

М.И. БАРАНОВ, докт. техн. наук, НТУ «ХПИ»

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО НАПРЯЖЕНИЯ И ИНДУКЦИОННОГО ТОКА В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ ТЕХНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНЫ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Надані результати наближеного рішення електрофізичної задачі, що пов'язане з визначенням тимчасового зрушення між збуджуючим (первинним) уніполярним струмовим імпульсом індуктора та індукційним (вторинним) імпульсним струмом оброблюваною магнітним полем індуктора металеві деталі. Показано, що дане струмове зрушення істотно залежить від тривалості фронту збуджуючого уніполярного імпульсу струму індуктора і частотного спектру цього імпульсу.

The results of approximate solution of electrophysical problem concerned with determination of time shift between exciting (primary) unipolar current pulse of inductor and induced (secondary) pulsed current of metallic work piece treated by magnetic field of the inductor are presented. It's shown that this current shift depends significantly on front duration of exciting unipolar pulse of inductor current and frequency spectrum of this pulse.

1 ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в технике и электрофизике высоких напряжений и больших токов при обработке металлов давлением сильным импульсным магнитным полем (ИМП) нашел практическое применение электрофизический эффект взаимного фазового смещения возбуждающего (первичного) и индукционного (вторичного) импульсных токов, зависящий от частоты воздействующего на металл поля и соответственно от соотношения толщины обрабатываемой металлической детали h и толщины скин-слоя $\Delta_{\text{дет}}$ в ней [1,2]. Заметим, что при указанной обработке металлической детали последняя через тонкий слой изоляции расположена вблизи индуктора, создающего рабочее сильное ИМП. Данный эффект, по мнению автора, принципиально позволяет обеспечить нетрадиционное «притяжение» (вместо традиционного «отталкивания») от индуктора-инструмента деформируемой сильным ИМП металлической детали с индукционным током к жестко закрепленному индуктору, создающему за счет протекания в нем возбуждающего импульсного тока такое энергосиловое воздействие на деталь. При данной обработке сильным ИМП тонкостенных металлов в индукторе и соответственно в разрядной цепи высоковольтной электрофизической установки (ВЭФУ) обычно используется возбуждающий ток, изменяющийся во времени t по закону затухающей синусоиды [3]. На практике при электротехнологическом применении ИМП могут использоваться не только гармонические токи разрядной цепи ВЭФУ, но и уніполярні токи різних амплітудно-часових па-

раметров (АВП) индуктора той или иной конструкции [4,5]. Определенный практический интерес в этом случае представляет задача, связанная с определением временного сдвига между возбуждающим в индукторе униполярным токовым импульсом и индукционным импульсным током, наводимым и протекающим при этом в проводящем материале элементов обрабатываемого технического объекта различной толщины и электропроводности. Именно нахождение приближенного аналитического решения данной электрофизической задачи и составляет цель настоящей статьи.

2 ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЙ ПОДХОД ПРИ ИЗУЧЕНИИ ПРОЦЕССОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ НАВЕДЕННЫХ НАПРЯЖЕНИЙ И ТОКОВ РАЗЛИЧНЫХ АВП В МЕТАЛЛЕ ПРОВОДНИКОВ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ТОЛЩИНЫ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Рассмотрим в цилиндрической системе координат электромагнитную систему, состоящую из одновиткового дискового индуктора и размещенной вблизи него плоской немагнитной металлической детали толщиной h с удельной электропроводностью материала γ_{dem} . Примем, что круглая проводящая плоская шина индуктора, имеющая внутренний радиус R_1 и наружный радиус R_2 , с возбуждающим кольцевым током $i_{инд}(t)$ отделена от металлической детали с кольцевым индукционным током $i_{инд}(t)$ воздушным изоляционным зазором δ . Считаем, что по индуктору, включенному в разрядную цепь ВЭФУ, протекает создающий в воздушном зазоре δ внешнее рабочее ИМП униполярный импульсный ток $i_{инд}(t)$ положительной полярности, временная зависимость которого может быть описана следующим аналитическим выражением:

$$i_{инд}(t) = \beta_m I_m [\exp(-\alpha_1 t) - \exp(-\alpha_2 t)], \quad (1)$$

где I_m – амплитуда аperiодического импульса тока индуктора; α_1 и α_2 – коэффициенты временной формы тока индуктора ($\alpha_1 \approx 0,76/\tau_p$; $\alpha_2 \approx 2,37/\tau_f$; τ_f и τ_p – соответственно длительность фронта и длительность импульса тока); $\beta_m = \left[(\alpha_1 / \alpha_2)^{\alpha_1 / (\alpha_2 - \alpha_1)} - (\alpha_1 / \alpha_2)^{\alpha_2 / (\alpha_2 - \alpha_1)} \right]^{-1}$ – нормирующий коэффициент для принятой временной формы импульса тока индуктора [6].

В соответствии с фундаментальным законом электромагнитной индукции Фарадея возбуждающий импульсный ток индуктора $i_{инд}(t)$ будет наводить в нашей металлической детали электродвижущую силу (ЭДС) $e_{инд}(t)$, имеющую в математической записи Максвелла следующий приближенный вид [7]:

$$e_{инд}(t) = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{\pi \mu_0 (R_1 + R_2) \Delta_{dem}}{(R_2 - R_1)} \cdot \frac{di_{инд}(t)}{dt}, \quad (2)$$

где Φ – магнитный поток индукторной системы, радиально пронизывающий скин-слой детали толщиной Δ_{dem} под серединой ширины $(R_2 - R_1)$ металлического витка индуктора; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [8].

Из (2) явно следует, что ЭДС $e_{инд}(t)$ и соответственно индуцированное напряжение $u_{инд}(t)$ [7] в металлической детали будут всегда прямо пропорциональны первой производной по времени t от импульсного тока индуктора $i_{инд}(t)$, взятой с отрицательным знаком. Наведенное (индуцированное) напряжение $u_{инд}(t)$ в детали будет всегда стремиться вызвать протекание в ее проводящем материале соответствующего индукционного тока $i_{инд}(t)$. АВП данного индукционного тока $i_{инд}(t)$ будут определяться как активным сопротивлением $R_{дет}$ детали, так и ее реактивным сопротивлением (в нашем случае индуктивным сопротивлением X_L детали). Величина сопротивления X_L будет зависеть от внутренней индуктивности $L_{дет}$ детали, внешней индуктивности $L_{внеш}$ детали и эквивалентной круговой частоты $\omega_{экс}$ в частотном спектре протекающего по индуктору униполярного импульса тока $i_{инд}(t)$.

Так как временной сдвиг Δt_m между протекающим в индукторе возбуждающим униполярным токовым импульсом $i_{инд}(t)$ и индукционным импульсом тока $i_{инд}(t)$ в детали обычно определяется по взаимному временному смещению первых положительных амплитуд указанных токов, то нам для достижения поставленной цели в расчетах величины X_L достаточно ограничиться граничной круговой частотой на фронте возбуждающего импульсного тока индуктора $i_{инд}(t)$, рассчитываемой по известной в импульсной технике формуле $\omega_c = \omega_{экс} \approx 0,8\pi / \tau_f$ [9].

Оценку значений временного сдвига Δt_m выполним для двух резко отличающихся между собой по значениям ω_c граничных случаев, соответствующих следующим численным значениям длительности фронта униполярного импульса тока индуктора $i_{инд}(t)$: $\tau_{f1} = 1$ мс (*первый случай*) и $\tau_{f2} = 1$ мкс (*второй случай*). При этом используем плоскую стальную деталь (из нержавеющей стали при $\gamma_{дет} = 1,33 \cdot 10^6$ См/м) толщиной $h = 0,75$ мм, размещенную вблизи дискового индуктора и примененную в работах [1,2] в экспериментах по электродинамическому «притяжению» обрабатываемой сильным ИМП немагнитной металлической детали к неподвижному индуктору-инструменту. Толщину скин-слоя $\Delta_{дет}$ в тонкой стальной детали будем находить из классического соотношения, характерного для установившегося электромагнитного процесса в проводящем немагнитном материале детали и имеющего в наших случаях следующий аналитический вид [10]: $\Delta_{дет} = (2 / \omega_c \mu_0 \gamma_{дет})^{1/2} = (\tau_f / 0,4\pi \mu_0 \gamma_{дет})^{1/2}$. Ограничимся анализом электромагнитных процессов, протекающих в прямоугольном элементе указанной стальной детали с геометрическими размерами, равными $4 \times 3 \times 0,75$ мм³ [1,2].

Оценка значений временного сдвига Δt_m для первого случая. Расчетная толщина токового скин-слоя в стальном элементе детали (длина $l_{дет} = 4$ мм; ширина $b_{дет} = 3$ мм; толщина $h = 0,75$ мм) в этом случае оказывается равной $\Delta_{дет1} = 21,82$ мм. Видно, что здесь $h/\Delta_{дет1} = 0,034 \ll 1$ и активное сопротив-

ление R_{dem1} рассматриваемого элемента детали будет практически равно его активному сопротивлению для постоянного электрического тока [10]: $R_{\text{dem1}} = l_{\text{dem}} (\gamma_{\text{dem}} h b_{\text{dem}})^{-1} = 1,33$ мОм. Внутренняя индуктивность L_{dem1} принятого нами немагнитного элемента стальной детали будет практически равна его индуктивности для постоянного электрического тока [10]: $L_{\text{dem1}} = (8\pi)^{-1} \mu_0 l_{\text{dem}} = 0,2$ нГн. При $\delta = 1$ мм и используемых размерах стального элемента детали его внешняя индуктивность $L_{\text{внеш}} = 2 \mu_0 \delta l_{\text{dem}} (b_{\text{dem}})^{-1}$ [3,8] численно составит величину, равную около 3,35 нГн. Тогда из соотношения $0,8\pi(L_{\text{dem1}} + L_{\text{внеш}})/\tau_{f1}$ для индуктивного сопротивления X_{L1} исследуемого элемента стальной детали находим, что оно принимает численное значение, примерно равное $8,92 \cdot 10^{-6}$ Ом. Мы видим, что для данного случая $R_{\text{dem1}} \gg X_{L1}$ и сопротивление стальной детали будет носить практически омический характер. В этой связи величина временного сдвига Δt_{m1} между индуцированным напряжением $u_{\text{инд}}(t)$ и индукционным током $i_{\text{инд}}(t)$ в стальной детали согласно аналитическому соотношению $\tau_{f1} (0,8\pi)^{-1} \arctg(X_{L1}/R_{\text{dem1}})$ будет составлять численное значение, примерно равное $2,66 \cdot 10^{-6}$ с. Такой временной задержкой импульса индукционного тока $i_{\text{инд}}(t)$ в стальной детали относительно индуцированного в ней импульса напряжения $u_{\text{инд}}(t)$ при $\tau_{f1} = 1$ мс можно в нашем случае практически пренебрегать. В результате для исследуемого первого случая временной сдвиг Δt_{m1} между первичным униполярным импульсом тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и вторичным индукционным биполярным импульсом тока детали $i_{\text{инд}}(t)$ будет фактически определяться временным сдвигом между импульсами тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и индуцированного напряжения детали $u_{\text{инд}}(t)$. Согласно (2) данный временной сдвиг всегда, то есть для любых металлов детали, любых значений ее толщины h , любых АВП тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и любых толщин скин-слоя Δ_{dem} в детали, составляет значение $\Delta t_{m1} = t_m = \ln(\alpha_2 / \alpha_1) / (\alpha_2 - \alpha_1)$, соответствующее амплитуде I_m тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ [6,7]. Поэтому для данного случая ($\tau_{f1} = 1$ мс), скажем при $\tau_{p1} = 50$ мс (для временной формы $\tau_{f1}/\tau_{p1} = 1/50$ мс; $\alpha_1 = 15,2$ с⁻¹; $\alpha_2 = 2,37 \cdot 10^3$ с⁻¹), временной сдвиг Δt_{m1} между униполярным миллисекундным импульсом тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и индукционным биполярным импульсом тока стальной детали $i_{\text{инд}}(t)$ окажется независимым от ω_2 и численно равным $t_m = 2,14$ мс.

Оценка значений временного сдвига Δt_m для второго случая. Толщина токового скин-слоя Δ_{dem2} в детали составит при этом величину около 0,69 мм. В этом случае уже $h/\Delta_{\text{dem2}} = 1,09 > 1$ и значение активного сопротивления R_{dem2} стального элемента детали определим из классического соотношения вида [10]:

$$R_{\text{dem2}} = \frac{l_{\text{dem}}}{b_{\text{dem}} \Delta_{\text{dem2}} \gamma_{\text{dem}}}. \quad (3)$$

После подстановки в (3) соответствующих электрофизических параметров для $R_{\text{дем}2}$ получаем численное значение, равное примерно 1,45 МОм. Внутренняя индуктивность $L_{\text{дем}2}$ выбранного немагнитного элемента стальной детали в данном случае может быть рассчитана по известной формуле [10]:

$$L_{\text{дем}2} = \frac{\mu_0 \Delta_{\text{дем}2} l_{\text{дем}}}{2b_{\text{дем}}}. \quad (4)$$

С учетом (4) величина внутренней индуктивности $L_{\text{дем}2}$ составит оценочное значение, равное 0,58 нГн. Внешняя индуктивность $L_{\text{внеш}}$ рассматриваемого стального элемента детали здесь останется прежней и равной 3,35 нГн. Из расчетного соотношения $0,8\pi(L_{\text{дем}2} + L_{\text{внеш}})/\tau_{f2}$ во втором случае при $\tau_{f2} = 1$ мкс для индуктивного сопротивления X_{L2} исследуемого элемента детали получаем численное значение, примерно равное 9,88 Ом. Видно, что для этого случая $X_{L2} > R_{\text{дем}2}$ и сопротивление стальной детали будет носить практически индуктивный характер. Поэтому временной сдвиг Δt_{m2} между индуцированным биполярным напряжением $u_{\text{инд}}(t)$ и отстающим от него индукционным биполярным током $i_{\text{инд}}(t)$ в стальной детали в соответствии с ранее использованным нами соотношением вида $\tau_{f2}(0,8\pi)^{-1} \arctg(X_{L2}/R_{\text{дем}2})$ будет составлять значение, численно равное $0,567 \cdot 10^{-6}$ с. Тогда полный временной сдвиг Δt_m между униполярным импульсом тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и индукционным биполярным импульсом тока детали $i_{\text{инд}}(t)$ будет равным $(t_m + 0,567$ мкс). Для временной формы возбуждающего аperiodического импульса тока $i_{\text{инд}}(t)$ в примененном нами одновитковом дисковом индукторе, описываемой к примеру соотношением $\tau_{p2}/\tau_{p1} = 1/50$ мкс ($\alpha_1 = 1,52 \cdot 10^4$ с $^{-1}$; $\alpha_2 = 2,37 \cdot 10^6$ с $^{-1}$), величина t_m составит значение 2,14 мкс. Поэтому во втором случае при протекании в индукторе униполярного микросекундного токового импульса временной формы 1/50 мкс искомая величина временного сдвига Δt_m будет равной 2,707 мкс. При этом доля величины Δt_{m2} по отношению к величине t_m составляет около 27 %. Как видим, в этом случае пренебрегать дополнительным временным сдвигом $\Delta t_{m2} = 0,567$ мкс между импульсными токами $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{инд}}(t)$, обусловленным возрастанием влияния индуктивного сопротивления детали X_{L2} из-за увеличения эквивалентной круговой частоты $\omega_{\text{экв}} \approx \omega_c$ в частотном спектре униполярного импульса тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$, нельзя.

ВЫВОДЫ

- 1 На основании классических представлений электродинамики предложен новый электрофизический подход по расчетной оценке временного сдвига Δt_m между протекающим в индукторе униполярным импульсом тока $i_{\text{инд}}(t)$ и наведенным им индукционным биполярным импульсом тока $i_{\text{инд}}(t)$ в обрабатываемой ИМП индуктора немагнит-

- ной металлической детали.
- 2 Показано, что на исследуемый временной сдвиг Δt_m существенное влияние оказывает длительность фронта τ_f и частотный спектр тока $i_{\text{инд}}(t)$.

Список литературы: 1. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Чаплыгин Е.А. Особенности токов, индуцированных низкочастотным полем одновиткового соленоида в плоских листовых металлах // *Электротехника і електромеханіка*. – 2005. – № 3. – С. 69-73. 2. Батыгин Ю.В., Сериков Г.С., Бондаренко А.Ю. Индукционная индукторная система с двойным витком // *Электротехніка і електромеханіка*. – 2009. – № 1. – С. 59-61. 3. Белый И.В., Фертик С.М., Хищенко Л.Т. Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов. – Харьков: Вища школа, 1977. – 168 с. 4. Аношин О.А., Белоглазский А.А., Верецагин И.П. и др. Высоковольтные электротехнологии / Под ред. И.П. Верецагина. – М.: Изд-во МЭИ, 2000. – 204 с. 5. Электрофизические и электрохимические методы обработки материалов / Под ред. В.П. Смоленцева. – М.: Высшая школа, 1983. – Т. 1. – 247 с. 6. Баранов М.И. Аналитический расчет времени электрического взрыва проводников под воздействием больших импульсных токов высоковольтных электрофизических установок // *Электротехніка і електромеханіка*. – 2004. – № 4. – С. 95-99. 7. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 1. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 536 с. 8. Кухлинг Х. Справочник по физике: Пер. с нем. – М.: Мир, 1982. – 520 с. 9. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. – М.: Советское радио, 1974. – 256 с. 10. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 2. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.

Поступила в редколлегию 07.04.2009.