2} \frac{\rho_m^2}{m\omega^2} \left[\frac{\partial B_v}{\partial y}\right]^2 = \frac{6}{2} K T_m, \quad (33)$$

где  $i = 6$  складывается из 3-х поступательных и 3-х вращательных степеней свободы;  $K$  – постоянная Больцмана.

$$T_m = \frac{1}{6K\omega^2} \left[ \frac{p_m^2 B_v^2}{I} + \frac{p_m^2 \left(\frac{\partial B_v}{\partial y}\right)^2}{m} \right] = \frac{1}{6K\omega^2} (I\beta^2 + m\alpha^2). \quad (34)$$

В равенстве приняты обозначения:  $\beta$  и  $\alpha$  – угловое и линейное ускорения ферромагнитного индентора:

$$\beta = \frac{p_m B_v}{I}; \quad \alpha = \frac{p_m \left(\frac{\partial B_v}{\partial y}\right)}{m}.$$

Можно определить индукцию постоянного поля, при которой прекращается механическое движение инденторов в структуре «твердой» фазы, для чего энергию вращательного движения индентора приравняем к энергии межинденторного взаимодействия. В приближении ближайших соседей и коллинеарной ориентации магнитных диполей запишем

$$\frac{1}{2} \frac{p_m^2 B_v^2}{I\omega^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{p_m^2}{4r_{np}^3} + p_m B_c \quad (35)$$

и для искомого значения индукции получим

$$B_c = \frac{1}{2} \frac{\rho_m B_v^2}{I\omega^2} - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\rho_m}{r_{np}^3}. \quad (36)$$

### Выводы:

1. Предлагаемый магнитодинамический метод обработки, основанный на создании конвективных потоков ферромагнитных инденторов в условиях вращающегося электромагнит-

ного поля, вполне обоснованно расширяет теологические возможности динамических методов ППД и имеет своё целевое технологическое назначение, связанное с применением его на операциях упрочнения деталей, обладающих выраженными парамагнитными свойствами. К числу таких деталей относятся тонкостенные трубы, стрингеры, пояса, лонжероны, которые широко применяются для изготовления летательных аппаратов.

2. Из полученных результатов теоретических исследований следует, что кинематические характеристики ферромагнитных инденторов определяются параметрами поля – индукцией постоянного и переменного полей, частотой и градиентом индукции переменного поля, а также магнитным и инерционными характеристиками инденторов.

3. Предложенные на основе энергетической модели МОВ слоя, оптимальные соотношения между параметрами магнитного поля и инерционными и магнитными характеристиками инденторов позволяют:

- обосновать энергетические возможности ферромагнитных инденторов, обеспечивающих эффект упруго-пластической деформации обрабатываемой среды, приводящий к её упрочнению;

- определить пороговое значение градиента индукции поля, обеспечивающее устойчивый режим магнитооживления вращающегося слоя;

- обосновать индукцию постоянного поля, при которой прекращается механическое движение инденторов в структуре «твёрдой» фазы.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Технология** и инструменты отделочно-упрочняющей обработки деталей поверхностным пластическим деформированием: справочник. В 2-х т. Т. 1. / под общ. ред. А.Г. Сулова. М.: Машиностроение, 2014. 480 с.
2. **Лебедев В.А.** Технология динамических методов поверхностного пластического деформирования: научное издание. Ростов н/Д: Издательский центр ДГТУ, 2006. 183 с.
3. **Бабичев А.П., Бабичев И.А.** Основы вибрационной технологии. Ростов н/Д: Издательский центр ДГТУ, 2008. 694 с.
4. **Бабичев А.П., Мотренко П.Д.** Виброударная отделочно-упрочняющая обработка деталей нетрадиционных форм и размеров научно-технических изделий (на примере силовых деталей вертолёта) // Научно-технические технологии в машиностроении. 2011. №1(01). С. 38–43.

5. **Тамаркин М.А., Тищенко Э.Э.** Исследование параметров качества поверхностного слоя при отделочно-упрочняющей центробежно-ротационной обработке // Вестник машиностроения. 2005. № 12. С. 36–40.

6. **Логвиненко Д.Д., Щеляков О.П.** Интенсификация технологических процессов в аппаратах с вихревым слоем. Киев: Техника, 1976. 143 с.

7. **Вернигоров Ю.М., Егоров И.Н., Егорова С.И.** Термодинамика магнитооживленного слоя грубодispersных ферромагнетиков // Изв. вузов. Сев.-кавк. регион. техн. науки. 2004. № 88. С. 28–33.

8. **Бувевич Ю.А., Сюткин С.В., Тетюхин В.В.** К теории развитого магнитооживленного слоя // Магнитная гидродинамика. 1984. № 4. С. 3–11.

9. **Лурье А.И., Ходжаев К.Ш.** Уравнение Лагранжа-Максвелла в курсе теоретической механики / В кн.: науч.-метод. статей по теор. мех. Вып.6. М.: Высшая школа. 1976. С. 72 – 81.

## REFERENCES

1. *Technology and Tools for Finish-Strengthening of Parts by Surface Plastic Deformation: Reference Book in 2 Vol., Vol.1/* under the general editorship of A.G. Suslov. M.: mechanical Engineering, 2014. pp. 480.
2. Lebedev V.A. *Technology of Dynamic Methods of Surface Plastic Deformation: Scientific Edition.* Rostov-upon-Don: Publishing Center DSTU, 2006. pp.183.
3. Babichev A.P., Babichev I.A. *Fundamentals of Vibration Technology.* Rostov-upon-Don: Publishing Center of DSTU, 2008. pp. 694.
4. Babichev A.P., Motrenko P.D. Vibroimpact finish-strengthening of parts with unconventional forms and dimensions of Science Intensive Products (by the example of helicopter power parts) // *Science Intensive Technologies in Mechanical Engineering.* 2011. №1(01). pp. 38–43.
5. Tamarkin M.A., Tishchenko E.E. Quality parameter analysis of surface layer at finish-strengthening centrifugal-rotational working // *Bulletin of Mechanical Engineering.* 2005. № 12. pp. 36–40.
6. Logvinenko D.D., Shchelyakov O.P. *Intensification of Technological Processes in Devices with Vortex Layer.* Kiev: Technics, 1976. pp. 143.
7. Vernigorov Yu.M., Yegorov I.N., Yegorova S.I. Thermodynamics of magnetic-liquated layer in coarse-dispersion ferromagnetic // *Proceedings of Colleges of North-Caucasian Regional Technical Science.* 2004. № 88. pp. 28–33.
8. Buevich Yu.A., Syutkin S.V., Tetyukhin V.V. On theory of developed magnetic-liquated layer // *Magnetic Hydrodynamics.* 1984. № 4. pp. 3–11.
9. Lourie A.I., Khojajev K.Sh. Lagrange-Maxwell equation in engineering mechanics course / In b.: *Scientif.-Method. Papers on Engineering Mechanics.* Issue 6. M.: Higher School. 1976. pp. 72 – 81

Рецензент д.т.н. А.И. Болдырев