

**ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ИЗ ИНДУКТИВНОГО НАКОПИТЕЛЯ  
С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО РАЗМЫКАТЕЛЯ ТОКА**

*Л. С. Герасимов, А. М. Искольдский,  
Ю. Е. Нестерихин, В. К. Пинус*

(Новосибирск)

Рассмотрен процесс передачи энергии из индуктивного накопителя для двух вариантов системы: размыкатель с собственной паразитной индуктивностью при индуктивной нагрузке и чисто активный размыкатель при активной нагрузке. Получены решения для напряжения, мощности и энергии, передаваемой нагрузке. Установлена зависимость КПД устройства от его параметров.

**1. Передача энергии из индуктивного накопителя в индуктивную нагрузку с учетом паразитной индуктивности размыкателя тока.** Электрической схеме фиг. 1 соответствует дифференциальное уравнение

$$L_э I_p' + R I_p = 0,$$

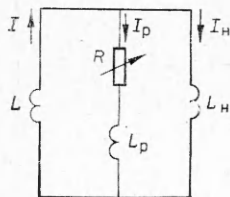
где  $L_э = L_p + \frac{L L_n}{L + L_n}$  — эквивалентная (по отношению к размыкателю) индуктивность схемы. Отсюда с учетом начальных условий ( $t=0, I_n=0, I=I_p=I_0$ ) находим

$$I_p = I_0 \exp - \frac{R(t)}{L_э} t;$$

$$Q_p = Q_0 \left( \frac{L_p}{L} + \frac{L_n}{L + L_n} \right) \left[ 1 - \left( \frac{I_p}{I_0} \right)^2 \right];$$

$$Q_n = Q_0 \frac{L L_n}{(L + L_n)^2} \left( 1 - \frac{I_p}{I_0} \right)^2.$$

Эти соотношения аналогичны равенствам, полученным в [1] для чисто активного размыкателя; разница заключается лишь в том, что в рассматриваемом случае  $L_э$  имеет дополнительное слагаемое  $L_p$ , а  $Q_p$  — слагаемое  $Q_0 L_p / L$ . Последняя величина есть энергия магнитного поля, запасенная в индуктивности размыкателя в начальный момент времени. Таким образом, при наличии паразитной индуктивности размыкателя из накопителя в нагрузку передается та же самая доля энергии, что и в случае безындуктивного размыкателя, хотя сам процесс замыкания тока протекает иначе. В частности, иной оказывается энергия, поглощенная размыкателем: кроме определенной доли энергии накопителя полностью поглощается магнитная энергия, запасенная в паразитной индуктивности. За счет этого общий КПД системы уменьшается. Характер процесса передачи энергии по-прежнему определяется величиной параметра



Ф и г. 1

$A = L_0 I_0^2 / 2m_0 q$ , где  $m_0$  и  $q$  — начальная масса размыкателя и удельная энергия электрического взрыва. Остаются в силе и все выражения, полученные в [1], для безразмерных величин, характеризующих процесс передачи энергии. Следует отметить, что, хотя напряжение  $U$ , приложенное к нагрузке и размыкателю, кроме активной составляющей  $RI_p$ , имеет в этом случае еще и индуктивную  $LI_p'$ , выражение для безразмерной величины ( $u = U/U_0$ ) остается тем же, что и при  $L_p = 0$ , меняется только начальное значение

$$U_0 = U(0) = (1 - L_p/L_0) R_k I_0.$$

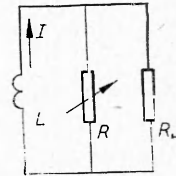
**2. Передача энергии из индуктивного накопителя в активную нагрузку.** Прежде всего отметим принципиальное различие процессов передачи энергии в индуктивную и активную нагрузки. В первом случае, как это видно из равенств для  $Q_p$  и  $Q_n$ , значение тока в ветви размыкателя (или нагрузки) полностью определяет значение энергии, переданной в нагрузку и оставшейся в накопителе. В частности, энергия, переданная в нагрузку при полном размыкании, определяется только начальными условиями и не зависит от того, каким образом осуществлялось это размыкание во времени. Эта энергия не изменится, если даже изменить сам способ размыкания, например, заменить электрический взрыв размыкателя тока чисто механическим разрушением. Иная ситуация создается при передаче энергии в активную нагрузку. В этом случае  $Q_n$  определяется не самим значением тока  $I_n$ , а всем интегралом  $\int_0^t R_n I_n^2(t) dt$ , т. е. зависит от хода

процесса размыкания. Поэтому энергию, переданную в нагрузку при полном размыкании, нельзя определить только через начальные условия, а нужно обязательно учитывать форму процесса размыкания. Если, например, осуществить мгновенное размыкание, то вся энергия накопителя перейдет в нагрузку. Действительно, как бы быстро ни протекал процесс размыкания, мощность в размыкателе ограничена (она не может превысить величины  $I_0^2 R_n^2 / R(t)$ ), поэтому при  $t \rightarrow 0$   $Q_p \rightarrow 0$ . Перейдем теперь к исследованию электрической схемы фиг. 2, описываемой системой дифференциальных уравнений

$$(2.1) \quad LU' \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_n} \right) - LU \frac{R'}{R^2} + U = 0,$$

$$(2.2) \quad R' = aRU^2,$$

$$\text{где } a = \frac{1}{m_0 q R_k}.$$



Ф и г. 2

Принимая для электрического взрыва проводника модель поверхностной волны испарения [2], получим

$$R = R_k (1 - Q_p / m_0 q)^{-1},$$

где  $R_k$  — сопротивление размыкателя в точке кипения (при  $t=0$   $R = R_k$ ;  $I = I_0$ ;  $U = U_0 = I_0 \frac{R_k R_n}{R_k + R_n}$ ). Исключая из (2.1)–(2.2)  $U$  и интегрируя, находим

$$R' = \frac{2R^3}{(R + R_n)^2} \left[ \frac{R_n^2}{LR} - \frac{R_n}{L} \ln \frac{R}{R_k} + \frac{a R_n^2 I_0^2}{2} - \frac{R_n^2}{L R_k} \right].$$

Введем безразмерные величины

$$r = \frac{R}{R_k}, \quad r_n = \frac{R_n}{R_k}, \quad \tau = \frac{t}{L/R_k}, \quad A = \frac{L I_0^2}{2 m_0 q}, \quad i = \frac{I}{I_0}, \quad u = \frac{U}{U_0}.$$

Тогда получим

$$(2.3) \quad r' = \frac{dr}{d\tau} = \frac{2r^3 r_H}{(r + r_H)^2} \left[ \frac{r_H}{r} - \ln r + (A - 1) r_H \right].$$

Отсюда видно, что  $r$  асимптотически стремится к своему пределу  $r_1$ , который определяется из условия  $r' = 0$

$$(2.4) \quad \ln r_1 = r_H \left( A - 1 + \frac{1}{r_1} \right).$$

Таким образом, электрического взрыва в собственном смысле слова не происходит: при любом конечном  $R_H$  сопротивление  $R$  всегда конечно, т. е. масса размыкателя полностью испариться не может. Предельное значение  $r_1$  зависит от параметров  $A$  и  $r_H$ , причем характер этой зависимости определяется величиной  $A$ . При  $A < 1$  (режим низких энергий) из (2.4) следует, что

$$r_1 < \frac{1}{1 - A}$$

при любом  $r_H$ . Если  $r_H \rightarrow \infty$ , то  $r_1 \rightarrow 1/1 - A$  и, следовательно, в этом режиме нельзя получить существенного роста сопротивления размыкателя и эффективной передачи энергии в нагрузку.

При  $A \leq 0,5$

$$\ln r_1 \cong r_1 - 1, \quad \frac{1}{r_1} \cong 1 - (r_1 - 1).$$

Тогда получим из (2.4)

$$(2.5) \quad r_1 \cong 1 + A \frac{r_H}{1 + r_H}.$$

При  $A > 1$  (режим высоких энергий) из (2.4) видно, что

$$\ln r_1 > r_H (A - 1)$$

и значит

$$\frac{1}{r_1} < e^{-r_H(A-1)}, \quad \ln r_1 < r_H [(A - 1) + e^{-r_H(A-1)}].$$

Отсюда для  $r_1$  получаем оценку

$$r_H (A - 1) < \ln r_1 < r_H [(A - 1) + e^{-r_H(A-1)}].$$

При  $A \geq 2$  и  $r_H \geq 1$

$$r_1 \cong e^{r_H(A-1)},$$

т. е. сопротивление размыкателя в этом режиме хотя и конечно, но может быть большим при достаточно больших  $r_H$ . Если же  $A > 1$ , но  $r_H$  мало, так что  $A r_H < 1$ , то из (2.4) для  $r_1$  опять получаем (2.5).

Перейдем к вычислению величины напряжения на нагрузке. Чем больше требуется мощность или энергия, передаваемая нагрузке за ограниченное время, тем круче должно быть нарастание импульса напряжения до максимума.

Однако, анализ показывает, что возможны режимы, когда импульс имеет вид монотонно затухающей кривой. Действительно, в момент максимума напряжения  $\tau_m$   $u = u_m$ ,  $u' = 0$ ,  $r = r_2$  и из (2.1)  $r' = r_2^2$ . С учетом (2.3) для  $r_2$  получаем трансцендентное уравнение

$$(2.6) \quad 1 - 2 \frac{r_2}{r_H} (\ln r_2 + 1) + 2(A - 1) r_2 - \left( \frac{r_2}{r_H} \right)^2 = 0.$$

Оно не всегда имеет решение (т. е. наличие максимума кривой напряжения не обязательно). Положим в (2.6)  $r_2 = 1$  и найдем соответствующее

значение  $r_H = r_{кр}$  (где  $r_{кр}$  — критическое значение сопротивления нагрузки). Ясно, что при меньших  $r_H$  уравнение (2.6) не имеет решений, так как  $r_2$  не может быть меньше 1. Для  $r_{кр}$  находим

$$r_{кр} = \frac{1}{\sqrt{2A-1}} \quad \text{при } A > \frac{1}{2},$$

при  $A \leq \frac{1}{2}$  решения отсутствуют. На фиг. 3 зависимость  $r_{кр}$  от  $A$  представлена в виде кривой, выше которой лежит область импульсов с максимумами, ниже — монотонно затухающих. Зависимость  $r_2$  от  $A$  и  $r_H$  удобнее всего получить решением уравнения (2.6) относительно  $r_H$

$$r_H = \frac{r_2 (\ln r_2 + 1)}{1 + 2(A-1)r_2} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{1 + 2(A-1)r_2}{(\ln r_2 + 1)^2}} \right]$$

и построением соответствующих кривых (фиг. 4, а). Амплитуда импульса напряжения находится подстановкой  $r' = r_2^2$  (2.2)

$$u_m = \left( 1 + \frac{1}{r_H} \right) \sqrt{\frac{r_2}{2A}}.$$

При  $\frac{1}{2} < A < 1$  и  $r_H \rightarrow \infty$  из (2.6) следует, что

$$r_2 \rightarrow \frac{1}{2(1-A)},$$

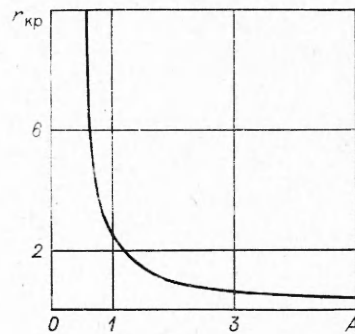
т. е. в этом случае напряжение достигает максимума, когда сопротивление размыкателя становится равным половине предельного значения. Амплитуда импульса напряжения при этом стремится к пределу

$$u_m \xrightarrow{r_H \rightarrow \infty} \frac{1}{2\sqrt{A(1-A)}}, \quad \frac{1}{2} < A < 1.$$

Видно, что при  $A < 1$  нельзя получить больших напряжений, так как даже при  $A=0,9$  и  $r_H \rightarrow \infty$   $u_m \rightarrow 1,67$ . При  $A \geq 1$  с ростом  $r_H$   $r_2$  и  $u_m$  растут теоретически неограниченно. Однако из экспериментов по электрическому взрыву известно [3], что во время так называемой «паузы тока» на самом деле сила тока не равна нулю и, следовательно, сопротивление взрывающегося проводника всегда конечно. Если взять  $r_2=100$  (см. фиг. 4, а), то соответствующие значения амплитуды импульсов не превысят 9 (фиг. 4, б). Зависимость  $u(\tau)$  можно получить следующим образом. Численным интегрированием (2.3) находят  $r(\tau)$  и  $r'(\tau)$ , после чего вычисляется  $u(\tau) = (r'/r) : (r'/r)|_{\tau=0}$ . Таким путем построены импульсы напряжения при  $A=1$ ,  $r_H=3$  и  $r_H=100$  (фиг. 5.) Время действия импульса  $\tau_m$  от его начала до амплитуды можно определить из (2.3)

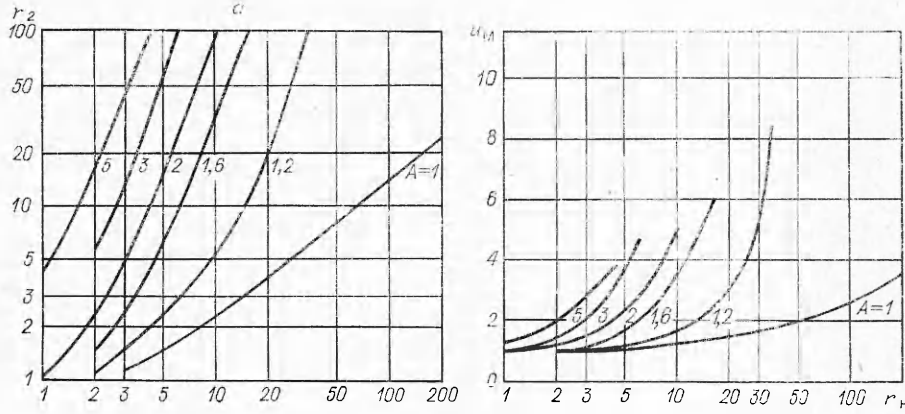
$$\tau_m = \frac{1}{2r_H} \int_1^{r_2} \frac{(r+r_H)^2 dr}{r^3 \left[ \frac{r_H}{r} - \ln r + (A-1)r_H \right]}.$$

В элементарных функциях интеграл не выражается и вычислен на ЭВМ (фиг. 6). Из графика видно, что при фиксированном сопротивлении нагрузки  $r_H$  увеличение безразмерной энергии  $A$  индуктивного накопителя может



Ф и г. 3

как удлинить импульс напряжения (т. е. увеличить время достижения амплитуды  $\tau_m$ ), так и укоротить его. Физически это объясняется конкуренцией двух факторов: с ростом  $A$  растет мощность в нагрузке, по возрастает также и полная передаваемая энергия. При малых  $r_n$  преобладает



Ф и г. 4

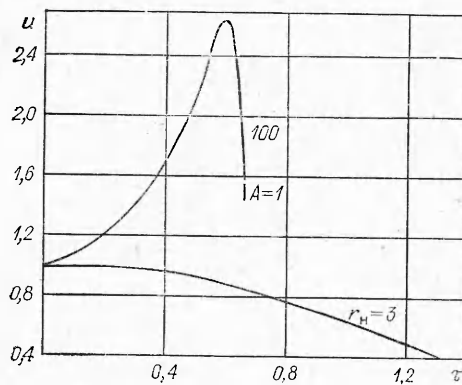
второй фактор, при больших  $r_n$  — первый. Полная энергия, переданная нагрузке, определится как энергия накопителя за вычетом полной энергии, поглощенной размыкателем

$$Q_n = \frac{1}{2} L I_0^2 - m_0 q \left( 1 - \frac{1}{r_1} \right).$$

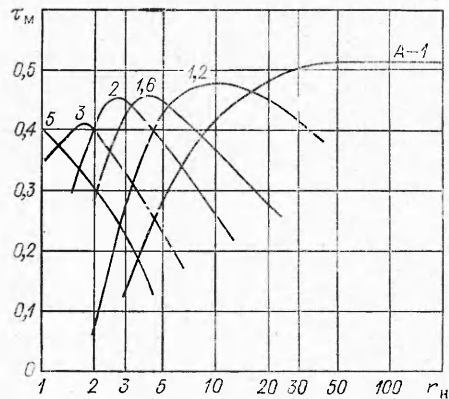
Отсюда полный КПД

$$\eta_n = 1 - \frac{1}{A} \left( 1 - \frac{1}{r_1} \right).$$

Видно, что при  $A \gg 1$  (т. е. для размыкателя с энергией электрического взрыва много меньшей энергии накопителя)  $\eta_n$  может быть как угодно



Ф и г. 5



Ф и г. 6

близок к единице. Отметим, что эта энергия передается в нагрузку в асимптотическом режиме, т. е. теоретически за бесконечно большое время (практически за время  $\frac{L}{R_k} \tau_m + (2 \div 3) \frac{L}{R_n}$ ). Часто возникает необходимость передать определенную энергию за ограниченное время. Поэтому

практический интерес представляет КПД быстрой передачи энергии, переданной нагрузке за время  $\tau_m$  от начала до амплитуды импульса

$$\frac{1}{2} LI_0^2 (1 - i_2^2) - m_0 q \left(1 - \frac{1}{r_2}\right),$$

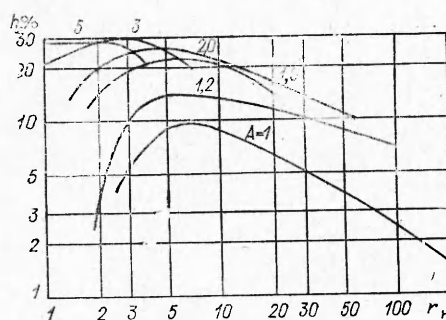
где  $i_2$  — безразмерная величина тока накопителя в момент  $\tau_m$ .

Подставляя

$$i_2 = u_M \frac{1 + r_H/r_2}{1 + r_H},$$

находим КПД быстрой передачи

$$\eta = 1 - \frac{1}{2Ar_2} \left(1 + \frac{r_2}{r_H}\right)^2 - \frac{1}{A} \left(1 - \frac{1}{r^2}\right).$$



Ф и г. 7

На фиг. 7 зависимость  $\eta$  от  $A$  и  $r_H$  представлена кривыми, из которых видно, что  $\eta$  не может превышать 30%. Интересно отметить, что максимальный КПД при передаче энергии из индуктивного накопителя в индуктивную нагрузку составляет 25% [4].

Поступила 16 IV 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Герасимов Л. С., Икрянников В. И., Пинчук А. И. Передача энергии из индуктивного накопителя в индуктивную нагрузку с помощью электровзрывного размывателя тока. ПМТФ, 1975, № 1.
2. Bennett F. D., Kahl A. D., Wedemeyer E. H. Resistance Changes Caused by Vaporization Waves in Exploding Wires. Exploding Wires, Vol. III, New York, Plenum Press, 1964.
3. Chace W., Morgan R., Saari K. Exploding Wires. Vol. I. New York, Plenum Press, 1959. Рус. перев. Электропроводность в течение периода задержки тока при взрыве проволоки. «Взрывающиеся проволоки». М., ИЛ, 1963.
4. Maisonnier C., Linhart I. G., Gouylan G. Rapid Transfer of Magnetic Energy by Means of Exploding Foils, RSI, 1966, vol. 37, № 10. Рус. перев. Быстрая передача энергии с помощью взрывающихся фольг. Приборы для научных исследований, 1966, № 10.