

ФОРМИРОВАНИЕ НАМАГНИЧИВАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОСКОПИИ.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ LCR-ЦЕПИ

*Generation of magnetizing pulses for the magnetic structure
inspection. Basic equations for LCR-circuit*

Матюк В.Ф.

Matyuk V.F.

Систематизированы выражения для расчета импульсного магнитного поля, формируемого при разряде батареи конденсаторов через намагничивающий соленоид. Представлены изменения временных и токовых параметров затухающих колебаний в зависимости от величины постоянной затухания. Даны рекомендации по выбору элементов разрядной цепи, формирующей импульс с заданными амплитудой и длительностями нарастания и спада.

Systematized expressions for the calculation of the pulsed magnetic field, generated when the battery of capacitors is discharging through a magnetizing solenoid. Temporary changes and current parameters of damped oscillations are presented depending on the size of constant damping. Offers advice on selecting items bit circuit, generating the pulse with the given amplitude and durations of rise and decline.

Введение

Обязательной операцией при реализации магнитных методов неразрушающего контроля структурного состояния ферромагнитных изделий является их намагничивание [1]. При этой операции материал изделия обычно доводится до магнитного насыщения, то есть до состояния, когда направление результирующего вектора намагниченности доменов приблизится к направлению внешнего магнитного поля H_m . Считается, что насыщение достигнуто, если уменьшение напряженности внешнего магнитного поля на 25% приводит к уменьшению коэрцитивной силы H_c намагничиваемого объекта не более, чем на 1% [2].

При намагничивании изделий из магнитомягких материалов ($H_c \leq 4000$ А/м) насыщение достигается в полях, превышающих величину H_c в 5 ÷ 10 раз. Поэтому для материала с $H_c = 4000$ А/м величина H_m в среднем составляет 30000 А/м [3].

Однако на практике намагничивание изделия чаще всего осуществляется в разомкнутой магнитной цепи. Для достижения магнитного насыщения материала изделия конечных размеров в разомкнутой магнитной цепи из-за влияния размагничивающего фактора требуются более сильные магнитные поля (H_{mp}), чем для достижения насыщения этого же изделия в замкнутой магнитной цепи [2].

$$H_{mp} \geq H_m + N(B_s/\mu_0 - H_m), \quad (1)$$

где N – коэффициент размагничивания, B_s – магнитная индукция технического насыщения, μ_0 – магнитная постоянная.

Например, если намагничиваемые образцы имеют отношение длины к диаметру (или стороне квадрата поперечного сечения), равное 10, 5 или 2, то при $H_m = 30000$ А/м, требуемой для их насыщения в замкнутой магнитной цепи, в разомкнутой магнитной цепи потребуются поля не менее 112000, 194000 и 441000 А/м соответственно [3].

Создание сильных постоянных магнитных полей связано со значительными мощностями оборудования и громоздкими системами охлаждения. Аппаратура же для импульсного намагничивания достаточно компактна и экономична.

Импульсное намагничивание чаще всего осуществляют одним или серией импульсов тока при разряде через соленоид батареи конденсаторов [4]. Индуктивные накопители энергии и электромеханический способ получения импульсов тока применяются только в лабораторных условиях [5, 6].

Максимальная величина импульсного магнитного поля определяется механической прочностью соленоида и рассеиваемой им мощностью [7]. Увеличение амплитуды импульсов сверх этой величины без использования системы принудительного охлаждения возможно только за счет оптимизации размеров соленоида [8]. В настоящее время максимально допустимое поле для проволочного соленоида многократного использования при длительности импульса порядка 10 мс составляет около 50 Тл ($\sim 40 \cdot 10^6$ А/м) [9].

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ LCR-ЦЕПИ

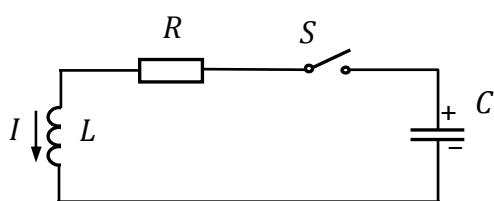
Исходное уравнение для расчета разрядной цепи

Рассмотрим цепь, состоящую из соленоида, батареи конденсаторов, резистора и выключателя. Предположим, что вся индуктивность

L этой цепи сосредоточена в соленоиде, емкость C – в батарее конденсаторов, а активное сопротивление R – в резисторе (рис. 1).

Считаем, что электрические процессы в цепи квазистационарны. Это значит, что значение силы тока I в любой момент времени t и в любом месте контура одно и то же и к мгновенным значениям электрических величин можно применять закон Кирхгофа [10].

Условимся считать заряд q батареи конденсаторов положительным, если знаки зарядов на ее обкладках совпадают с показанными на рис. 1, а силу тока I положительной, если он направлен против часовой стрелки.



S – выключатель

Рис 1. LCR -цепь с сосредоточенными параметрами

Согласно второму закону Кирхгофа сумма падений напряжений в контуре равна сумме действующих в нем э.д.с.

$$RI - U_C = -L \frac{dI}{dt} \quad (2)$$

Дифференцируя (2) по t , получим

$$R \frac{dI}{dt} - \frac{dU_C}{dt} = -L \frac{d^2 I}{dt^2} \quad (3)$$

Учтем, что напряжение U_C на батарее конденсаторов и сила тока I определяются соответственно величиной заряда q батареи конденсаторов C и скоростью его изменения.

$$U_C = \frac{q}{C}, \quad I = -\frac{dq}{dt} \quad (4)$$

Знак минус в выражении для тока обусловлен тем, что выбранное положительное направление тока соответствует уменьшению положительного заряда батареи конденсаторов. Из (4)

$$\frac{dU_C}{dt} = \frac{1}{C} \frac{dq}{dt} = -\frac{I}{C} \quad (5)$$

Подставив (5) в (3) и разделив обе части последнего на L , получим линейное дифференциальное уравнение второго порядка с обыкновенными производными и с постоянными коэффициентами.

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dI}{dt} + \frac{I}{LC} = 0. \quad (6)$$

Аналогичные уравнения имеют место для напряжения U_C на батарее конденсаторов C и для величины ее заряда q .

$$\frac{d^2 U_C}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dU_C}{dt} + \frac{U_C}{LC} = 0, \quad \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = 0. \quad (7)$$

Чтобы задача была определенной, необходимо задать начальные условия. Для линейного дифференциального уравнения второго порядка их должно быть два.

Отсчет времени начинаем с момента замыкания контура. Так как в начальный момент времени сила тока равна нулю, то $RI = 0$ и $U_C = U_0$, где U_0 – напряжение заряда батареи конденсаторов. Тогда из (2) начальные условия задачи таковы:

$$t = 0: I = 0, \quad \frac{dI}{dt} = \frac{U_0}{L}. \quad (8)$$

Обозначим

$$\alpha = \frac{R}{2L} \quad \text{и} \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC}. \quad (9)$$

С учетом обозначений (9) уравнение (5) примет вид

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + 2\alpha \frac{dI}{dt} + \omega_0^2 I = 0. \quad (10)$$

Незатухающие колебания

Положим сначала, что активное сопротивление R контура равно нулю. Тогда уравнение (10) принимает более простой вид

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \omega_0^2 I = 0. \quad (11)$$

Общим решением уравнения колебаний (11) является уравнение гармонического колебания [10, 11]

$$I = U_0 \sqrt{C/L} \sin \omega_0 t \quad (12)$$

с амплитудой

$$I_{m0} = U_0 \sqrt{C/L}, \quad (13)$$

циклической частотой

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (14)$$

и периодом колебаний

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (15)$$

Время τ_0 , через которое с начала разряда ток в цепи достигает первое нулевое значение (длительность первой полуволны колебаний), определяется выражением

$$\tau_0 = \pi\sqrt{LC}, \quad (16)$$

а время t_{m0} , через которое достигается первый максимум, равно

$$t_{m0} = \frac{\pi}{2}\sqrt{LC}. \quad (17)$$

При $R = 0$ уравнения (7) также упрощаются

$$\frac{d^2 U_C}{dt^2} + \omega_0^2 U_C = 0, \quad \frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0. \quad (18)$$

Начальные условия для уравнений (18) имеют вид

$$t = 0: U_C = U_0, \quad \frac{dU_C}{dt} = 0 \quad \text{и} \quad q = q_0, \quad \frac{dq}{dt} = 0. \quad (19)$$

При этом напряжение на батарее конденсаторов изменяется по закону

$$U_c = U_0 \cos \omega_0 t, \tag{20}$$

а величина заряда на батарее конденсаторов

$$q = q_0 \cos \omega_0 t \text{ или } q = U_0 C \cos \omega_0 t. \tag{21}$$

Напряжение и величина заряда на батарее конденсаторов, так же, как и сила тока, изменяются по гармоническому закону. Однако, если сила тока изменяется по закону синуса, то напряжение и величина заряда на батарее конденсаторов – по закону косинуса (рис. 2).

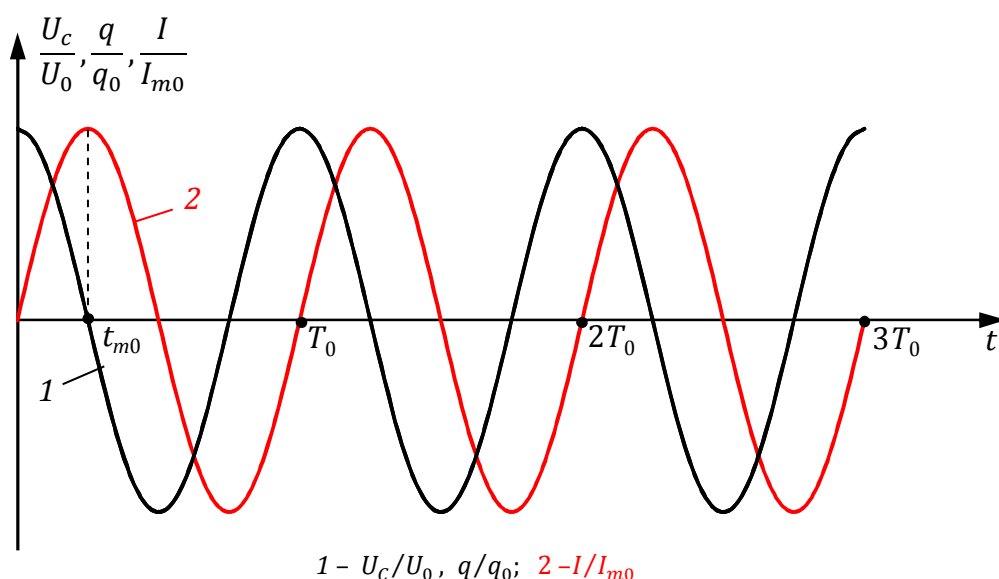


Рис. 2. Кривые колебаний напряжения (величины заряда) на батарее конденсаторов и силы тока при разряде без затухания

Так как $\sin \omega_0 t = \cos(\omega_0 t - \pi/2)$, то между колебаниями напряжения или величины заряда на батарее конденсаторов и колебаниями силы тока существует разность фаз $\pi/2$, причем колебания силы тока отстают по фазе.

При разряде без затухания потерь энергии не происходит ($R=0$) и колебания продолжают бесконечно долго.

Затухающие колебания

Характер тока в цепи при затухающих колебаниях зависит от отношения величин α^2 и ω_0^2 , которое характеризуется величиной d , называемой постоянной затухания [9].

$$d = \frac{\alpha^2}{\omega_0^2} = \frac{R^2 C}{4L}. \quad (22)$$

Можно выделить три вида соотношений между величинами α^2 и ω_0^2 :

а) $\alpha^2 < \omega_0^2$ или $d < 1$ (затухание меньше критического);

б) $\alpha^2 = \omega_0^2$ или $d = 1$ (критическое затухание);

в) $\alpha^2 > \omega_0^2$ или $d > 1$ (затухание больше критического).

Рассмотрим эти три случая.

Затухание меньше критического ($\alpha^2 < \omega_0^2$)

Общее решение уравнения (10) при наличии затухания имеет следующий вид [11]

$$I_3 = \frac{U_0}{\omega L} e^{-\alpha t} \sin \omega t = \frac{U_0}{\omega L} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \omega t, \quad (23)$$

где I_3 – величина тока в цепи, ω – циклическая частота затухающих свободных колебаний

$$\omega = \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} = \omega_0 \sqrt{1 - d} = \sqrt{(1 - d)/LC}. \quad (24)$$

Выражение (23), содержащее множитель $\sin \omega t$, является периодической знакопеременной функцией аргумента ωt с периодом 2π и определяет величину тока I_3 при затухающем разряде как функцию времени.

Циклическая частота затухающих колебаний ω зависит от коэффициента α , который называется коэффициентом затухания и определяет скорость затухания колебаний в цепи. Она меньше частоты колебаний ω_0 в той же цепи при сопротивлении $R = 0$ ($\alpha = 0$). С увеличением R частота ω уменьшается.

Если затухание настолько велико, что $\alpha^2 = \omega_0^2$, то $\omega = 0$ и колебательный процесс становится аperiodическим.

Из (23) с учетом соотношений (24), (9), (17) и (13) выражение для тока при затухающем разряде батареи конденсаторов через соленоид можно привести к виду

$$I_3 = U_0 \sqrt{C/L} e^{-\frac{\pi \sqrt{d}}{2} \frac{t}{t_{m0}}} \frac{\sin\left(\frac{\pi \sqrt{1-d}}{2} \frac{t}{t_{m0}}\right)}{\sqrt{1-d}}, \quad (25)$$

$$\frac{I_3}{I_{m0}} = e^{-\frac{\pi \sqrt{d}}{2} \frac{t}{t_{m0}}} \frac{\sin\left(\frac{\pi \sqrt{1-d}}{2} \frac{t}{t_{m0}}\right)}{\sqrt{1-d}}. \quad (26)$$

При $\alpha^2 < \omega_0^2$ изменение тока I_3 уже не будет строго периодическим, так как вследствие затухания величина I_3 в моменты времени t и $t + T_3$ будет различной. Однако это изменение можно считать приблизительно периодическим в том смысле, что I_3 принимает нулевое значение, изменяясь в одну и ту же сторону (например, убывая), и достигает максимальных и минимальных значений через равные промежутки времени T_3 . Поэтому T_3 и ω условно называют периодом и циклической частотой затухающих колебаний.

Пример зависимости тока в разрядной цепи от времени при затухающих свободных колебаниях представлен на рис. 3.

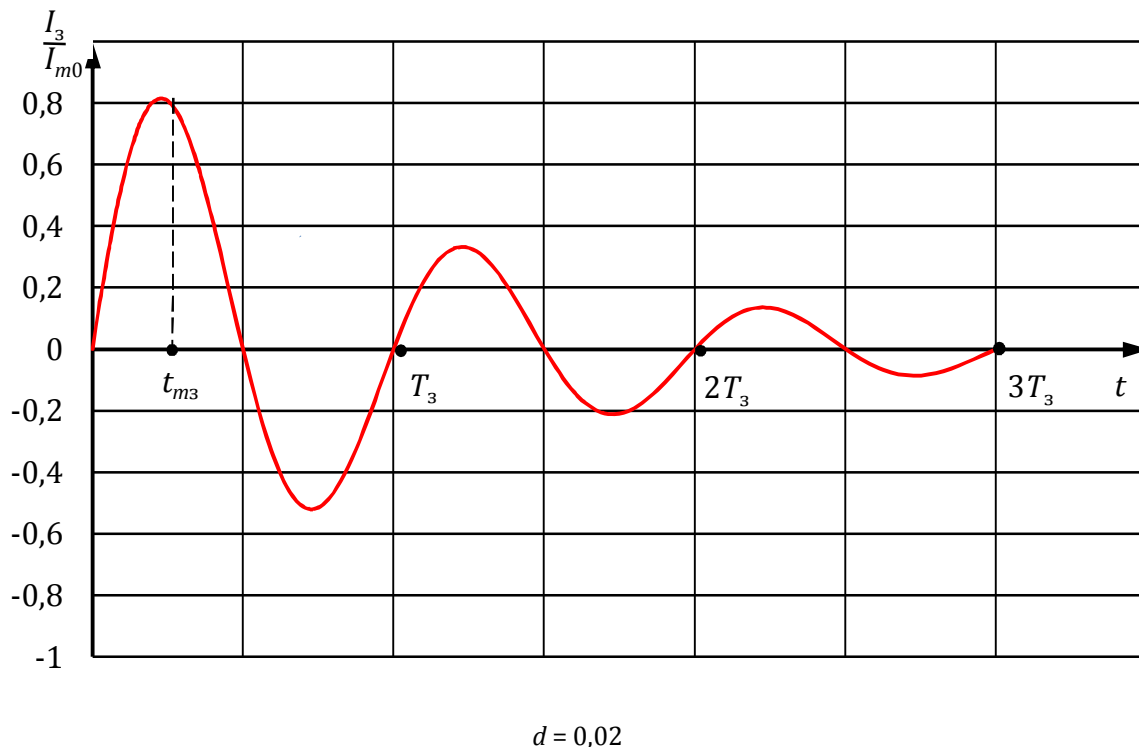


Рис. 3. Типичная зависимость тока от времени при затухающем колебательном разряде батареи конденсаторов C через RL -цепь

С учетом (24) период затухающих колебаний можно представить в виде

$$T_3 = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{1-d}} \quad (27)$$

Величина

$$I_{m3} = \frac{U_0}{\omega L} e^{-\alpha t} \quad (28)$$

называется амплитудой затухающих колебаний, а

$$I_{m3н} = \frac{U_0}{\omega L} \quad (29)$$

– начальной амплитудой.

При рассмотрении вопроса генерации сильных импульсных магнитных полей одними из наиболее важных количественных характеристик разрядной цепи являются значение тока в первом максимуме (I_{m3}) и время его достижения (t_{m3}). Найдем их значения.

Условием экстремума является равенство нулю первой производной тока по времени. Из этого условия

$$t_{m3} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{2\omega L}{R} = \sqrt{LC} \frac{\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-d}{d}}}{\sqrt{1-d}} = \frac{T_3}{2\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-d}{d}} \quad (30)$$

Из (30) с учетом (17)

$$\frac{t_{m3}}{t_{m0}} = \frac{2 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-d}{d}}}{\pi \sqrt{1-d}} \quad (31)$$

Выражение для первого максимума тока I_{m3} при затухающим разряде батареи конденсаторов через соленоид получим, подставив (30) в (23) и учтя (14).

$$I_{mз} = U_0 \sqrt{C/L} \exp \left(- \sqrt{\frac{d}{1-d}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-d}{d}} \right). \quad (32)$$

Из (32) с учетом (13)

$$\frac{I_{mз}}{I_{m0}} = \exp \left(- \sqrt{\frac{d}{1-d}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-d}{d}} \right). \quad (33)$$

Время $\tau_{з0}$, через которое с начала разряда ток в цепи достигает первое нулевое значение (длительность первой полуволны), определяется выражением

$$\tau_{з0} = \pi \sqrt{\frac{LC}{1-d}} = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-d}}, \quad \text{или} \quad \frac{\tau_{з0}}{\tau_0} = \frac{1}{\sqrt{1-d}}. \quad (34)$$

Тогда из (30) и (34) отношение времени нарастания импульса к длительности первой полуволны равно

$$\frac{t_{mз}}{\tau_{з0}} = \frac{\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-d}{d}}}{\pi}. \quad (35)$$

Длительность спада импульса от максимума до нуля

$$t_{сз} = \sqrt{\frac{LC}{1-d}} \left(\pi - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-d}{d}} \right). \quad (36)$$

Отношение времени нарастания импульса к времени спада

$$\frac{t_{mз}}{t_{сз}} = \frac{\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-d}{d}}}{\pi - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-d}{d}}}. \quad (37)$$

При затухающих колебаниях потери энергии на нагрев в течении первой полуволны равны с учетом (25)

$$W = \int_0^{\tau_{03}} I_3^2 R dt = W_0 \left(1 - e^{-2\pi \sqrt{\frac{d}{1-d}}} \right), \quad (38)$$

где W_0 – энергия заряда батареи конденсаторов

$$W_0 = \frac{U_0^2 C}{2}. \quad (39)$$

Критическое затухание ($\alpha^2 = \omega_0^2$)

Разряд при критическом затухании носит аperiodический характер. При $\alpha^2 = \omega_0^2$ решение уравнения (10) имеет вид [11]

$$I_1 = \frac{U_0}{L} t e^{-\alpha t} = \frac{U_0}{L} t e^{-\frac{R}{2L} t} = U_0 \sqrt{C/L} \frac{\pi}{2} \frac{t}{t_{m0}} e^{-\frac{\pi}{2} \frac{t}{t_{m0}}}. \quad (40)$$

Тогда

$$\frac{I_1}{I_{m0}} = \frac{\pi}{2} \frac{t}{t_{m0}} e^{-\frac{\pi}{2} \frac{t}{t_{m0}}}. \quad (41)$$

Найдем максимальное значение тока I_{m1} при критическом затухании и время t_{m1} с начала разряда, через которое достигается это значение.

При $t = t_{m1}$

$$\frac{dI_1}{dt} (t = t_{m1}) = \frac{U_0}{L} e^{-\alpha t_{m1}} (1 - \alpha t_{m1}) = 0. \quad (42)$$

Отсюда

$$t_{m1} = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\omega_0} = \frac{2L}{R} = \sqrt{LC}. \quad (43)$$

Время нарастания импульса при критическом затухании в $\pi/2$ раз меньше, чем время достижения первого максимума при незатухающих колебаниях.

$$\frac{t_{m1}}{t_{m0}} = \frac{2}{\pi}. \quad (44)$$

С учетом (44)

$$I_{m1} = \frac{U_0}{L} t_{m1} e^{-\frac{R}{2L} t_{m1}} = \frac{2U_0}{R} e^{-1} = U_0 \sqrt{C/L} e^{-1} \quad (45)$$

Амплитуда импульса при критическом затухании в e раз меньше амплитуды импульсов при незатухающих колебаниях.

$$\frac{I_{m1}}{I_{m0}} = e^{-1}. \quad (46)$$

Затухание больше критического ($\alpha^2 > \omega_0^2$)

При $\alpha^2 > \omega_0^2$ разряд также является аperiодическим. Выражение для тока при аperiодическом разряде будет иметь вид [11]

$$I_a = \frac{U_0}{\omega L} e^{-\alpha t} \text{sh } \omega t = \frac{U_0}{\omega L} e^{-\frac{R}{2L} t} \text{sh } \omega t. \quad (47)$$

Циклическая частота ω в этом случае примет вид

$$\omega = \omega_0 \sqrt{d-1} = \sqrt{\frac{d-1}{LC}}. \quad (48)$$

Из (47) с учетом (48), (14), (17) и (22) выражение для тока при аperiодическом разряде примет вид

$$I_a = U_0 \sqrt{C/L} \frac{e^{-\frac{\pi}{2} \sqrt{d-1} \frac{t}{t_{m0}}} \text{sh} \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{d-1} \frac{t}{t_{m0}} \right)}{\sqrt{d-1}}. \quad (49)$$

$$\frac{I_a}{I_{m0}} = \frac{e^{-\frac{\pi}{2}\sqrt{d}\frac{t}{t_{m0}}} \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{d-1}\frac{t}{t_{m0}}\right)}{\sqrt{d-1}}. \quad (50)$$

Найдем максимальное значение тока I_{ma} при аperiodическом разряде ($\alpha^2 > \omega_0^2$) и время t_{ma} , через которое достигается это значение. При $t = t_{ma}$

$$\frac{dI_a}{dt} = \frac{U_0}{2\omega L} e^{-\alpha t_{ma}} [-(\alpha - \omega)e^{\omega t_{ma}} + (\alpha + \omega)e^{-\omega t_{ma}}] = 0. \quad (51)$$

Отсюда

$$t_{ma} = \frac{1}{2\omega} \ln \frac{\alpha + \omega}{\alpha - \omega} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arth} \frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arth} \frac{2\omega L}{R} = \sqrt{\frac{LC}{d-1}} \operatorname{arth} \sqrt{\frac{d-1}{d}}. \quad (52)$$

Соотношение времени достижения первого максимума при наличии и при отсутствии затухания

$$\frac{t_{ma}}{t_{m0}} = \frac{2 \operatorname{arth} \sqrt{\frac{d-1}{d}}}{\pi \sqrt{d-1}}. \quad (53)$$

Подставив (52) в (49), получим

$$I_{ma} = \frac{U_0}{\omega L} e^{-\frac{\alpha}{\omega} \operatorname{arth} \frac{\omega}{\alpha}} \operatorname{sh}\left(\operatorname{arth} \frac{\omega}{\alpha}\right). \quad (54)$$

С учетом (48), (14), (17) и (22) величина первого максимума тока при разряде

$$I_{ma} = U_0 \sqrt{C/L} \frac{e^{-\sqrt{\frac{d}{d-1}} \operatorname{arth} \sqrt{\frac{d-1}{d}}} \operatorname{sh}\left(\operatorname{arth} \sqrt{\frac{d-1}{d}}\right)}{\sqrt{d-1}}, \quad (55)$$

$$\frac{I_{ma}}{I_{m0}} = \frac{e^{-\sqrt{\frac{d}{d-1}} \operatorname{arth} \sqrt{\frac{d-1}{d}}} \operatorname{sh}\left(\operatorname{arth} \sqrt{\frac{d-1}{d}}\right)}{\sqrt{d-1}} \quad (56)$$

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

Некоторые примеры зависимостей тока I (относительно максимума тока незатухающих колебаний I_{m0}) от времени для различных значений d приведены на рис. 4. Из них видно, что с увеличением затухания уменьшается амплитуда колебаний (при $d \geq 1$ разряд из периодического переходит в аperiodический), уменьшается время достижения первого максимума и увеличивается время спада импульса.

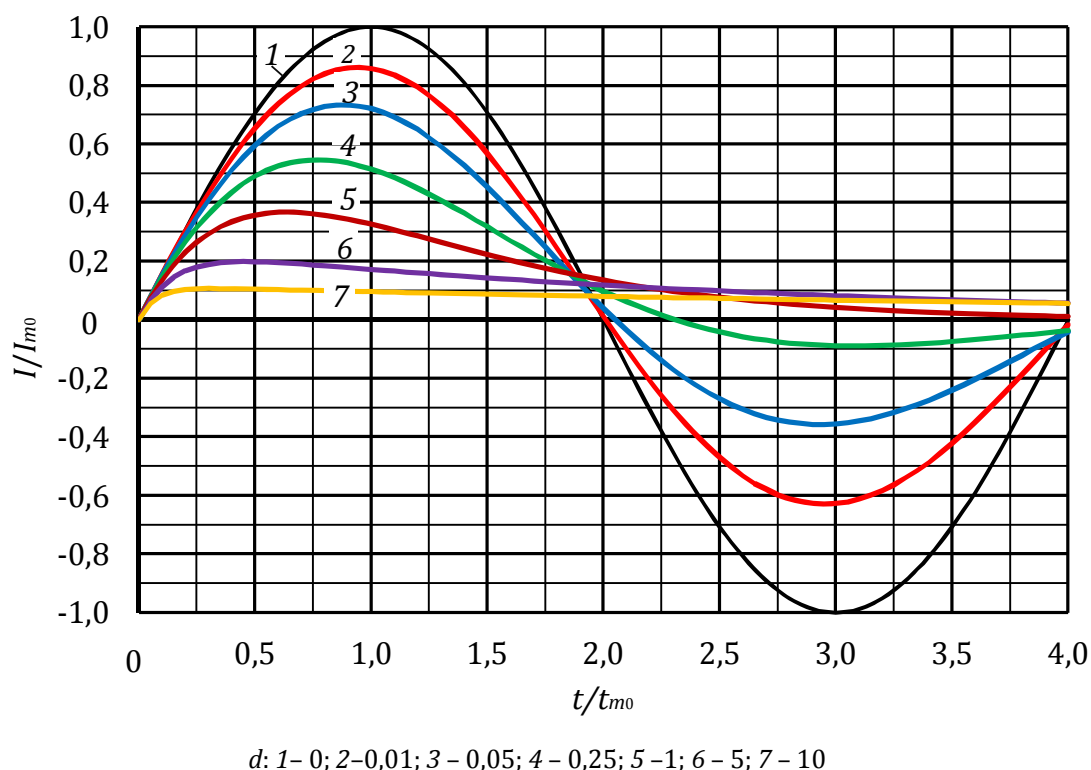


Рис. 4. Ток разряда для различных значений d

Изменения временных и токовых параметров затухающих колебаний относительно их значений при незатухающих колебаниях с изменением величины d ($0 \leq d \leq 1$) показаны на рис. 5. Из них видны следующие закономерности:

1. Циклическая частота затухающих колебаний меньше циклической частоты незатухающих колебаний. До $d = 0,1$ уменьшение ω не превышает 5 %, а затем происходит ее резкий спад до нуля при $d \rightarrow 1$.
2. Время нарастания первого импульса максимально при $d \rightarrow 0$,

уменьшается примерно на 5 % при $d = 0,01$, на 16 % при $d = 0,1$ и при $d \rightarrow 1$ составляет 0,637 от ω_0 .

3. Длительность первой полуволны с ростом d до 0,1 увеличивается незначительно (менее 5 %), затем резко возрастает и стремится к бесконечности при $d \rightarrow 1$ (разряд становится аperiодическим).

4. Уменьшение отношения времени нарастания первого максимума к времени спада заметно уже при $d = 0,01$ (12 %) и стремится к нулю при $d \rightarrow 1$.

5. Амплитуда первого импульса при $d = 0,01$ меньше амплитуды незатухающих колебаний примерно на 14 %, при $d = 0,1$ – на 34 %, и при $d = 1$ – на 63,2 %.

6. При $d = 0,01$ – 46,8 %, а при $d = 0,1$ -- 87,7 % энергии батареи конденсаторов расходуется на нагрев.

Из (34) с учетом (22) постоянную затухания d можно выразить через параметры соленоида и полупериод колебаний τ_{03} [4]

$$d = \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi L}{\tau_{03} R}\right)^2}. \quad (57)$$

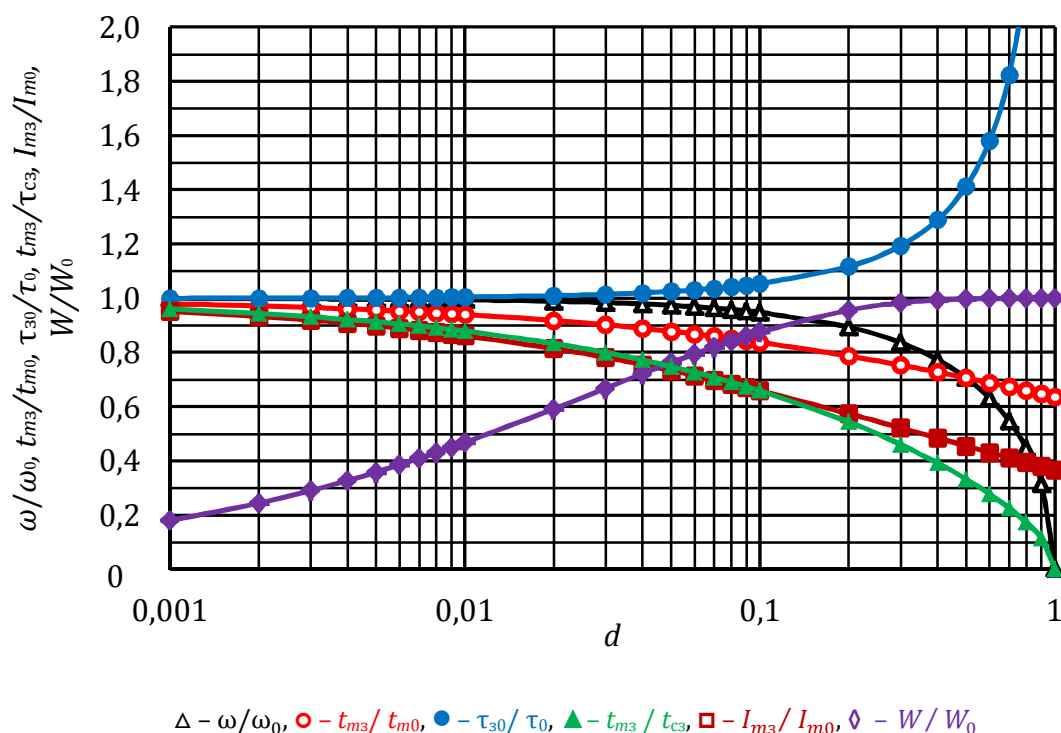


Рис. 5. Относительные изменения временных и токовых параметров затухающих колебаний от постоянной затухания d

Индуктивность соленоида с точностью не хуже 1% определяется следующим выражением [12]

$$L = \frac{\mu_0 \pi (a_1 + a_2)^2 w^2}{8bg}, \quad (58)$$

где a_1 – внутренний радиус, a_2 – внешний радиус, $2b$ – длина, w – число витков, g – параметр, характеризующий форму соленоида.

$$g = 1 + 0,225 \frac{a_2 + a_1}{b} + 0,64 \frac{a_2 - a_1}{a_2 + a_1} + 0,42 \frac{a_2 - a_1}{b}. \quad (59)$$

Сопротивление обмотки соленоида определяется по известной формуле [4]

$$R = \frac{\pi (a_2 + a_1) w^2 \rho}{2b(a_2 - a_1) \lambda}, \quad (60)$$

где ρ – удельное сопротивление материала обмотки соленоида; λ – коэффициент заполнения.

Из (58) и (60)

$$\frac{L}{R} = \frac{\mu_0 \lambda (a_2^2 - a_1^2)}{4g\rho}. \quad (61)$$

Отношение L/R не зависит от числа витков соленоида и определяется лишь его размерами и формой.

С учетом (61) выражение для d примет вид

$$d = \frac{1}{1 + \left(\frac{\pi \lambda \mu_0 (a_2^2 - a_1^2)}{2\tau_{03} \rho g} \right)^2}. \quad (62)$$

При заданной форме соленоида затухание тем меньше, чем короче импульс, больше размеры соленоида и меньше удельное сопротивление материала обмотки соленоида. Отсюда вытекает, что если длительность формируемого импульса достаточно мала или размеры соленоида достаточно велики, то затухание остается малым даже если

сопротивление соленоида велико. Поэтому соленоиды для коротких импульсов можно изготавливать из материалов с низкой проводимостью, а для длинных – из материалов с высокой проводимостью [13].

РЕКОМЕНДАЦИИ

Из энергетических соображений для намагничивания изделий целесообразно использовать первую полуволну незатухающих колебаний при разряде батареи конденсаторов через соленоид. Однако при этом следует учитывать размагничивающее действие поля вихревых токов, возникающих в материале, и размагничивающее действие второй полуволны незатухающих колебаний, которую трудно полностью отсечь при большой крутизне спада импульса.

Вихревые токи, возникающие в материале в момент нарастания импульса, направлены против магнитного поля, создаваемого соленоидом. Поэтому амплитуду намагничивающего импульса необходимо увеличивать на величину поля, создаваемого вихревыми токами, или выбирать скорость нарастания намагничивающего импульса достаточно большой, чтобы свести величину вихревых токов к минимуму.

Размагничивающее действие второй полуволны незатухающих колебаний легко устранить шунтированием батареи конденсаторов диодом. Шунтирующий диод при спаде импульса превращает разряд из периодического в аperiodический, резко снижая крутизну спада [14].

Литература

1. Михеев М.Н., Горкунов Э.С. Магнитные методы структурного анализа и неразрушающего контроля. – М.: Наука, 1993. – 252 с.
2. МАТЕРИАЛЫ МАГНИТОМЯГКИЕ. Методика выполнения измерений при определении статических магнитных характеристик: ГОСТ 8.377-80 ГСИ. – Введ. с 01.07.1980 г. – М.: Издательство стандартов, 1980. – 21 с.
3. Матюк В.Ф., Осипов А.А. Измерение характеристик магнитомягких материалов и изделий при квазистатическом перемагничивании. – Неразрушающий контроль и диагностика, 2011, № 4, с. 3–34.
4. Монтгомери Д. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. – М.: Мир, 1970. – 359 с.
5. Карасик В.Р. Физика и техника сильных магнитных полей. – М.: Наука, 1964. – 348 с.
6. Карасик В.Р. Сильные магнитные поля (Обзор). – ПТЭ, 1962, № 6, с. 5–17.

7. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – М.: Мир, 1972. – 392 с.
8. Страховский Г.М., Кравцов Н.В. Сильные магнитные поля. – Успехи физических наук, 1960, т. LXX, вып. 4, с. 693-714.
9. Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применения / Под ред. Ф. Херлаха. – М.: Мир, 1988. – 456 с.
10. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Наука, 1977. – 592 с.
11. Круг К.А. Основы электротехники. Т. 1. Физические основы электротехники. – М.-Л.: ГЭИ, 1946. – 472 с.
12. Лагутин А.С., Ожогин В.И. Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 181 с.
13. Гречишкин Р.М., Пастушенков Ю.Г., Супонев Н.П. Методы создания магнитных полей. Учебное пособие. Калинин: КГУ. 1985. – 83 с.
14. Матюк В.Ф., Делендик М.Н., Кратиров В.Б., Осипов А.А., Пинчуков Д.А., Хартманн Х., Райхельт Х., Шмидт Р. Импульсный магнитный поточный контролер ИМПОК-1БМ. – Дефектоскопия, 2007, № 4, с. 12 – 23.

Статья поступила в редакцию 12.03.14