

УДК 620.171/1.; 621.313; 536.2

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ УПРУГИХ ВОЛН

А.Д. Городжа, канд. техн. наук, К.А. Городжа, канд. техн. наук, Б.О. Трощинский, инж., О.А. Погребный, инж.

Киевский национальный университет строительства и архитектуры,
пр. Воздухофлотский, 31, Киев-37, 03037, Украина
e-mail: gorodzha@knuba.edu.ua

Рассмотрена возможность применения импульсных электро- и индукционно-динамических излучателей для возбуждения волновых процессов в бетонной конструкции при диагностике ее состояний на основе эхо-метода. Описана упрощенная методика расчета функциональной зависимости от времени электромагнитной силы при подключении такого преобразователя к предварительно заряженной конденсаторной батарее. Учтено неравномерное распределение плотности тока по сечению проводников излучателя, а также использовано приближение относительно малого изменения подвижной части за время протекания разрядного тока, что позволяет рассматривать разрядную цепь с постоянными электрическими параметрами. Определены условия получения максимального значения силы при заданных геометрических размерах излучателя. Библ. 6, рис. 3.

Ключевые слова: импульсный электродинамический излучатель, разрядный ток, электромагнитная сила, волновые механические процессы, диагностика бетонных конструкций.

Введение. В дефектоскопии линейно-протяженных бетонных конструкций, доступных со стороны одного торца буронабивных свай и столбов, применяется эхо-метод с ударным возбуждением упругих волн. Возможности метода значительно повышаются при использовании нормированных по амплитуде (F) и длительности (t) параметров ударных импульсов [1]. Для экспериментальных исследований метода требуется преобразователь (излучатель), способный передавать в конструкцию нормированные по амплитуде мощные механические импульсы, параметры которых в процессе испытаний могут изменяться в пределах: $F = (1,0 - 10)$ кН; $t = (0,1 - 2,0)$ 10 с. При этом излучатель должен в обследуемой конструкции возбуждать упругую волну с плоским передним фронтом, по форме близкую к колоколообразной, которая при распространении в упруговязкой среде искажается незначительно. Близкую форму импульса в виде затухающей "квадратичной синусоиды" способны возбуждать импульсные электродинамические излучатели (ИЭИ), основанные на взаимном отталкивании противоположно текущих токов, при предельном случае аperiodического разряда конденсатора [2]. Конструкция ИЭИ может быть выполнена без применения и с применением ферромагнитного магнитопровода в индукторе. Последние, которые чаще называют индукционно-динамические двигатели (преобразователи), возбуждают ударные импульсы длительностью более одной миллисекунды с повторными циклами работы [3, 4]. Излучатели без магнитопровода характеризуются высоким быстродействием и значительной импульсной механической мощностью, но обладают относительно низким КПД (8...10) % и применяются редко, в основном в научных исследованиях [5].

Целью статьи является разработка упрощенной методики расчета параметров ИЭИ без ферромагнитного магнитопровода, позволяющей оценивать возможности использования этих излучателей в экспериментальных исследованиях массивных бетонных конструкций различного назначения с помощью эхо-метода.

Описание методики расчета. Конструктивно рассматриваемый ИЭИ (рис.1) может состоять из двух спиральных обмоток 2, прилегающих друг к другу через изоляционную пластину 1, либо одной обмотки и токопроводящего диска 3. В обоих случаях ударный импульс F передается в обследуемую конструкцию 4 вследствие взаимного отталкивания двух обмоток или отталкивания обмотки и диска в результате протекания разрядного тока конденсатора С. Если излучатель содержит одну спиральную обмотку и токопроводящий диск (рис. 1 б), то в этом случае излучатель можно представить как трансформатор с замкнутой

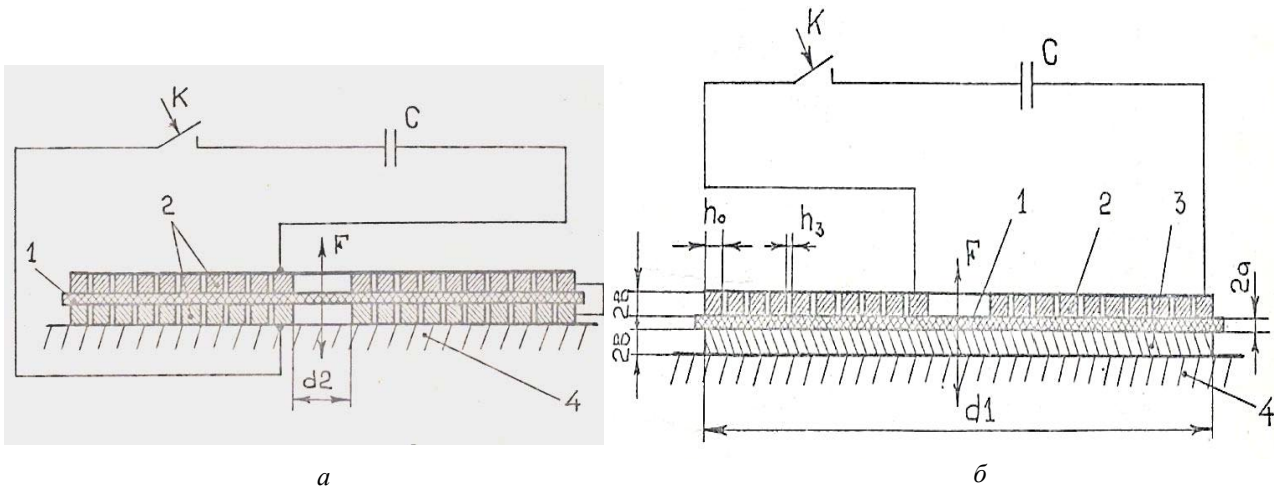


Рис. 1

накоротко вторичной обмоткой. Магнитное поле, создаваемое спиральной обмоткой, возбуждает в диске противоток, пропорциональный току, протекающему по обмотке. Поэтому при определении электродинамической силы, действующей в электромеханической системе, и характера изменения ее во времени будем исходить из выражения [6]

$$F = \frac{\partial W_m(i, x)}{\partial x} = \frac{i^2}{2} \frac{\partial L(x)}{\partial x}, \quad (1)$$

где W_m – энергия магнитного поля; i – ток, протекающий через излучатель; $L(x)$ – индуктивность излучателя, зависящая от величины зазора между обмотками; x – координата, в направлении которой действует сила. В начальном состоянии $x = 2a$ (рис. 1).

Вторым уравнением для электромеханической системы при разряде конденсаторной батареи будет уравнение, составленное по второму закону Кирхгофа для неразветвленной цепи разрядного контура:

$$i \frac{dL}{dt} + L \frac{di}{dt} + iR + \frac{1}{C} \int idt = 0, \quad (2)$$

где $L = L_{изл} + L_{р.ц.}$ – эквивалентная индуктивность разрядного контура, состоящая из индуктивности излучателя и суммарной индуктивности соединительных проводов и конденсатора; R – эквивалентное сопротивление контура, состоящее из активных сопротивлений излучателя, конденсатора и соединительных проводов; C – емкость конденсатора.

Третье уравнение – уравнение динамики в общем случае имеет вид

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + D \frac{dx}{dt} + Kx + F_0 = F, \quad (3)$$

где m – масса подвижной обмотки или пластины; D – коэффициент, характеризующий изменения силы сопротивления движению при изменении скорости перемещения; K – коэффициент упругости пружины, возвращающей подвижную катушку в исходное состояние; F_0 – начальная сила притяжения, действующая на подвижную катушку.

Точное аналитическое решение системы уравнений (1)...(3) в динамике затруднительно, т.к. неизвестен закон изменения индуктивности и активного сопротивления в процессе разряда конденсатора. В процессе разряда распределение тока по сечению обмоток неравномерное из-за скин-эффекта и эффекта близости, которые в свою очередь зависят от зазора между обмотками. Все это ведет к изменениям индуктивности и сопротивления обмоток излучателя, от которых зависят разрядный ток, а соответственно и форма механического импульса. Поэтому для нахождения функциональной зависимости от времени электромагнитной силы в работе использовались допущения, справедливые при малом смещении подвижного элемента излучателя (по отношению к первоначальной величине зазора):

- приращение электромагнитной энергии в результате изменения зазора является величиной постоянной;

- величина эквивалентной индуктивности в выражении (2) полагается постоянной ($L_{\text{изл.}} = \text{const}$);

- активное сопротивление $R_{\text{р.л.}}$ и индуктивность $L_{\text{р.л.}}$ разрядной цепи, а также длительность импульса сжатия и требуемые параметры излучателя $d1$ и $d2$ (см. рис. 1) полагаются известными.

Спиральные обмотки излучателя рассматриваются как две плоские шины, близко расположенные одна к другой. Одна шина является прямым проводом, другая – обратным (рис. 2). В момент включения

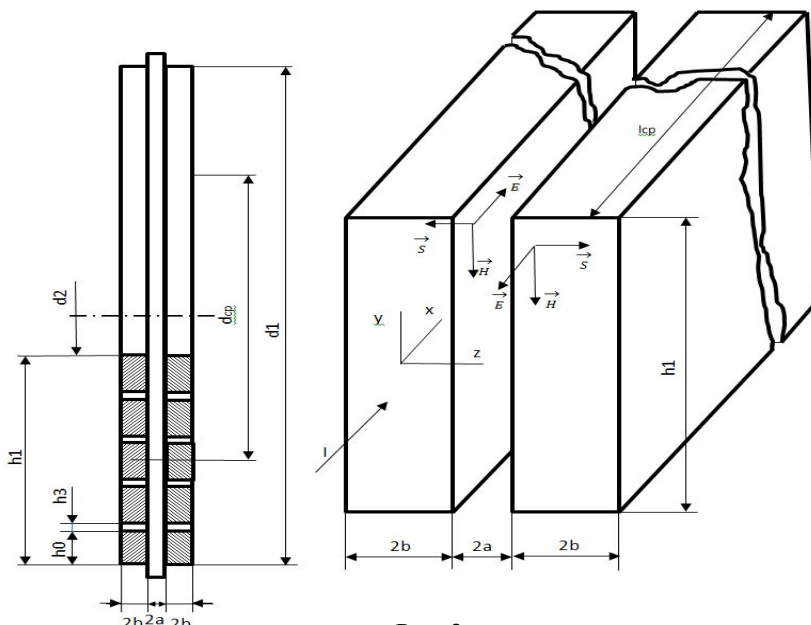


Рис. 2

конденсатора ток в обмотках будет равномерно распределен по радиусу и в зазоре между шинами возникнет сильное магнитное поле, которое зависит от радиуса обмоток и частоты тока. Если при постоянном токе в обмотке поле по зазору равномерно, то в случае импульсного тока за счет эффекта экранирования обмоток поле изменяется обратно пропорционально радиусу. При этом индуктивность рассеяния излучателя будет меньше, чем в случае равномерного распределения индукции по зазору. Если расстояние между обмотками ($2a$) меньше или такого же порядка, как и толщина спирали ($2b$), и намного меньше высоты h , то индукцию в зазоре можно считать равномерной. При учете гиперболического распределения напряженности магнитного поля в зазоре [6], сила удара несколько уменьшится, но уменьшится и индуктивность, что повлечет за собой увеличение силы тока и компенсирует уменьшение силы удара. Следовательно, напряженность магнитного поля в зазоре между обмотками можно определить по формуле

$$H = \frac{i}{h} = \frac{iw}{h_1}, \quad (4)$$

где w – количество витков спиральной обмотки излучателя, приведенное к одной обмотке;

$h_1 = \frac{d_1 - d_2}{2}$ – высота обмотки. Тогда магнитная энергия излучателя W_m будет равняться

$$i^2 \frac{L(s)}{2} = \frac{\mu_0 H^2}{2} V = \frac{\mu_0 i^2 w l 2a}{2h_1}, \quad (5)$$

где $V = \frac{2al}{h_1}$ – объем магнитного поля в зазоре между обмотками; $l = \frac{\pi(d_1 + d_2)}{2}$ – средняя длина витка.

Из выражения (5) видно, что индуктивность рассеяния, зависящая от величины зазора $2a = x$, равна

$$L(x) = \frac{\mu_0 w^2 l 2a}{h_1}, \quad (6)$$

откуда приращение электромагнитной энергии излучателя будет равно

$$\frac{dL(x)}{dx} = \frac{\mu_0 w^2 l}{h_1}. \quad (7)$$

Будем считать, что при толщине обмотки, равной глубине проникновения электромагнитного поля в металл обмотки, картина распределения поля быстро устанавливается. Её

можно принять такой же, как и в случае протекания по обмоткам противоположно направленных синусоидально изменяющихся во времени токов. Тогда распределения напряженности магнитного H_c и электрического E полей по сечению обмоток определяются следующими выражениями [6]:

$$H_c = -\frac{i w \operatorname{sh} p(b+z)}{2 \operatorname{sh} 2 p b}; \quad (8)$$

$$E = \frac{p i w \operatorname{ch} p(b+z)}{q h_1 \operatorname{sh} 2 p b}, \quad (9)$$

где
$$p = \sqrt{j \omega \gamma \mu_a} = \sqrt{\gamma \omega \mu_a e^{j45^\circ}} = \sqrt{\gamma \omega \mu_a \frac{1+j}{\sqrt{2}}} = k(1+j); \quad (10)$$

γ – удельная проводимость материала обмотки; $\mu_a = \mu_0 + \mu$ – абсолютная магнитная проницаемость воздуха и материала обмоток; $\omega = 2\pi \frac{1}{T} = \frac{\pi}{\tau_H}$ – угловая частота при длительности требуемого механического импульса τ_H , равной времени первого полупериода разрядного тока.

Применяя теорему Умова-Пойтинга в комплексной форме, определим полное внутреннее сопротивление одной обмотки:

$$Z_{\text{ВН}} = \frac{E H h L}{i^2} = \frac{E H h_0 L}{i^2 w} = \frac{E H h_0 w l}{i^2 w} = \frac{w^2}{\gamma h_0 l} \frac{p}{\operatorname{th} 2 b} = \frac{w^2 l}{\gamma h_0 l} \frac{\sqrt{\gamma \omega \mu_a}}{\operatorname{th} 2 b} e^{j45^\circ}, \quad (11)$$

где $h_{01} = h_1 - (w-1)h_3$ – высота обмотки без зазора между витками; l – длина спиральной обмотки.

Заметим, что гиперболический тангенс от комплексного аргумента $p b = k b + j b k$ является комплексом и имеет вид

$$\operatorname{th} p b = \operatorname{th}(k b + j b k) = \frac{\operatorname{sh} 2 k b + j \sin 2 k b}{\operatorname{ch} 2 k b + \cos 2 k b}. \quad (12)$$

Если $\operatorname{th} 2 p b = 1$, то, умножив выражение (11) на два, найдем полное внутреннее сопротивление обмоток излучателя

$$Z_n = 2 \frac{w^2 l \sqrt{\gamma \omega \mu_a}}{\gamma h_{01}} e^{j45^\circ} = \frac{w^2 l \sqrt{2 \gamma \omega \mu_a}}{\gamma h_{01}}. \quad (13)$$

Следовательно, активное и реактивное сопротивления равны между собой:

$$|R_{\text{изл}}| = |X_{\text{изл}}| = \frac{w^2 l}{\gamma h_{01}} \sqrt{2 \gamma \omega \mu_a}, \quad (14)$$

тогда внутренняя индуктивность обмоток излучателя будет равняться

$$L_{\text{вн}} = \frac{X_{\text{изл}}}{\omega} = \frac{w^2 l}{\gamma \omega h_{01}} \sqrt{2 \gamma \omega \mu_a}, \quad (15)$$

а полная индуктивность излучателя определится как сумма выражений (6) и (15):

$$L_{\text{изл}} = \frac{w^2 l (\mu_0 2 \alpha \gamma \omega h_{01} + h_1 \sqrt{2 \gamma \omega \mu_a})}{\gamma \omega h_1 h_{01}}. \quad (16)$$

Выражения (13) и (16) справедливы в случае, если толщина обмоток равна или больше глубины проникновения поля в металл обмотки, которое определяется из условия $e^{-k\Delta} = e^{-1}$ [6].

Отсюда следует, что $k\Delta=1$ или

$$\Delta = 2b = \frac{1}{k} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\gamma \omega \mu_a}{2}}}. \quad (17)$$

Согласно уравнению (2) ток в излучателе изменяется по закону «затухающей синусоиды» $i(t) = I_m e^{-\beta t} \sin \omega t$, тогда квадрат тока будет иметь вид «квадратичной затухающей синусоиды»:

$$i^2 = I_m^2 e^{-2\beta t} \sin^2 \omega t, \quad (18)$$

где $I_m = U_0 \sqrt{\frac{C}{L}}$; $\beta = \frac{R}{2L}$; $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$; $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$; U_0 – начальное напряжение на конденсаторе; t – текущее время, изменяющееся от 0 до ∞ .

Подставив выражение (18) в уравнение (4) с учетом формул (7) и (16), получим зависимость электродинамической силы, действующей в излучателе, от времени

$$F = \frac{U_0^2 C}{2L} \frac{\mu_0 w^2 l}{h_1} \exp\left[-\frac{Rt}{L}\right] \sin^2 \omega t, \quad (19)$$

где $C = \frac{4L}{\omega^2 4L^2 + R}$ – емкость конденсатора, при которой механический импульс будет иметь заданную длительность.

Взаимное перемещение обмоток излучателя в общем случае определяется из уравнения (3). В частном случае, когда нет пружин ($K=0$), начальное притяжение (сила веса подвижной катушки) компенсируется реакцией опоры ($F=0$) и демпфирования практически нет ($D=0$), уравнение (3) имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{F}{m}. \quad (20)$$

Считая, что с момента времени $t=0$ между обмотками действует прямоугольный импульс силы отталкиваний, по величине равный среднему значению силы, действующей за первый полупериод разрядного тока, величина взаимного перемещения обмоток излучателя определится из решения следующего выражения при нулевых начальных условиях:

$$\Delta x = \frac{F_{cp}}{m} \frac{t^2}{2} = \frac{F_{cp} \tau^2}{2m}. \quad (21)$$

Среднее значение силы, действующей в излучателе за время первого полупериода разрядного тока, можно получить, проинтегрировав (18) по времени и подставив полученный результат в уравнение (1):

$$F_{cp} = 0.5 \frac{dL(x)}{dx} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{U_0^2 C}{L} e^{-2\beta t} \frac{1 - \cos 2\omega t}{2} dt = \\ = \frac{U_0^2}{2L\tau} \left[\frac{1}{4\beta} (1 - e^{-2\beta\tau}) - \frac{e^{-2\beta\tau}}{4\beta^2 + 4\omega^2} (\omega \sin 2\omega\tau - \beta \cos 2\omega\tau) - \frac{\beta}{4\beta^2 + 4\omega^2} \right] \frac{dL(x)}{dx}. \quad (22)$$

Из уравнения (2) определяется первый максимум разрядного тока

$$I_{m1} = U_0 \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-2\beta t_{\max}}. \quad (23)$$

Здесь $t_{\max} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\beta}$ – время, соответствующее первому максимуму разрядного тока.

Подставив I_{m1} в (1) с учетом (7), (14), (16), получим выражение для определения максимального значения электродинамической силы

$$F_{m1} = \frac{N_c L(x)}{L2\alpha} \exp \left[-\frac{w^2}{L} \left(\frac{t_{\max} l \sqrt{2\gamma\omega\mu\alpha}}{\gamma h_{01}} + \frac{R_{pu}}{w^2} \right) \right]. \quad (24)$$

Таким образом, максимальная величина электродинамической силы преимущественно зависит от энергии конденсатора $W_c = \frac{U_0^2 C}{2}$ и от величины зазора $2a$, а также определяется

двумя безразмерными множителями. Первый из них зависит от отношения величины индуктивности в зазоре $L(s)$ к эквивалентной индуктивности разрядного контура L . Второй множитель представляет собой экспоненциальную функцию, характеризующуюся коэффициентом затухания разрядного контура. Так как в уравнении (24) величина $\frac{R_{\text{пл}}}{w^2}$ ничтожно мала, то при известных W_c , (2 а), (2 в), l , h_1 электродинамическая сила становится зависящей от соотношения $\frac{w^2}{L}$:

$$F_{m1} = \frac{N_c \mu_0 l}{h_1} \frac{w^2}{L} \exp\left[-\frac{w^2}{L} B\right], \quad (25)$$

где

$$B = \frac{t_{\text{max}} l \sqrt{2\gamma\omega\mu_0}}{\gamma_{01}}. \quad (26)$$

По приведенной методике были рассчитаны параметры нескольких опытных образцов излучателей диаметром 0,25 м, количеством витков спиральной обмотки и предназначенных

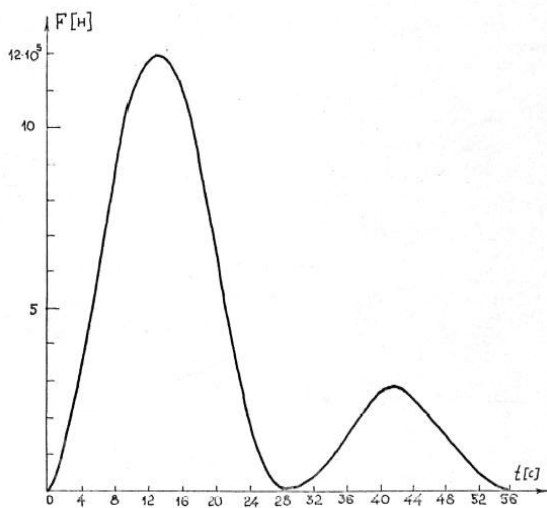


Рис. 3

для возбуждения импульсов сжатия длительностью 50, 100, 200 и 500 мкс. Для каждого образца определены оптимальное количество витков спиральной обмотки и емкость накопительного конденсатора, при которых сила отталкивания между пластиной и спиралью в импульсе заданной длительности имеет максимальное значение. Как видно из графической зависимости $F(t)$, приведенной на рис. 3, электродинамическая сила в своём развитии имеет форму затухающей "квадратичной синусоиды" и, как показали экспериментальные исследования излучателя на стальном волноводе, аналогичную форму имеет упругая волна сжатия, возбуждённая в твёрдом теле. В экспериментальных исследованиях использовался стальной стержень диаметром 0,3 м и длиной 4,0 м.

Выводы. Анализ предварительных исследований показал, что ИЭИ, построенный из одной спиральной обмотки и токопроводящей пластины, может быть эффективен для возбуждения в бетонной конструкции относительно коротких (до 200 мкс) импульсов. Для получения импульсов большей длительности и для поддержания требуемой его мощности необходимо использовать высоковольтные конденсаторы большой ёмкости. В случае необходимости возбуждения силовых импульсов большей длительности 1...5 мс более эффективно использование индуктора с ферромагнитным магнитопроводом.

1. Барашиков А.Я., Городжа А.Д. Интегральная оценка качества железобетонных конструкций с помощью эхо-метода. Сборник научных трудов. *Надежность и долговечность машин и сооружений*. 1988. Вып. 14. С. 37–46.
2. Зевеке Г.В., Ионкин П.А., Негушил А.В., Стахов С.В. Основы теории цепей. Москва: Энергия, 1975. 752 с.
3. Ивашин В.В., Карковский Л.И. Выбор рациональной геометрии магнитопровода индукционно-динамического двигателя с немагнитным якорем. *Электротехника*. 1981. № 8. С. 30–33.
4. Болюх В.Ф., Олексеев С.В., Щукин И.С. Влияние параметров ферромагнитного сердечника на эффективность индукционно-динамического двигателя. *Электротехника і Електромеханіка*. 2012. № 6. С. 20–27.
5. Рой Н.А. Импульсные электродинамические излучатели. *Акустический журнал*. 1970. Том XVI. Вып. 1. С. 121–128.
6. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. Москва: Высшая школа. 1973. 752 с.

УДК 620.171/1.; 621.313; 536.2

А.Д. Городжа, канд. техн. наук, **К.А. Городжа**, канд. техн. наук, **Б.О. Трощинський**, інж., **О.А. Погребний**, інж.
Київський національний університет будівництва і архітектури,
пр. Повітрофлотський, 31, Київ-37, 03037, Україна

РОЗРАХУНОК ПАРАМЕТРІВ ІМПУЛЬСНОГО ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНОГО ВИПРОМІНЮВАЧА ПРУЖНИХ ХВИЛЬ

Розглянуто можливість застосування імпульсних електро- та індукційно-динамічних випромінювачів для збудження хвильових процесів у бетонній конструкції у разі діагностики її стану на основі ехо-методу. Описано спрощену методику розрахунку функціональної залежності від часу електромагнітної сили у разі підключення такого випромінювача до попередньо зарядженої конденсаторної батареї. Враховано нерівномірний розподіл щільності струму за перетином провідників випромінювача, а також використано наближення щодо малого зміщення його рухомої частини за час протікання розрядного струму, що дає змогу розглядати розрядне коло як коло із постійними електричними параметрами. Визначено умови отримання максимального значення сили у разі заданих геометричних розмірів випромінювача. Бібл. 6, рис. 3.

Ключові слова: імпульсний електродинамічний випромінювач, розрядний струм, електромагнітна сила, хвильові механічні процеси, діагностика бетонних конструкцій.

A.D. Horodza, K.A. Horodza, B.O. Troshchynskiy, O.A. Pogrebnyi

Kyiv National University of Construction and Architecture,
Povitroflotskyi, 31, Kyiv-37, 03037, Ukraine

CALCULATION OF PARAMETERS OF A PULSE ELECTRODYNAMIC OSCILLATOR TO EXCITE OF ELASTIC WAVES

The possibility of using pulsed electrodynamic and induction-dynamic oscillators for the excitation of wave processes in a concrete structure for diagnosis of its states based on the echo-method is considered. A simplified method for calculating the functional dependence in time of the electromagnetic force when connecting such a converter to a pre-charged capacitor battery is described. The paper takes into account the nonuniform distribution of current density over the cross section of the conductors, and also uses the approximation of a relatively small change in the moving part distance during the discharge current flow, which allows us to consider a discharge circuit with constant electrical parameters. The conditions for obtaining the maximum value of the force are determined for a given geometrical dimensions of the oscillator. References 6, figures 3.

Key words: pulsed electrodynamic oscillator, discharge current, electromagnetic force, mechanical wave processes, diagnostics of concrete structures.

1. Barashikov A.Ya., Horodza A.D. Integral quality assessment of reinforced concrete structures using the echo method. *Nadezhnost' I dolgovechnost' mashin I sooruzhenii*. 1988. V.14. P. 37–46. (Rus)
2. Zeveke G.V., Ionkin P.A., Netushil A.B., Strahov C.B. Foundation of circuit theory. Moskva: Energiya, 1975. 752 p. (Rus)
3. Ivashin V.V. Karkovski L.I. The choice of the rational geometry of the magnetic induction-dynamic motor with nonmagnetic armature. *Electrotehnika*. 1981. N 8. P. 30–33. (Rus)
4. Bolyuh B.F., Olekseenko C.B., Shchukin I.C. Influence of parameters of a ferromagnetic core on the efficiency of an induction-dynamic motor. *Electrotehnika I Electromechanika*. 2012. N 6. P. 20–27. (Rus)
5. Roi N.A. Pulsed electrodynamic oscillator. *Akusticheskii zhyrнал*. 1970. V XVI. N. 1. P. 121–128. (Rus)
6. Bessonov L.A. Theoretical electrical engineering. Moskva: Vysshaya shkola. 1973. 752 p. (Rus)

Надійшла 10.10.2018

Received 10.10.2018