

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО  
СУЩЕСТВОВАНИЯ НАПРАВЛЕННОГО ПОТОКА МАГНИТНЫХ МОНОПОЛЕЙ**

**EXPERIMENTAL PROOF OF THE EXISTENCE  
OF THE DIRECTED MAGNETIC MONOPOLES FLUX**

**Аннотация.** Дана экспериментальное доказательство существования направленного потока магнитных монополей.

**Summary.** Experimental proof of the existence of the directed magnetic monopoles flux is brought.

В 1931 году сформулирована проблема существования магнитных монополей [1]. С тех пор теоретические исследования проводились в направлении выяснения свойств магнитных монополей относительно существования их в природе (см., например, [2 ... 7]). В 2000 году при разработке сигнального способа компенсации поглощения радиосигнала в тракте распространения радиоволн в линии радиосвязи найден (теоретически) направленный поток магнитных монополей [8 ... 10]. Показано, что этот поток магнитных монополей существует в экспофункциональном поле. Одновременно с теоретическими исследованиями проводились и экспериментальные исследования, которые сводились к постановке опытов по обнаружению магнитных монополей в природе (см., например, [2, 3, 11 ... 14]): в продуктах ядерных столкновений при высоких энергиях на ускорителях, в космическом излучении и вторичных продуктах этого излучения, рожденных в атмосфере. Однако магнитные монополи экспериментальным путем в природе не были обнаружены.

Поэтому цель данной статьи – привести экспериментальное доказательство существования направленного потока магнитных монополей, опираясь на результаты теоретических исследований, описанных в [9, 15, 16].

Для обоснования постановки опыта рассмотрим линейную однородную изотропную покоящуюся среду, в которой электромагнитное поле возбуждается сторонними токами, описываемыми вектором объемной плотности тока проводимости вида:

$$\vec{j}^{cr} = e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{j}}^{cr}, \quad (1)$$

где  $\lambda > 0$ ;  $t$  – время протекания процесса возбуждения;  $\vec{\tilde{j}}^{cr}$  – ядро вектора  $\vec{j}^{cr}$  [15], проекции которого – произвольные функции. Из выражения (1) видно, что проекции вектора  $\vec{j}^{cr}$  являются экспофункциями [17]. В указанной среде возникает экспофункциональное поле [10], для которого первое и второе уравнения Максвелла в дифференциальной форме имеют вид [16]:

$$\text{rot}_+(e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{H}}) = (\sigma \pm \lambda \varepsilon_a) e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{E}} + \varepsilon_a e^{\pm\lambda t} \frac{\partial \vec{\tilde{E}}}{\partial t} + e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{j}}^{cr}, \quad (2)$$

$$\text{rot}_-(e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{E}}) = \pm \lambda \mu_a e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{H}} + \mu_a e^{\pm\lambda t} \frac{\partial \vec{\tilde{H}}}{\partial t}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_a, \mu_a, \sigma$  – параметры среды;  $\vec{\tilde{E}}$  и  $\vec{\tilde{H}}$  – ядра векторов напряженности электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей соответственно;  $\text{rot}_+ \dots$  и  $\text{rot}_- \dots$  – операции ротора вектора, которые поясняются в [18, 19].

Используя материальные уравнения среды:

$$\vec{D} = \varepsilon_a \vec{E} = \varepsilon_a e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{E}} = e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{D}}, \quad (4)$$

$$\vec{B} = \mu_a \vec{H} = \mu_a e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{H}} = e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{B}}, \quad (5)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = \sigma e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{E}} = e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{j}}, \quad (6)$$

где  $\vec{\tilde{D}}$  – ядро вектора электрической индукции  $\vec{D}$ ;  $\vec{\tilde{B}}$  – ядро вектора магнитной индукции  $\vec{B}$ ;  $\vec{\tilde{j}}$  – ядро вектора объемной плотности тока проводимости  $\vec{j}$ , уравнения (2) и (3) можно переписать:

$$\text{rot}_+(e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{H}}) = e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{j}} + \lambda e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{D}} + e^{\pm\lambda t} \frac{\partial \vec{\tilde{D}}}{\partial t} + e^{\pm\lambda t} \vec{\tilde{j}}^{cr}, \quad (7)$$

$$\operatorname{rot}_-(e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{E}}) = \pm\lambda e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{B}} + e^{\pm\lambda t}\frac{\partial\tilde{\vec{B}}}{\partial t}. \quad (8)$$

Возьмем интегралы от левых и правых частей равенств (7) и (8) по произвольной поверхности  $s$ , опирающуюся на замкнутый контур  $l$ , и применим теорему Стокса и ее дуальную форму [18] к левым частям полученных равенств. В результате найдем первое и второе уравнения Максвелла в интегральной форме экспофункционального поля:

$$e^{\pm\lambda t}\oint_l\tilde{\vec{H}}\cdot d\vec{l} = e^{\pm\lambda t}\int_s\tilde{\vec{j}}\cdot d\vec{s} \pm \lambda e^{\pm\lambda t}\int_s\tilde{\vec{D}}\cdot d\vec{s} + e^{\pm\lambda t}\frac{d}{dt}\int_s\tilde{\vec{D}}\cdot d\vec{s} + e^{\pm\lambda t}\int_s\tilde{\vec{j}}^{\text{cr}}\cdot d\vec{s}, \quad (9)$$

$$e^{\pm\lambda t}\oint_{-l}\tilde{\vec{E}}\cdot d\vec{l} = \pm\lambda e^{\pm\lambda t}\int_s\tilde{\vec{B}}\cdot d\vec{s} + e^{\pm\lambda t}\frac{d}{dt}\int_s\tilde{\vec{B}}\cdot d\vec{s} \quad (10)$$

или

$$e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{J}} = e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{I}} \pm \lambda e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{Q}} + e^{\pm\lambda t}\frac{d}{dt}\tilde{\vec{Q}} + e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{I}}^{\text{cr}}, \quad (11)$$

$$e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{\mathcal{E}}} = \pm\lambda e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{\Phi}} + e^{\pm\lambda t}\frac{d}{dt}\tilde{\vec{\Phi}}, \quad (12)$$

где

$$\tilde{\vec{\mathcal{E}}} = \oint_{-l}\tilde{\vec{E}}\cdot d\vec{l}, \quad (13)$$

$$\tilde{\vec{J}} = \oint_{-l}\tilde{\vec{H}}\cdot d\vec{l}, \quad (14)$$

$$\tilde{\vec{\Phi}} = \int_s\tilde{\vec{B}}\cdot d\vec{s}, \quad (15)$$

$$\tilde{\vec{Q}} = \int_s\tilde{\vec{D}}\cdot d\vec{s}, \quad (16)$$

$$\tilde{\vec{I}} = \int_s\tilde{\vec{j}}\cdot d\vec{s}, \quad (17)$$

$$\tilde{\vec{I}}^{\text{cr}} = \int_s\tilde{\vec{j}}^{\text{cr}}\cdot d\vec{s}. \quad (18)$$

Здесь  $\tilde{\vec{\mathcal{E}}}$  – ядро электродвижущей силы (эдс) самоиндукции, взятой с обратным знаком [18, 20];  $\tilde{\vec{J}}$  – ядро магнитодвижущей силы (м.д.с.) [20];  $\tilde{\vec{\Phi}}$  – поток ядра вектора магнитной индукции сквозь поверхность  $s$ ;  $\tilde{\vec{Q}}$  – поток ядра вектора электрической индукции сквозь поверхность  $s$ ;  $\tilde{\vec{I}}$  – ядро тока проводимости через поверхность  $s$ ;  $\tilde{\vec{I}}^{\text{cr}}$  – ядро стороннего тока через поверхность  $s$  [21].

Используя правило дифференцирования произведения двух функций, перепишем равенства (11) и (12) в виде:

$$J = I + \frac{d}{dt}Q + I^{\text{cr}}, \quad (19)$$

$$\mathcal{E} = \frac{d}{dt}\Phi, \quad (20)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E} &= e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{\mathcal{E}}}, & J &= e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{J}}, & \Phi &= e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{\Phi}}, \\ Q &= e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{Q}}, & I &= e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{I}}, & I^{\text{cr}} &= e^{\pm\lambda t}\tilde{\vec{I}}^{\text{cr}}, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Для катушки индуктивности без сердечника, имеющей  $n$  витков, на основании равенства (20) можно записать [20]:

$$\mathcal{E}_L = \frac{d}{dt} \Psi_L, \quad (22)$$

где

$$\Psi_L = n\Phi = Li - \quad (23)$$

потокосцепление самоиндукции. Здесь  $L$  – индуктивность контура, образованного витками катушки;  $i$  – ток, протекающий по этому же контуру. Равенство (23) с учетом (21) можно переписать:

$$ne^{\pm\lambda t} \tilde{\Phi} = Li \quad (24)$$

или

$$i = e^{\pm\lambda t} \tilde{i}, \quad (25)$$

где

$$\tilde{i} = \frac{n}{L} \tilde{\Phi}, \quad (26)$$

т.е. ток  $i$  имеет форму экспофункции с тем же экспоненциальным множителем, что и у потока  $\Phi$  вектора магнитной индукции. Подставив (25) в (23), а полученное равенство в (22), найдем:

$$\mathcal{E}_L = L \frac{d}{dt} (e^{\pm\lambda t} \tilde{i}) = \pm\lambda L e^{\pm\lambda t} \tilde{i} + L e^{\pm\lambda t} \frac{d\tilde{i}}{dt}. \quad (27)$$

Из равенства (27) видно, что в данном случае имеет место явление выделения активной мощности реактивным элементом  $L$  [17, 22]. Об этом свидетельствует слагаемое  $\pm\lambda L e^{\pm\lambda t} \tilde{i}$  равенства (27).

Указанное слагаемое соответствует слагаемому  $\pm\lambda e^{\pm\lambda t} \tilde{\Phi}$  равенства (12), слагаемому  $\pm\lambda e^{\pm\lambda t} \int_s \tilde{\vec{B}} \cdot d\vec{s}$  равенства (10), слагаемому  $\pm\lambda e^{\pm\lambda t} \tilde{\vec{B}}$  равенства (8) и, наконец, слагаемому  $\pm\lambda \mu_a e^{\pm\lambda t} \tilde{\vec{H}}$  равенства (3).

Последние из перечисленных слагаемых указывают на наличие направленного потока магнитных монополей в экспофункциональном поле. Следовательно, экспериментальное доказательство существования явления выделения активной мощности реактивным элементом  $L$  [23, 24] является одновременно доказательством существования в природе направленного потока магнитных монополей при условии создания экспофункционального поля.

Проведем рассуждения для конденсатора, аналогичные тем, которые проведены для катушки индуктивности. При условии  $I = 0$  и  $I^{\text{ct}} = 0$  для конденсатора равенство (19) имеет форму

$$J_c = \frac{d}{dt} Q_c, \quad (28)$$

где [20]

$$Q_c = Cu - \quad (29)$$

заряд на поверхности металлической обкладки конденсатора. Здесь  $C$  – емкость, образования обкладками конденсатора;  $u$  – разность потенциалов (напряжение) между обкладками конденсатора. Равенство (29) с учетом (21) имеет вид:

$$e^{\pm\lambda t} \tilde{Q}_c = Cu. \quad (30)$$

Отсюда

$$u = e^{\pm\lambda t} \tilde{u}, \quad (31)$$

где

$$\tilde{u} = \frac{1}{C} \tilde{Q}_c, \quad (32)$$

т.е. напряжение  $u$  имеет форму экспофункции с тем же экспоненциальным множителем, что и у потока  $Q$  вектора электрической индукции. Подставив (31) в (29), а затем в (28), получим:

$$J_c = C \frac{d}{dt} (e^{\pm\lambda t} \tilde{u}) = \pm\lambda C e^{\pm\lambda t} \tilde{u} + C e^{\pm\lambda t} \frac{d\tilde{u}}{dt}. \quad (33)$$

Из последнего равенства видно, что в данном случае имеет место явление выделения активной мощности реактивным элементом  $C$  [17, 22]. На это указывает слагаемое  $\pm\lambda C e^{\pm\lambda t} \tilde{u}$  равенства (33).

Указанное слагаемое соответствует слагаемому  $\pm\lambda e^{\pm\lambda t} \tilde{Q}$  равенства (11), слагаемому  $\pm\lambda e^{\pm\lambda t} \int_s \tilde{\vec{D}} \cdot d\vec{s}$

равенства (9), слагаемому  $\pm \lambda e^{\pm \lambda t} \widetilde{D}$  равенства (7) и слагаемому  $\pm \lambda \varepsilon_a e^{\pm \lambda t} \widetilde{E}$  равенства (2). Последние слагаемые говорят о том, что существует дополнительный направленный поток электрических монополей в экспофункциональном поле. Таким образом, экспериментальное доказательство существования явления выделения активной мощности реактивным элементом  $C$  [23, 24] является одновременно доказательством существования в природе дополнительного направленного потока электрических монополей при условии создания экспофункционального поля.

Описанные выше процессы, протекающие в катушке индуктивности и конденсаторе, достаточно точно отображают действительную природу физических явлений при условии квазистационарности [21] экспофункционального поля. В этом случае конденсатор концентрирует в себе практически всю электрическую энергию, а катушка индуктивности – всю магнитную [21].

Все сказанное выше поясняет механизм появления явления выделения активной мощности реактивными элементами электрической цепи. Из равенств (23) и (29) видно, что экспофункциональные ток и напряжение вызывают в катушке индуктивности и соответственно в конденсаторе экспофункциональное поле и, наоборот. Таким образом, экспериментальное обнаружение явления выделения активной мощности реактивными элементами электрической цепи одновременно свидетельствует и о том, что в катушке индуктивности реально существует направленный поток магнитных монополей, а в конденсаторе – дополнительный направленный поток электрических монополей. Эти потоки в схеме замещения для ядер токов и напряжения электрической цепи, содержащей реактивные элементы, последовательно с индуктивностью  $L$  отображаются сопротивлением с величиной сопротивления  $\pm \lambda L$  (см. равенство (27)) и параллельно с емкостью  $C$  – проводимостью с величиной проводимости  $\pm \lambda C$  (см. равенство (39)) [17]. Верхние знаки при сопротивлении и проводимости указывают на то, что в электромагнитном поле увеличиваются потери энергии или увеличивается поглощение в среде, а нижние знаки – что в электромагнитном поле создается активная среда [21].

Из всего сказанного следует, что экспериментальное исследование любой  $RLC$ -цепи при экспофункциональном воздействии несет в себе доказательство реальности существования в природе указанных выше потоков, в том числе и потока магнитных монополей. Простейшей для исследования цепью может служить последовательный  $LC$ -контур, подключенный к источнику напряжения, задающее напряжение которого – экспофункциональная функция включения:

$$u(t) = \begin{cases} U_m e^{-\lambda t} \sin(\omega t + \varphi), & t \geq 0 \\ 0, & t < 0. \end{cases} \quad (34)$$

Как теоретические, так и экспериментальные исследования такой цепи описаны в [23, 24]. Схема экспериментального макета изображена на рис. 1. Ко входу этой схемы подключается генератор периодической последовательности коротких импульсов, который вместе с элементами, обведенными пунктирной линией, образует генератор периодических посылок экспосинусоидальных колебаний вида (34), где  $\lambda = R/2L$ ,  $\omega \cong 1/\sqrt{LC}$ . К выходу схемы рис. 1 подключается осциллограф. Сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  необходимы для регулировки величины напряжения на выходе генератора экспосинусоидальных колебаний.

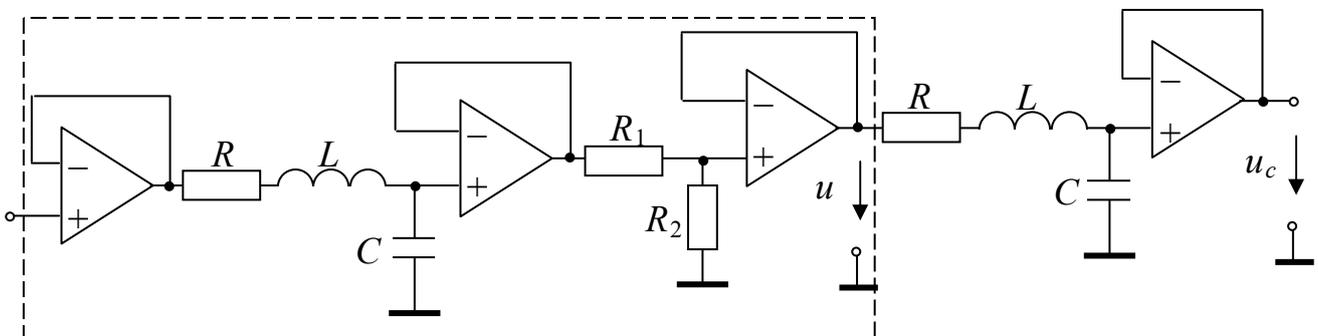


Рисунок 1 – Схема экспериментального макета

Схема замещения для ядер токов и напряжений испытуемого последовательного  $LC$ -контур с параллельным включением сопротивления конденсатора [17] показана на рис. 2,а. При условии  $\omega \gg \lambda$  схему замещения последовательного  $LC$ -контур можно изобразить и с последовательным

включением сопротивления потерь конденсатора (рис. 2,б). В [23] найдено отношение напряжения  $u_c$  к напряжению  $u$  при условии  $R - 2\lambda L = R_3 = 0$ :

$$m = \frac{u_c}{u} = \frac{\tilde{u}_c}{\tilde{u}} \cong n\pi, \quad (35)$$

где  $n$  – число периодов наблюдения синусоиды функции (34).

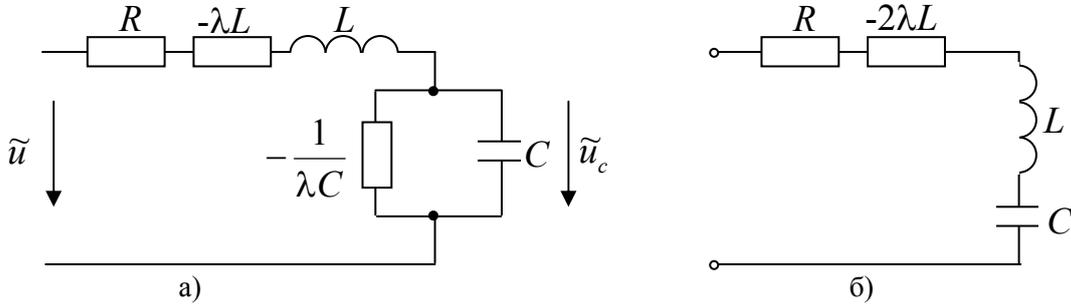


Рисунок 2 – Схема замещения последовательного LC-контура:  
 а) с параллельным включением сопротивления потерь конденсатора;  
 б) с последовательным включением сопротивления потерь конденсатора

Экспериментальное исследование контура с параметрами  $L = 880 \cdot 10^{-3}$  Гн,  $C = 25 \cdot 10^{-9}$  Ф,  $R = 370$  Ом, что соответствует добротности контура  $Q = 16$ , показали, что при  $n = 20$   $m \cong 60$ . Рассчитанное значение  $m$  по формуле (35) равно 62,8, т.е. теория и практика хорошо согласуется, что доказывает реальность существования направленного потока магнитных монополей и дополнительного потока электрических монополей. Эти потоки образуют активные среды в катушке индуктивности и конденсаторе. Этот факт в схеме замещения (рис. 2,б) отображается сопротивлением с величиной сопротивления  $-2\lambda L = -370$  Ом, которое полностью компенсирует сопротивление последовательного контура  $R = 370$  Ом; в результате получаем контур без потерь с  $R_3 = 0$  для сигнала вида (34).

В настоящее время существуют среды моделирования на ПЭВМ электрических процессов, протекающих в электрических цепях. Наиболее совершенная среда моделирования – Multisim 2001. В этой среде моделирования повторены описанные опыты<sup>\*)</sup>. Схема в среде Multisim 2001 показана на рис. 3. На рис. 4,а изображена форма сигнала на входе испытуемого LC-контура, а на рис. 4,б – на выходе цепи. Результаты испытаний сведены в таблицу. Как видно из этой таблицы существует хорошее совпадение теоретических и измеренных результатов, а также результатов, полученных при натуральных испытаниях и моделировании. Это еще раз подтверждает реальность физических процессов, протекающих в экспофункциональном поле.

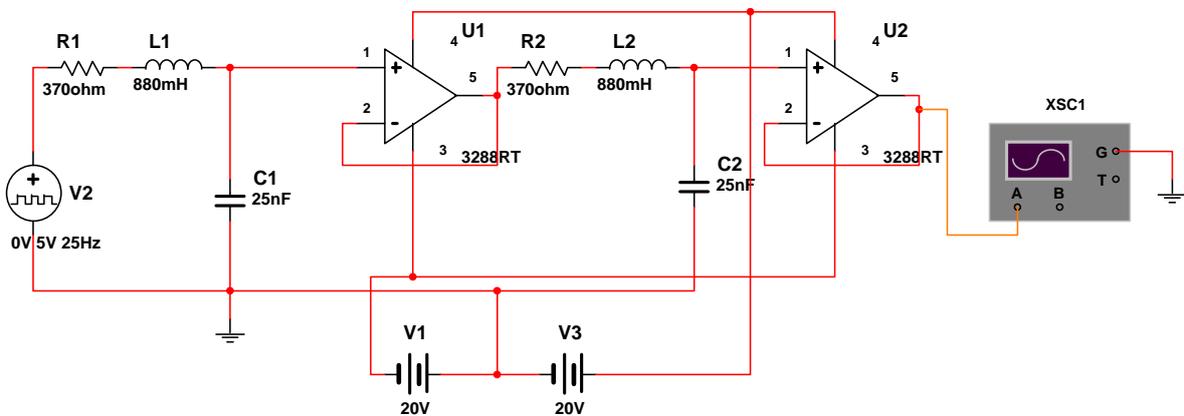


Рисунок 3 – Схема исследуемой цепи

<sup>\*)</sup> Моделирование проведено асп. Паску Д.Г.

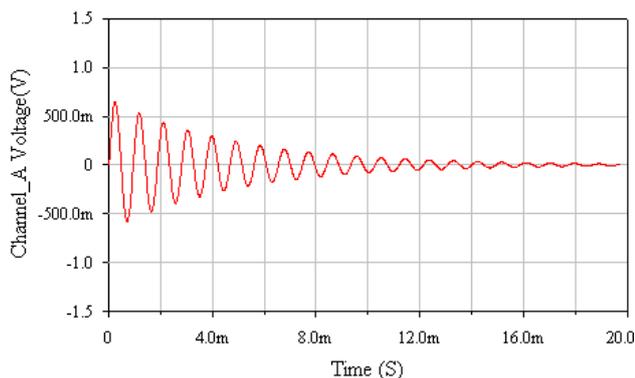


Рисунок 4,а – Сигнал на входе

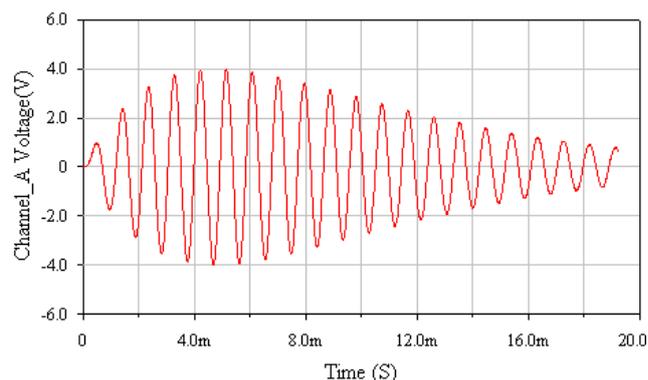


Рисунок 4,б – Сигнал на выходе

Таблица 1 – Результаты испытаний схемы рис. 3

Величина $n$	Измеренная величина $m$	Расчетное значение по формуле (35) величины $m$
10	28,6	31,4
20	58,4	62,8
30	91,3	94,2
40	124,2	125,6

В заключение можно сделать следующий вывод. В связи с тем, что явление выделения активной мощности реактивными элементами электрической цепи непосредственно сопровождается возникновением экспофункционального поля в устройствах, реализующих реактивные элементы, то надежным способом экспериментального доказательства существования направленного потока магнитных монополей является постановка опытов по изучению свойств  $RLC$ -цепей при экспофункциональных воздействиях.

### Литература

1. Dirac P.A.M. Quantised singularities in the electromagnetic field // Proc. of the Royal Society. – 1931. – Vol. A 133. – 60 с.
2. Девонс С. Поиски магнитного монополя // Успехи физических наук. – 1965. – Т. 85, вып. 4. – С. 755-760.
3. Монополь Дирака: Сб. статей / Под ред. Б.М. Болотовского и Ю.Д. Усачева. – М.: Мир, 1970. – 332 с.
4. Швингер Ю. Магнитная модель материи // Успехи физических наук. – 1971. – Т.103, вып. 2. – С. 355-365.
5. Абадоглу Е., Бруски М., Калоджеро Ф. Азбука динамики магнитных монополей // Теор. и мат. физ. – 2001. – Т. 128. – №1. – С. 4-14.
6. Magnetic monopoles, alive / M.N. Chernodub, F.V. Gubarev, M.I. Polikarpov, V.I. Zakharov // Ядерная физика – 2001. – Т. 64. – №3. – С. 615-627.
7. Tang Ju-Fei. Единая модель электрического и магнитного монополей // High Energy Phys. And Nucl. Phys. – 2000. – Vol. 24, №8. – P.702-710.
8. Іваницький А.М. Сигнальний спосіб компенсації поглинання радіосигналу в тракті поширення радіохвиль лінії радіозв'язку / Патент України на винахід № 39566 А від 15.06.2001. Бюл. № 5; заявл. 13.10.2000.
9. Іваницький А.М. Экспофункциональные поля // Наукові праці УДАЗ ім. О.С. Попова. – 2001. – № 1. – С. 18-21.

10. *Иваницкий А.М.* Электромагнитные поля при экспофункциональном возбуждении / Сб. докладов (Часть 1) 5-й Международной науч.-техн. конф. «Достижения в телекоммуникациях за 10 лет независимости Украины», 21-22 августа 2001 г. – Одесса: ОНАС им. А.С. Попова. – 2001. – С. 38-39.
11. *Berezinsky V.* Ultra high energy cosmic rays from cosmological relics // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. – 1999. – Vol. 75, №2 – P. 119-127.
12. *Gambery L., Kalbfleisch G.R., Milton K.A.* Direct and indirect searches for low-mass magnetic monopoles // Found. Phys. – 2000. – Vol. 30, №4. – P. 543-565.
13. *Ambrosio M. et al.* Collab: MACRO. Final results of magnetic monopole seaches with the MACRO experiment // Eur Phys. J.C. – 2002. – Vol. 25. – № 4. – P. 511-522.
14. *Wick S.D., Kephart T.W., Weiler T.J., Biermann P.L.* Signatures for a cosmic flux of magnetic monopoles // Astropart. Phys. – 2003. – Vol. 18, № 6. – P. 663-687.
15. *Иваницкий А.М.* Исследование потока магнитных монополей экспофункционального поля // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2003. – №2. – С. 9-14.
16. *Иваницкий А.М.* Электрический заряд и магнитный поток экспофункционального поля // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2004. – №1. – С. 3-8.
17. *Иваницкий А.М.* Реактивные элементы при экспофункциональных воздействиях // «Информатика и связь»: Сб. научн. тр. Украинской государственной академии связи им. А.С. Попова. – 1996. – С. 236-240.
18. *Иваницкий А.М.* Принцип дуальности в электродинамике // Наукові праці УДАЗ ім. О.С. Попова. – 2000. – №3. – С. 29-35.
19. *Иваницкий А.М.* Матрицы в векторном анализе // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2002. – №1. – С. 19-25.
20. *Нейман Л.Р., Демирчян К.С.* Теоретические основы электротехники: В 2-х т. Учебник для вузов. – Т. 1. – 3-е изд., перер. и доп. – Ленинград: Энергоиздат, 1981. – 536 с.
21. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука, 1989. – 544 с.
22. *Иваницкий А.М.* Явище виділення активної потужності реактивними елементами електричного кола / Диплом на відкриття НВ № 3, зареєстровано 12.01.99; пріоритет від 31.11.94.
23. *Иваницкий А.М.* Спосіб компенсації втрат резонансного контура / Патент України на винахід № 24456А від 21.07.98; заявка № 94076326 від 21.07.94.
24. *Иваницкий А.М.* Явище виділення активної потужності реактивними елементами електричного кола / Винахідник України. – 1999, № 2. – 2000, №1. – С. 121-126.