

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ УСИЛИЯ, ДЕФОРМИРУЮЩИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ ОБОЛОЧКУ ПРИ "СРЕЗЕ" ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Зроблено критеріальний аналіз впливу швидкості "зрізу" імпульсу зовнішнього магнітного поля на амплітуди від'ємного та додатного тиску після "зрізу", що діють на розташовану всередині індуктору циліндричну провідну оболонку. Визначено параметри "зрізаючого" імпульсу, для котрих у схемі Г. Фюрза демпфування струму або замикання індуктору накоротко не обов'язкові.

Сделан критериальный анализ влияния скорости "среза" импульса внешнего магнитного поля на амплитуды отрицательных и положительных давлений после "среза", действующих на расположенную внутри индуктора цилиндрическую проводящую оболочку. Определены параметры "срезающего" импульса, при которых в схеме Г. Фюрза демпфирование тока или замыкание индуктора накоротко не обязательны.

ВВЕДЕНИЕ

В 1965 г. Г. Фюрз получил патент на устройства для магнитно-импульсной обработки металлических заготовок силами притяжения к индуктору [1]. Эти устройства позволяют расширять недоступные изнутри металлические трубы и закрытые сосуды при помощи внешнего индуктора. Принцип их действия основан на прерывании медленно нарастающего (исходного) импульса разрядного тока, протекающего через индуктор с расположенной вблизи него заготовкой (в дальнейшем процесс прерывания будем называть "срезом" импульса). До "среза" на заготовку действуют относительно небольшие электродинамические усилия (ЭДУ), стремящиеся сжать заготовку, или оттолкнуть её от индуктора, но не вызывающие пластическую деформацию. На стадии "среза" быстрое ослабление внешнего магнитного поля приводит к изменению направления вихревых токов в заготовке и возникновению больших притягивающих к индуктору ЭДУ, которые деформируют заготовку и могут быть увеличены при помощи специальной вторичной обмотки.

Поясним один из способов "среза" импульса, предложенный Г. Фюрзом [1] (рис. 1 и 2).

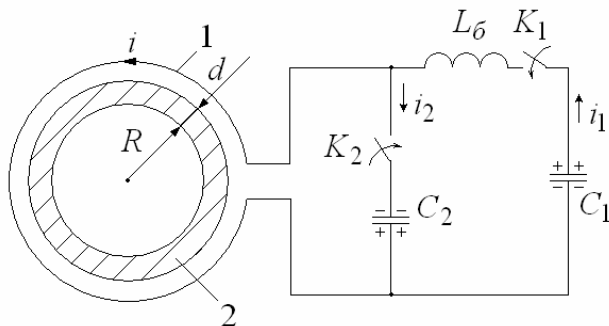


Рис. 1. Схема устройства с прерыванием тока при помощи дополнительного емкостного накопителя

Исходный импульс тока i_1 создается разрядом основного емкостного накопителя C_1 через управляемый коммутатор K_1 на индуктор 1 с расположенной внутри него цилиндрической проводящей оболочкой (заготовкой) 2. В некоторый момент времени $t = t_c$ включается управляемый коммутатор K_2 , и дополни-

тельный емкостный накопитель C_2 , полярность обкладок которого относительно индуктора 1 противоположна полярности C_1 , создает "срезающий" импульс тока i_2 , имеющего противоположное направление. Согласно [1] $C_2 \ll C_1$, а зарядное напряжение C_2 может быть намного выше, чем та же величина для C_1 . Индуктивность L_6 предотвращает короткое замыкание дополнительного накопителя C_2 через C_1 .

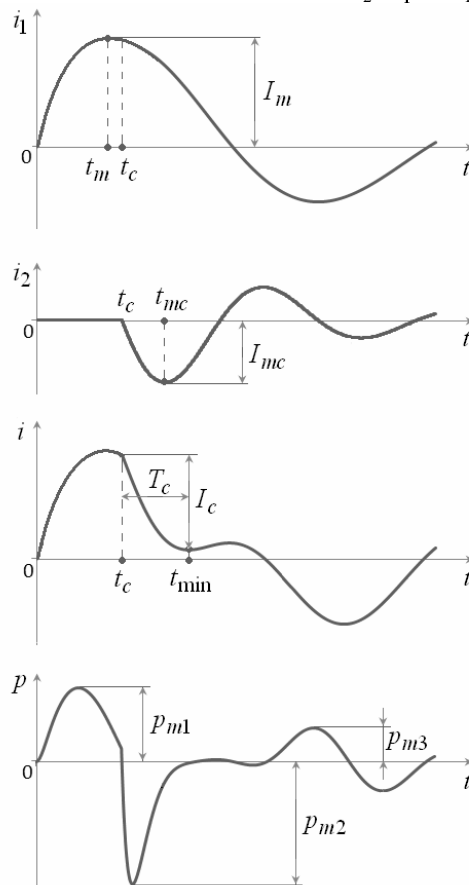


Рис. 2. Исходный (i_1), "срезающий" (i_2) и "срезанный" (i) импульсы тока, а также давление магнитного поля на оболочку (p) при колебательном разряде C_1 и C_2

Будем характеризовать "срез" исходного импульса такими величинами (см. рис. 2): T_c — длительность (продолжительность) "среза",

$$T_c = t_{\min} - t_c, \quad (1)$$

t_{\min} – момент времени, в который "срезанный" импульс имеет первое минимальное значение; I_c – амплитуда "среза",

$$I_c = i(t_c) - i(t_{\min}). \quad (2)$$

Для предотвращения колебаний тока i после "среза" (см. рис. 2) автором изобретения [1] предложено использовать демпфирующий резистор или вспомогательный коммутатор, с помощью которого индуктор замыкается накоротко при $i(t) = 0$ (эти устройства на рис.1 не показаны). Кроме того, даны такие рекомендации для временных характеристик t_c, T_c :

$$t_c \gg \tau_F, T_c \ll \tau_F, \quad (3)$$

где τ_F – постоянная времени, характеризующая скорость проникновения электромагнитного поля внутрь оболочки (предположительно, т.к. в [1] не приводится вывод формул для расчета τ_F , в которых могут быть опечатки) и зависящая от её размеров и удельной электропроводности.

Для практической реализации схемы без демпфирующего резистора и вспомогательного коммутатора (см. рис. 1) необходимо определить формы исходного и "срезающего" импульсов, их временные характеристики и амплитуды. В соотношениях (3) они не учитываются. Кроме того, могут появиться значительные ЭДУ, сжимающие заготовку после её расширения [2].

Целью данной работы является определение основных параметров исходного и "срезающего" колебательных импульсов, которые обеспечивают необходимое расширение цилиндрической оболочки с помощью внешнего индуктора при допустимых сжимающих ЭДУ.

ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ, РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ И КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ

Представляем "срезанный" импульс тока в разрядном контуре (см. рис.1) в виде суммы двух слагаемых:

$$i(t) = i_1(t) + i_2(t), \quad (4)$$

где

$$i_1(t) = I_0 e^{-\alpha t} \sin \omega t; \quad (5)$$

$$i_2(t) = -1(t-t_c) I_{01} e^{-\alpha_1 t} \sin \omega_1 t; \quad (6)$$

$1(t-t_c)$ – единичная функция,

$$1(t-t_c) = \begin{cases} 1, & t > t_c; \\ 0, & t \leq t_c; \end{cases} \quad (7)$$

I_0, I_{01} – постоянные; α, α_1 – коэффициенты затухания; ω, ω_1 – круговые (угловые) частоты.

Пусть длина индуктора $b \gg R$ (R – внутренний радиус оболочки), а влиянием междувитковых зазоров можно пренебречь. Тогда магнитное поле в непроводящих областях системы индуктор – проводящая оболочка близко к однородному, а напряженность магнитного поля на внешней поверхности оболочки согласно (4) равна

$$H(0,t) = H^{(1)}(0,t) + H^{(2)}(0,t), \quad (8)$$

где $H^{(1)}(0,t), H^{(2)}(0,t)$ – напряженности магнитного поля, обусловленные протеканием по индуктору токов соответственно $i_1(t), i_2(t)$,

$$H^{(1),(2)}(0,t) = \frac{i_{1,2} w}{b};$$

w – число витков индуктора.

Пусть также оболочка неподвижна, имеет постоянные электрофизические характеристики, и соблюдаются условия квазистационарности. Кроме того, толщина оболочки $d \ll R$. Используем переходную функцию напряженности магнитного поля, проникшего внутрь оболочки, первого приближения [3,4]

$$H_1(d,t) = 1 - e^{-t/\tau}, \quad (9)$$

где τ – постоянная времени первого приближения,

$$\tau = \mu_0 \gamma R d / 2;$$

μ_0 – магнитная постоянная; γ – удельная электропроводность оболочки.

При помощи переходной функции (9) и интеграла Дюамеля для токов $i_{1,2}(t)$, представленных зависимостями (5), (6), с учетом нулевых начальных условий получаем такие формулы:

$$H^{(1)}(d,t) = \frac{I_0 w}{b} \frac{1}{\sqrt{(1-\alpha\tau)^2 + (\omega\tau)^2}} \times \\ \times \left[e^{-\alpha t} \sin(\omega t - \psi_2^{(1)}) + e^{-t/\tau} \sin \psi_2^{(1)} \right]; \quad (10)$$

$$H^{(2)}(d,t) = \begin{cases} 0, & t \leq t_c; \\ H_c(d,t'), & t > t_c; \end{cases} \quad (11)$$

$$H_c(d,t') = -\frac{I_{01} w}{b} \frac{1}{\sqrt{(1-\alpha_1\tau)^2 + (\omega_1\tau)^2}} \times \\ \times \left[e^{-\alpha_1 t'} \sin(\omega_1 t' - \psi_2^{(2)}) + e^{-t'/\tau} \sin \psi_2^{(2)} \right], \quad (12)$$

где $t' = t - t_c$;

$$\psi_2^{(1)} = \begin{cases} \arctg \frac{\omega\tau}{1-\alpha\tau}, & \text{если } \alpha\tau < 1; \\ \pi/2, & \text{если } \alpha\tau = 1; \\ \pi + \arctg \frac{\omega\tau}{1-\alpha\tau}, & \text{если } \alpha\tau > 1. \end{cases} \quad (13)$$

Для расчета $\psi_2^{(2)}$ используем выражение (13), в котором следует заменить α и ω соответственно на α_1 и ω_1 (формулы (10), (13) были приведены в работе [4]). Применяя принцип суперпозиции, получаем напряженность магнитного поля внутри оболочки, обусловленную "срезанным" импульсом тока (4):

$$H(d,t) = H^{(1)}(d,t) + H^{(2)}(d,t). \quad (14)$$

ЭДУ, действующие на проводящую оболочку, будем характеризовать величиной

$$p(t) = \frac{\mu}{2} \left[(H(0,t))^2 - (H(d,t))^2 \right], \quad (15)$$

условно называемой давлением магнитного поля. В дальнейшем полагаем $\mu = \mu_0$. Заметим, что положительное давление сжимает оболочку, а отрицательное – расширяет.

В формулы (4) – (15), которые описывают сило-

вое воздействие импульсного электромагнитного поля на проводящую оболочку при колебательных исходном и "срезающем" импульсах тока, входят десять размерных величин: α , ω , α_1 , ω_1 , I_0 , I_{01} , b , τ , t , t_c . Из них составляем семь критериев подобия [5]: $\alpha^* = \alpha/\omega$, $\alpha_1^* = \alpha_1/\omega_1$, $\omega_1^* = \omega_1/\omega$, $I_{01}^* = I_{01}/I_0$, $\tau^* = \omega\tau$, $t^* = \omega t$, $t_c^* = \omega t_c$. Поясним физический смысл и определим значения отдельных критериев.

Три критерия – τ^* , t^* и t_c^* образованы делением соответствующих величин, имеющих размерность времени, на величину ω^{-1} , являющуюся базисным временем. Поэтому t^* – безразмерное время, а t_c^* – безразмерное значение времени, соответствующее началу "среза" (см. рис.2). Критерий τ^* характеризует проникновение импульсного магнитного поля внутрь проводящей оболочки [4]. Амплитуда напряженности этого поля $H^{(1)}(d,t)$, обусловленного исходным импульсом тока (5), имеет наибольшие значения при $\tau^* \leq 0,4$, поэтому принимаем $\tau^* = 0,1$. При таком τ^* на первой стадии процесса импульсы внешнего и проникшего внутрь оболочки магнитных полей отличаются незначительно (рис. 3, а, б). Для достижения наибольших ЭДУ, расширяющих оболочку, рекомендуется значение критерия $t_c^* = t_{mi}^*$ (t_{mi} – момент времени, соответствующий амплитудному значению $H^{(1)}(d,t)$, $t_{mi}^* = \omega t_{mi}$) [6]. Для принятого значения τ^* возможно и $t_c^* = t_m^*$ (t_m – момент времени, соответствующий амплитуде исходного импульса тока I_m , $t_m^* = \omega t_m$) [7].

Четыре критерия – α^* , α_1^* , ω_1^* и I_{01}^* определяют форму "срезанного" импульса.

КРИТЕРИАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УСИЛИЙ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ОБОЛОЧКУ

Очевидно, что величина ЭДУ, расширяющих оболочку, зависит от скорости "среза" исходного импульса тока, которая изменяется во времени и принимает максимальное значение в начальной стадии "среза". Чем выше скорость "среза", тем больше вихревые токи в оболочке и соответственно ЭДУ. Используя (4) – (6), можно показать, что скорость "среза" является функцией критериев α^* , α_1^* , ω_1^* , I_{01}^* и t^* , а её максимальное значение – функцией первых четырёх из них. Критерий α^* влияет на форму исходного импульса и существенно зависит от параметров элементов разрядного контура, прежде всего, системы индуктор – оболочка, а также емкостного накопителя C_1 , коммутатора K_1 , индуктивности L_0 и соединяющих их проводников (см. рис. 1). Заметим также, что круговая частота исходного импульса, от которой зависит α^* , определяется постоянной τ и выбранным

значением критерия τ^* . Поэтому в дальнейшем полагаем, что α^* принимает некоторое заданное значение. Из рис.2 следует, что скорость "среза" можно приближенно оценить отношением I_c/T_c . С повышением круговой частоты "срезающего" импульса уменьшаются t_{mc} , а следовательно, t_{min} и согласно (1) – T_c , так как $t_{mc} = t'_{mc} + t_c$, $t'_{mc} = (\pi/2 - \arctg \alpha_1^*)/\omega_1$ (t_{mc} – момент времени, в который достигается амплитудное значение "срезающего" импульса I_{mc} ; величина t'_{mc} имеет смысл момента времени, соответствующего I_{mc} , относительно начала "среза"). Заметим также, что t'_{mc} , а следовательно, и T_c уменьшаются с увеличением α_1^* . Числитель отношения I_c/T_c возрастает с увеличением I_{mc} . Таким образом, увеличения скорости "среза" и соответственно ЭДУ, расширяющих оболочку, можно достичь увеличением значений ω_1^* , α_1^* и I_{01}^* . Это утверждение, а также предшествующие ему доводы иллюстрируются данными рис. 3, 4 и табл. 1, 2, которые представлены с использованием таких безразмерных величин: $i^* = i/I_0$; $t_{min}^* = \omega t_{min}$; $T_c^* = \omega T_c$; $t'_{mc} = \omega t'_{mc}$; $I_c^* = I_c/I_0$; $p^* = p/(\mu_0 H_0^2/2)$, $H_0 = I_0 w/b$; $\eta^* = \eta/H_0$ (η – линейная плотность вихревых токов в оболочке [7]). Дополнительно приняты обозначения (см. рис. 2): p_{m1} , p_{m2} и p_{m3} – амплитуды соответственно первой (положительной), второй (отрицательной) и наибольшей после "среза" положительной полуволны давления магнитного поля, действующего на оболочку.

На рис. 3,4 и в табл.1 показано влияние на рассматриваемые процессы круговой частоты ω_1 и амплитуды I_{mc} "срезающего" импульса, которые изменялись вариацией значений критериев ω_1^* и I_{01}^* . Отношение амплитуд "срезающего" и исходного импульсов и критерий I_{01}^* связаны очевидной зависимостью

$$I_{mc}/I_m = I_{01}^* \exp \left[\alpha^* \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \alpha^* \right) - \alpha_1^* \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \alpha_1^* \right) \right] \times \sin \left(\pi/2 - \arctg \alpha_1^* \right) / \sin \left(\pi/2 - \arctg \alpha^* \right).$$

Отношения p_{m2}/p_{m1} и p_{m3}/p_{m1} будем называть соответственно кратностью амплитуды отрицательного давления и кратностью амплитуды положительного давления после "среза". Видим, что даже при низкой круговой частоте ω_1 достигнуты относительно большие значения кратности амплитуды отрицательного давления при малых значениях p_{m3}/p_{m1} (рис. 3, г; рис. 2, для кривых которого $\omega_1^* = 2$, $I_{01}^* = 1,5$; табл. 1, $\omega_1^* = 2$). При этом не обязательно условие $C_2 \ll C_1$ [1]. С повышением круговой частоты ω_1 при тех же амплитудах "срезающего" импульса имеем существ-

венно большие значения кратности p_{m2}/p_{m1} , но при этом кратность положительного давления после "среза" возрастает и превосходит единицу (рис. 4, г; табл. 1, $\omega_1^* = 5$).

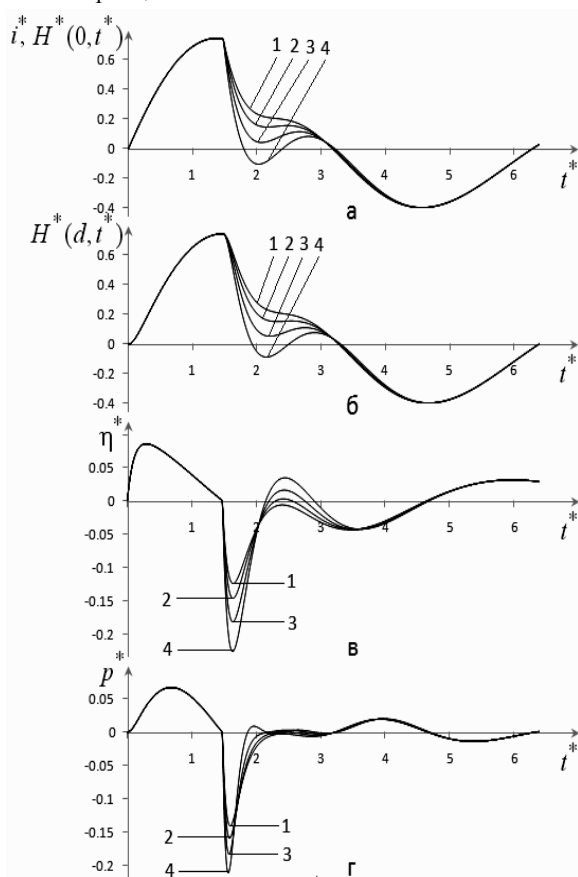


Рис. 3. Влияние амплитуды "среза" при $\omega_1^* = 2$, $\alpha^* = 0,2$, $\alpha_1^* = 0,8$, $t_c^* = t_{mi}^* = 1$, 47508:
1 – $I_{01}^* = 1$, 2 – 1,2, 3 – 1,5, 4 – 1,9

При низкой круговой частоте ω_1 "срезанный" импульс может не иметь точки t_{min} (см. рис. 3, а, кривая 1), поэтому для этого частного случая необходимо иное определение продолжительности "среза" T_c (см. формулу (1); подробно этот вопрос здесь не рассматривается, а в табл. 1 соответствующие значе-

ния T_c^* и I_c^* не приведены). Кроме того, наибольшая по амплитуде после "среза" положительная полуволна давления появляется после нескольких несущественных колебаний (см. рис. 3, г; рис. 2). При более высокой круговой частоте ω_1 точка t_{min} чётко выражена (см. рис. 4, а), причем значения T_c и t'_{mc} весьма близки (см. табл. 1, $\omega_1^* = 5$). Последнее показывает большее влияние высокочастотного "срезающего" импульса на продолжительность "среза", чем низкочастотного, при котором T_c существенно больше t'_{mc} (см. табл.1, $\omega_1^* = 2$). Третья, положительная полуволна давления имеет наибольшую амплитуду после "среза" (см. рис. 4, г).

"Срезанные" импульсы на рис. 4,а можно назвать также импульсами с "вырезом", так как их форма после "выреза" практически не отличается от формы исходного импульса (кривые 1 – 4 совпадают). Импульсы с "вырезом" были изображены в описании патента [8] на устройства для выравнивания вмятин на поверхностях изделий из тонких металлических листов и труб, принцип действия которых основан на описанной выше идее в изобретении Г. Фюрза [1]. Авторы изобретения [8] рекомендуют $t_c/T_c = 40 \div 100$. Полученные нами данные показывают возможность получения больших значений p_{m2}/p_{m1} при $t_c/T_c \cong 3 \div 8$ (см. табл. 1).

В табл. 2 показано влияние на рассматриваемые процессы затухания "срезающего" импульса тока (критерия α_1^*). Для каждого значения α_1^* определяли такую величину критерия I_{01}^* , при которой амплитуда "среза" принимала одно и то же значение $I_c = I_m$. При этом изменение скорости "среза" достигалось непосредственным влиянием α_1^* на длительность "среза". С увеличением α_1^* наблюдаем возрастание отрицательного давления и уменьшение положительного давления. В случае слабого затухания исходного импульса и отрицательное, и положительное давления после "среза" существенно выше.

Таблица 1

Основные характеристики "срезанного" импульса тока и давления магнитного поля при $\alpha^* = 0,2$, $\alpha_1^* = 0,8$, $t_c^* = t_{mi}^*$

ω_1^*	I_{01}^*	I_{mc}/I_m	T_c^*	t'_{mc}	I_c^*	p_{m2}/p_{m1}	p_{m3}/p_{m1}
2	1	0,51176	–	0,44803	–	-2,0973	0,28828
	1,2	0,61411	0,68492		0,5944	-2,37195	0,28987
	1,5	0,76764	0,59492		0,69829	-2,73851	0,29269
	1,9	0,97234	0,55492		0,84413	-3,15757	0,29702
5	1	0,51176	0,19492	0,17921	0,40802	-3,14126	0,9183
	1,2	0,61411	0,19492		0,48391	-3,53234	1,13638
	1,5	0,76764	0,18492		0,59804	-4,01299	1,42725
	1,9	0,97234	0,18492		0,75045	-4,54351	1,76461

Основные характеристики "срезанного" импульса тока и давления магнитного поля при $\omega_1^* = 2, t_c^* = t_m^*$

$\alpha^*; t_m^*; P_{m1}^*$	α_1^*	I_{01}^*	I_{mc}/I_m	t_{min}^*	T_c^*	t_{mc}^*	P_{m2}/P_{m1}	P_{m3}/P_{m1}
0,2; 1,37260; 0,06654	0,1	0,57980	0,66840	2,40501	1,03240	0,73556	-1,67384	0,78003
	0,2	0,70900	0,70900	2,33301	0,96041	0,68670	-1,85111	0,52096
	0,4	1,01250	0,78379	2,17502	0,80242	0,59514	-2,22357	0,35301
	0,8	1,72900	0,88483	1,91003	0,53743	0,44803	-2,90392	0,30406
0,8; 0,89526; 0,02806	0,1	0,27950	0,62961	1,89203	0,99677	0,73556	-1,01894	0,18964
	0,2	0,33990	0,66418	1,83603	0,94077	0,68670	-1,11297	0,12627
	0,4	0,48470	0,73318	1,70902	0,81377	0,59514	-1,32116	0,06982
	0,8	0,84370	0,84370	1,46001	0,56475	0,44803	-1,73417	0,06342

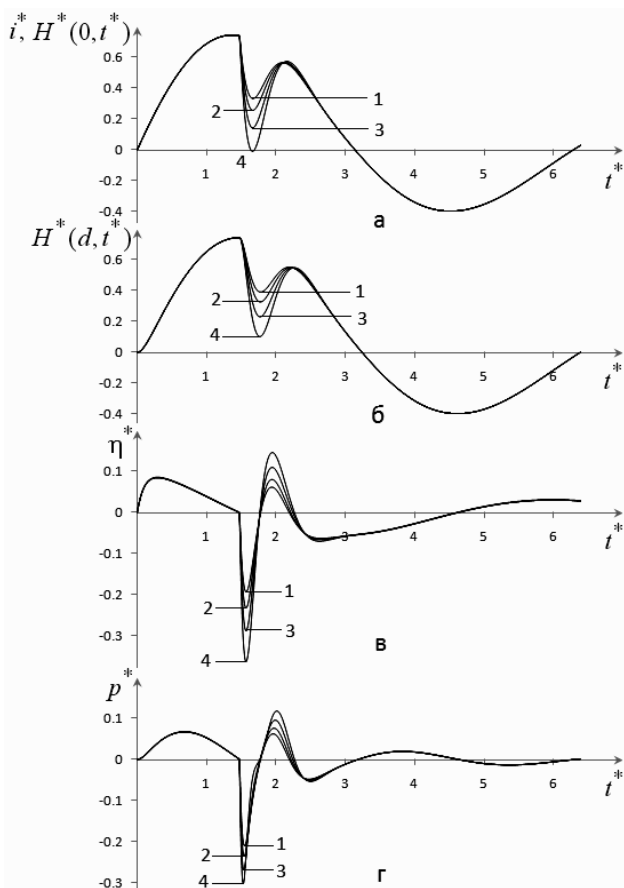


Рис. 4. Влияние амплитуды "среза" при $\omega_1^* = 5, \alpha^* = 0,2, \alpha_1^* = 0,8, t_c^* = t_{mi}^* = 1, 47508$:
1 – $I_{01}^* = 1, 2 - 1,2, 3 - 1,5, 4 - 1,9$

В табл. 3 приведены основные характеристики рассматриваемого процесса в случае идеального "среза", при котором ток i в момент времени $t = t_c$ скачкообразно изменяется от $i(t_c)$ до нуля [6]. Данные в числителях 5, 6, 11 и 12 строк получены при $t_c = t_m$, в знаменателях – $t_c = t_{mi}$ (соответствующие значения t_m^* имеются в табл. 2). Расчеты выполнены при помощи используемой в этой статье модели первого приближения и точной модели, в которой учитывается неравномерность распределения вихревых токов по

толщине оболочки [4,6]. Для того, чтобы в точной модели сохранить значение $\tau^* = 0,1$, принято $d/R = 0,05, d/\Delta = 0,0707$ (Δ – глубина проникновения электромагнитного поля [9]). Расхождения между значениями основных характеристик, полученными при помощи различных моделей, не превосходят ~ 5% (они наибольшие, как и следовало ожидать, для величины P_{m1}^* , имеющей место в начальной стадии процесса), что является оценкой погрешности модели первого приближения в случаях реальных "срезающих" импульсов.

Таблица 3

Основные характеристики импульсов давления и напряженности магнитного поля, проникшего внутрь оболочки, при идеальном "срезе"

Величина	Модель первого приближения	Точная модель	Расхождение, %
$\alpha^* = 0,2$			
$H^*(d, t_m^*)$	0,737	0,736	0,1
t_{mi}^*	1,475	1,480	0,3
$H^*(d, t_{mi}^*)$	0,741	0,741	0,0
P_{m1}^*	0,0665	0,0699	4,9
P_{m2}^*	$\frac{-0,543}{-0,549}$	$\frac{-0,542}{-0,549}$	$\frac{0,2}{0,0}$
$\frac{P_{m2}}{P_{m1}}$	$\frac{-8,16}{-8,26}$	$\frac{-7,75}{-7,85}$	–
$\alpha^* = 0,8$			
$H^*(d, t_m^*)$	0,374	0,373	0,3
t_{mi}^*	1,004	1,010	0,6
$H^*(d, t_{mi}^*)$	0,378	0,378	0,0
P_{m1}^*	0,0280	0,0294	4,8
P_{m2}^*	$\frac{-0,140}{-0,143}$	$\frac{-0,139}{-0,143}$	$\frac{0,7}{0,0}$
$\frac{P_{m2}}{P_{m1}}$	$\frac{-5,00}{-5,11}$	$\frac{-4,73}{-4,86}$	–

Поскольку скорость идеального "среза" не ограничена, то значения p_{m2}/p_{m1} в табл. 3 являются предельными для соответствующих исходных импульсов тока. Например, при $\alpha^* = 0,2$ модуль кратности амплитуды отрицательного давления в случае идеального "среза" равен ~ 8 , а в случае "срезающих" импульсов с параметрами $\alpha_1^* = 0,2$, $\omega_1^* = 5$, $I_{mc}/I_m \cong 0,97$ и $\alpha_1^* = 0,8$, $\omega_1^* = 10$, $I_{mc}/I_m = 1,9$ – соответственно $\sim 4,5$ и $\sim 6,5$ (см. табл. 1 и рис. 5, а).

Кратности амплитуд отрицательных и положительных после "среза" давлений при одной и той же амплитуде "срезающего" импульса возрастают с увеличением его круговой частоты тем сильнее, чем меньше затухание исходного импульса (рис. 5; для кривых принято $t_c^* = t_{mi}^*$, для точек – $t_c^* = t_m^*$).

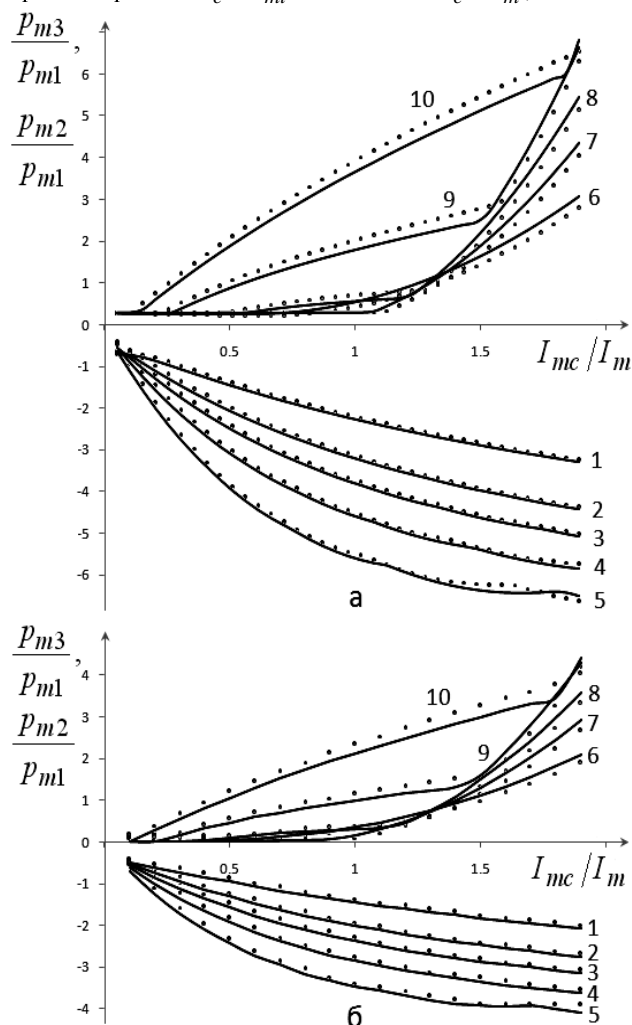


Рис.5. Зависимости кратностей амплитуд отрицательных и положительных давлений после "среза" от круговой частоты и амплитуды "срезающего" импульса при $\tau^* = 0,1$, $\alpha_1^* = 0,8$: а – $\alpha^* = 0,2$; б – $\alpha^* = 0,8$; для кривых 1, 6 – $\omega_1^* = 1$; 2, 7 – 2; 3, 8 – 3; 4, 9 – 5; 5, 10 – 10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ "СРЕЗАННОГО" ИМПУЛЬСА

Необходимость ограничения положительных давлений, действующих на оболочку до и после "сре-

за", допустимыми значениями очевидна. Воспользуемся жестко-пластической моделью деформирования [10] и уравнением движения оболочки [11], в соответствии с которыми пластическое сжатие первой, положительной полуволной давления и положительной полуволной давления после "среза" не происходит, если (см. рис. 2)

$$p_{m1} \leq \sigma_s \frac{d}{R}, \quad (16)$$

$$p_{m3} \leq \sigma_s \frac{d'}{R'}, \quad (17)$$

где σ_s – предел текучести материала оболочки; d' и R' – толщина и внутренний радиус оболочки после её расширения отрицательной полуволной давления, $d' < d$, $R' > R$.

Используя условие несжимаемости материала оболочки [10] и пренебрегая в нём величинами порядка $(d/R)^2$, $(d'/R')^2$, имеем

$$\frac{d'}{R'} \cong \frac{d}{R} \left/ \left(1 + \frac{\Delta R}{R} \right)^2 \right., \quad (18)$$

где ΔR – абсолютная радиальная деформация (увеличение внутреннего радиуса) оболочки после расширения отрицательной полуволной давления.

Из (17) и (18) следует, что для сжатия оболочки после расширения требуется меньшее давление магнитного поля, чем до него, причем тем меньшее, чем больше её относительная деформация $\Delta R/R$ (например, при $\Delta R/R = 0,1$ это уменьшение составляет $\sim 17\%$).

Алгоритм определения параметров "срезанного" импульса для получения заданной радиальной деформации оболочки $\Delta R_{зад}$ силами притяжения к индуктору может состоять из следующих основных блоков.

1. По заданным размерам и электрофизическим характеристикам оболочки, а также параметрам элементов разрядного контура основного накопителя находим параметры исходного импульса ω , α .

2. Рассчитываем $p(t)$ до момента времени $t = t_{m1}$, соответствующего амплитуде p_{m1} , и находим максимально допустимое значение I_0 , при котором выполняется условие (16).

3. Выбираем в первом приближении I_0 и параметры "срезающего" импульса α_1 , ω_1 , I_{01} .

4. Рассчитываем $p(t)$ для $t \geq t_{m1}$, а также радиальную деформацию оболочки в s -том приближении $\Delta R^{(s)}$, $s = 1, 2, \dots$

5. Проверяем выполнение условий

$$\left| \Delta R^{(s)} - \Delta R_{зад} \right| < \zeta \quad (19)$$

и (17); в условии (19) ζ – заданная погрешность.

6. Если условия (17), (19) не выполняются, корректируем значение I_0 и параметры "срезающего" импульса.

7. Действия в блоках 4 – 6 повторяем до тех пор, пока условия (19) и (17) не будут выполняться одновременно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Математическая модель, использованная в расчетах, отображает основные особенности возникновения ЭДУ, притягивающих заготовку к внешнему индуктору [1], в частности, изменение направления вихревых токов в заготовке при быстром ослаблении внешнего магнитного поля на стадии "среза" (см. рис. 3, в; 4, в), и поэтому адекватна электромагнитному полю системы.

2. В широком диапазоне значений α^* , определяющих форму исходного импульса тока, ЭДУ, расширяющие цилиндрическую проводящую оболочку при помощи внешнего индуктора, возрастают с увеличением скорости "среза", которое достигается увеличением амплитуды, круговой частоты, а также затухания (при одной и той же амплитуде "среза") колебательно-го "срезающего" импульса (см. рис. 5, табл. 2).

3. Амплитуда "среза" I_c , в зависимости от параметров "срезающего" импульса, может быть меньше, равна или больше амплитуды исходного импульса тока I_m (см. рис. 3, а, 4, а, табл. 2).

Для реальных "срезанных" импульсов внешнего магнитного поля расчетные значения кратности амплитуды отрицательного давления не превосходят предельных значений, полученных в случае "идеального среза" (см. табл. 3).

На стадии "среза" момент времени, в который вторая, отрицательная полуволна импульса давления магнитного поля имеет максимальное значение, приближается к моменту времени, соответствующему отрицательной амплитуде линейной плотности вихревых токов в оболочке (см. рис. 4, в, г).

4. Большие ЭДУ, расширяющие цилиндрическую проводящую оболочку с помощью внешнего индуктора при допустимых ЭДУ, сжимающих её после "среза", могут быть достигнуты в области относительно низких круговых частот "срезающего" импульса, для которых

$$2 \leq \omega_1^* \leq 5. \quad (20)$$

Левая граница (20) обусловлена малой кратностью амплитуды отрицательного давления при $\omega_1^* < 2$, а правая – большой кратностью амплитуды положительного давления после "среза" при $\omega_1^* > 5$ (см. рис.5).

5. В диапазоне изменения ω_1^* (20) и таких относительных значениях амплитуды "срезающего" импульса I_{mc}/I_m , при которых выполняется условие (17), можно обойтись без дополнительных устройств, предотвращающих колебания тока после "среза", которые могли бы вызывать большие положительные давления (см. рис. 5). С другой стороны, часть импульса после области "среза" не влияет на формирование второй, отрицательной полуволны давления (см. рис. 3,4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Furth H.P. Devices for metal-forming by magnetic tension. – United States Patent. – №3.196.649. – Cl. 72-56. – 1965.
2. Бондина Н.Н., Коновалов О.Я., Легеза А.В., Макеев В.Г., Михайлов В.М., Шовкоплас А.В. Магнитно-импульсное расширение цилиндрической проводящей оболочки и создание заданного распределения поля с помощью внешнего индуктора // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск "Проблеми сучасної електротехніки". – 2008. – Частина 5. – С. 84-89.
3. Витков М.Г. Проникновение импульсного магнитного поля внутрь цилиндрического экрана // Журнал технической физики. – 1965. – №3. – С. 410-413.
4. Бондина Н.Н., Крамчанин Е.Г., Лютенко Л.А., Михайлов В.М. Электродинамические усилия, действующие на цилиндрическую оболочку при колебательном разряде магнитно-импульсной установки // Электротехника и электромеханика. – 2007. – №5. – С. 66-70.
5. Веников В.А., Веников Г.В. Теория подобия и моделирования (применительно к задачам электроэнергетики). М.: Высш. шк., 1984. – 439 с.
6. Лютенко Л.А., Михайлов В.М. Влияние формы импульса внешнего магнитного поля на электродинамические усилия, деформирующие цилиндрическую оболочку // Технічна електродинаміка. – 2007. – №6. – С. 15-19.
7. Борцов А.В., Лютенко Л.А., Михайлов В.М. Физическое моделирование проникновения "срезанных" импульсов магнитного поля в цилиндрическую проводящую оболочку // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск "Проблеми сучасної електротехніки". – 2008. – Частина 5. – С.90-95.
8. Hansen K.A., Hendrickson I.G. Electromagnetic dent puller. – United States Patent. – №3.998.081. – Cl. 72 – 56. – 1976.
9. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. – Л.: Энергоиздат, 1981. – Т.2. – 416 с.
10. Ильющин А.А., Огибалов П.М. Упруго-пластические деформации полых цилиндров. – М.: издат. МГУ, 1960. – 288 с.
11. Баткилин Я.М., Михайлов В.М. Одномерные задачи импульсного проникновения электромагнитного поля в движущиеся проводники // Изв. вузов. Электромеханика. – 1980. – №12. – С. 1257 – 1262.

Поступила 11.09.2009

Живанков Кирилл Игоревич

физико-технического факультета

Лютенко Лариса Анатольевна

кафедры инженерной электрофизики

Михайлов Валерий Михайлович, д.т.н, проф.

Национальный технический университет

"Харьковский политехнический институт"

Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПИ",

кафедра инженерной электрофизики

тел. (057) 707-60-52

K.I. Zhivankov, L.A. Lyutenko, V.M. Mikhailov

Electrodynamic forces deforming a cylindrical shell under external magnetic field interruption by an oscillating pulse

An effect of external field interruption rate on pulsed magnetic pressure amplitudes that act on a cylindrical conductive shell placed inside a coil is analyzed with similarity criterions. The pulse parameters that make the resistor damping or the coil shorting out unnecessary in Furth circuit are calculated.

Key words – pulsed magnetic pressure, similarity criterions, external field interruption, pulse parameters