

На фіг. 1 зображена еквівалентна схема АК, в якій виділяються дві паралельні гілки:

1) гілка із точками a , b , c , яка характеризує АК як систему із зосередженими постійними L_A і C_A ;

2) гілка із точками a , b' , c , яка характеризує АК як систему із розподіленими постійними L'_A і C'_A ;

Достовірність еквівалентної схеми фіг. 1 в частині зосереджених постійних підтверджується експериментами:

а) при включенні в розрив точки a індуктивності L_a резонансна частота f зменшується відповідно до формули

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_A + L_a) \cdot C_A}}$$

б) при включенні в розрив точки a ємності C_a резонансна частота f збільшується відповідно до формули

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_A \cdot \frac{C_A \cdot C_a}{C_A + C_a}}}$$

в) при включенні перемикачем Π опору $R = R_\Sigma = 377$ Ом енергоспоживання від джерела Z не змінюється, що свідчить про рівності:

$$U_a = U_c, I_a = I_c \quad (1)$$

Окрім цього, прямими і опосередкованими вимірами встановлено:

$$а) \quad Q = \frac{\omega L_A}{R_\Sigma} = \frac{1}{\omega C_A R_\Sigma} = \sqrt{\frac{L_A}{C_A}} \cdot R_\Sigma,$$

де Q – якість резонансного контуру, $\omega = 2\pi f$ – кругова резонансна частота;

$$б) \quad U_b = U_a Q, \quad (2a)$$

що визначає АК як послідовний резонансний контур;

$$I_b = \frac{I_a}{Q}, \quad (2б)$$

що визначає АК як паралельний резонансний контур.

Таким чином, викладені експериментальні факти характеризують АК як систему із зосередженими постійними L_A і C_A .

Достовірність еквівалентної схеми в частині розподілених постійних підтверджується наступним.

На основі (1) і (2) визначаються потужності в точках: $a(P_a = U_a I_a)$, $b(P_a = U_b I_b = U_a I_a)$, $c(P_a = U_c I_c = U_a I_a)$ і, як наслідок, в точці $b'(P_{b'} = P_c)$, оскільки точки b' і c схемно еквівалентні. Ці визначення ведуть до рівності

$$P_a = P_b = P_c = P_{b'} \quad (3)$$

В свою чергу, на основі (3) маємо стверджувати, що енергія від точки a до точки b' переносить біжуча електромагнітна хвиля, яка може існувати тільки в середовищі з розподіленими постійними.

Далі цей висновок деталізується і підтверджується експериментально.

Загальновідомо, що напруженість електричного поля біжучої хвилі є функцією координат часу (t) і простору (x), тобто

$$E(t, x) = \dot{E}_m \exp j\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (4)$$

де

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (5)$$

фазова швидкість хвилі в будь-якому середовищі (не вакуумі) з відносними електричною ϵ і магнітною μ проникностями, яка у вакуумі дорівнює

$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = 2,99 \cdot 10^8$ м/с, оскільки у вакуумі $\epsilon = \mu = 1$ [1, стор. 295]. Як наслідок

із загальновідомого маємо стверджувати, що швидкість хвилі не у вакуумі менша у порівнянні зі швидкістю у вакуумі; тобто, хвиля не у вакуумі сповільнюється. В загальній формі на основі (5) маємо

$$m = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \geq 1, \quad (6)$$

де m – коефіцієнт сповільнення хвилі. Це також загальновідомо і широко застосовується в радіотехніці [2, стор. 369].

Розглянемо біжучу хвилю (4) на межі розділу двох середовищ – вакууму і не вакууму. Для цього ще раз підкреслимо, що швидкості хвилі у вакуумі і не вакуумі різні. Але, на межі розділу вакууму і не вакууму не може бути стрибка в зміні швидкості; на межі вакууму і не вакууму швидкості зрівнюються. Тому, на цій межі біжуча хвиля (4) з урахуванням (6) визначається залежностями:

або ($v = c$, при $m = 1$)

$$E(t, x) = \dot{E}_m \exp j \left(\omega t - \frac{\omega}{c} x \right) = \dot{E}_m \exp j \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right), \quad (7a)$$

де λ – довжина хвилі у вакуумі,

або ($mv = c$, при $m > 1$)

$$E(t, x) = \dot{E}_m \exp j \left(\omega t - \frac{\omega}{vm} x \right) = \dot{E}_m \exp j \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_c m} x \right), \quad (7b)$$

де λ_c – довжина сповільненої хвилі не у вакуумі.

Величини $\frac{2\pi}{\lambda}$ і $\frac{2\pi}{\lambda_c m}$ в залежностях (7а) і (7б) називаються постійними

розповсюдження, хвилевими числами або фазовими постійними біжучої хвилі. Зрозуміло, що на межі розділу двох середовищ – вакууму і не вакууму ці величини також не можуть бути не рівними; тобто на межі вакууму і не вакууму має місце рівність

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_c m}, \quad (8)$$

звідки

$$m = \frac{\lambda}{\lambda_c} = \frac{cT}{vT} = \frac{c}{v}, \quad (9)$$

що узгоджується з (6), а також –

$$E(t, x) = \dot{E}_m \exp j \left[\omega t - \left(\frac{2\pi}{\lambda} + \frac{2\pi}{\lambda_c m} \right) x \right], \quad (10)$$

що корелює з наступним.

Відомо, що якщо одна і та ж хвиля рухається на межі розділу двох середовищ – вакууму та поверхні просторової періодичної структури з періодом h , то така хвиля сповільнюється –

$$E(t, x) = \frac{1}{2} \sum_{p^*=-\infty}^{p^*=\infty} \dot{E}_{mp^*} \exp j \left[\omega t - \left(\frac{2\pi}{\lambda} + \frac{2\pi}{h} \right) x \right], \quad (11)$$

де $p^* = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ – номери просторових гармонік, на які розкладається рядом Фур'є просторова періодична структура [3, стор. 609]. Залежність (11) є теоретичною основою сповільнюючих систем – пристроїв, які широко застосовуються в радіотехніці (лінії затримки, лампи біжучої і зворотної хвиль, магнетрони, тощо) [4, стор. 386].

При деталізації залежності (11) розглядаються фазові швидкості кожної просторової гармоніки. Але, енергія хвилі переноситься груповою швидкістю $v_{гр}$ всіх просторових гармонік, яка тотожна вище згадуваній швидкості v [4, стор. 388], тобто

$$v_{гр} = v,$$

що з урахуванням (9), як наслідок, приводить до рівностей

$$m = p_{\max} = \frac{\lambda}{\lambda_c} = \frac{\lambda}{h} = \frac{c}{v} = \frac{c}{v_{гр}}, \quad (12)$$

які дозволяють описати залежність (11) в формі

$$E(t, x) = \frac{1}{2} \sum_{p=-p_{\max}}^{p=p_{\max}} \dot{E}_{mp} \exp j \left[\omega t - \left(\frac{2\pi}{\lambda} + \frac{2\pi}{hp_{\max}} \right) x \right], \quad (13)$$

де p обмежується величиною p_{\max} , тобто $p = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm p_{\max}$.

Залежність (13) описує біжучу хвилю, яка рухається на межі вакууму і поверхні узагальненої просторової періодичної структури. Надалі розглянемо хвилю (13), яка рухається на межі вакууму і поверхні АК. Для цього розрахуємо

значення комплексних амплітуд (і початкових фаз) просторових гармонік в залежності (13) безпосередньо для АК.

На фіг. 2 в перерізі зображена АК – котушка індуктивності у формі напівпсевдосфери, витки провідників якої складають просторову періодичну структуру із періодом h , на якій діє функція $E(x)$.

Згідно з відомим [5, стор. 12; 4, стор. 392], нехтуючи просторовою нелінійністю перерізу АК фіг. 2, функція $E(x)$ аналітично описується залежностями:

$$\begin{aligned} E(x) &= E_p \text{ при } 2p \frac{h}{2} < x < (2p+1) \frac{h}{2} \\ E(x) &= -E_p \text{ при } (2p+1) \frac{h}{2} < x < 2(p+1) \frac{h}{2}, \end{aligned} \quad (14)$$

де $p = 0, 1, 2, 3, \dots, p_{\max}$. Користуючись перетворенням Фур'є [5, стор. 13] визначимо спектр комплексних амплітуд (і початкових фаз) просторових гармонік функції (14) –

$$\begin{aligned} \dot{E}_p &= \frac{2}{h} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} E(x) \exp - j p \frac{2\pi}{h} x dx = \frac{2}{h} \int_{-\frac{h}{2}}^0 (-E_p) \exp - j p \frac{2\pi}{h} x dx + \\ &+ \frac{2}{h} \int_0^{\frac{h}{2}} E_p \exp - j p \frac{2\pi}{h} x dx = - \frac{2E_p}{h} \frac{\exp - j p \frac{2\pi}{h} x}{-j p \frac{2\pi}{h}} \Big|_{-\frac{h}{2}}^0 + \frac{2E_p}{h} \frac{\exp - j p \frac{2\pi}{h} x}{-j p \frac{2\pi}{h}} \Big|_0^{\frac{h}{2}} = \\ &= \left(- \frac{E_p}{-j p \pi} + \frac{E_p \exp j p \pi}{-j p \pi} \right) + \left(\frac{E_p \exp - j p \pi}{-j p \pi} - \frac{E_p}{-j p \pi} \right) = \frac{E_p}{j p \pi} (1 - \exp j p \pi) + \\ &+ \frac{E_p}{j p \pi} (1 - \exp - j p \pi) = \frac{2E_p}{j p \pi} \left(1 - \frac{\exp j p \pi - \exp - j p \pi}{2} \right) = \frac{2E_p}{j p \pi} (1 - \cos p \pi). \end{aligned} \quad (15)$$

Результатом (15) стверджується, що нульової складової і парних гармонік не існує, оскільки $\cos p \pi$ при $p = 0, 2, 4, 6, \dots, 2p_{\max}$ дорівнює $+1$; для непарних гармонік $-p = 1, 3, 5, \dots, (2p_{\max} - 1)$ – маємо

$$\begin{aligned} \dot{E}_1 &= \frac{2E_p}{j\pi} (1+1) = \frac{4E_p}{\pi} \exp - j \frac{\pi}{2} \left(\cos \pi = -1, \frac{1}{j} = -j = \exp - j \frac{\pi}{2} \right) \\ \dot{E}_3 &= \frac{2E_p}{j3\pi} (1+1) = \frac{4E_p}{3\pi} \exp - j \frac{\pi}{2} \\ \dot{E}_5 &= \frac{2E_p}{j5\pi} (1+1) = \frac{4E_p}{5\pi} \exp - j \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (16)$$

.....

$$\dot{E}_{(2p_{\max}-1)} = \frac{2E_p}{(2p_{\max}-1)\pi} (1+1) = \frac{4E_p}{(2p_{\max}-1)\pi} \exp - j \frac{\pi}{2} \quad [5, \text{стор. 13}].$$

Враховуючи комплексні амплітуди просторових гармонік (16), залежність (13) приводиться до вигляду, який описує біжучу хвилю на межі вакууму і поверхні АК; тобто

$$E(t, x) = \frac{1}{2} \sum_{p=-p_{\max}}^{p=p_{\max}} \frac{4E_{mp}}{(2p-1)\pi} \exp j \left\{ \omega t - \left[\frac{2\pi}{\lambda} + \frac{2\pi}{hp_{\max}} (2p-1) \right] x - \frac{\pi}{2} \right\},$$

точніше

$$E(t, x) = \operatorname{Re} \sum_{p=1}^{p=p_{\max}} \frac{4E_{mp}}{(2p-1)\pi} \exp j \left\{ \omega t - \left[\frac{2\pi}{\lambda} + \frac{2\pi}{hp_{\max}} (2p-1) \right] x - \frac{\pi}{2} \right\} \quad (17)$$

оскільки нульової просторової гармоніки не існує.

Із (17), аналогічно (8), маємо

$$\frac{2\pi}{\lambda} \leq \frac{2\pi}{hp_{\max}} (2p-1) \Big|_{p=1}^{p=p_{\max}}. \quad (18)$$

Ліва частина залежності (18) є константа – фазова постійна $\frac{2\pi}{\lambda}$, права – має множник $(2p-1)$, який дискретно змінює фазову постійну $\frac{2\pi}{hp_{\max}}$, збільшуючи її з кожним наступним номером просторової гармоніки. Але, якщо це так, то з (18) у формі

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} \leq \frac{2\pi}{hp_{\max}} (2p-1) = \frac{2\pi}{\lambda} (2p-1) \Big|_{p=1}^{p=p_{\max}},$$

де $hp_{\max} = \lambda$ відповідно до (12), одержимо наслідок

$$f \leq \frac{c}{\lambda} (2p-1) \Big|_{p=1}^{p=p_{\max}}, \quad (19)$$

яким стверджується: резонансні частоти АК, як і просторові гармоніки, повинні бути дискретними і непарними. Дійсно, виміри резонансних частот АК до двадцять першої (f_{21}) привели до ряду:

$$f_1 = 572 \text{ кГц}, f_3 = 1495 \text{ кГц}, f_5 = 2370 \text{ кГц}, \dots, f_{21} = 8578 \text{ кГц}, \dots,$$

який з точністю до коефіцієнта

$$\gamma = \frac{f_3}{3f_1} \div \frac{f_{21}}{21f_1} = 0,85 \div 0,71 \quad (20)$$

підтверджує наслідок з (19) і достовірність залежності (17).

Відхилення коефіцієнта (20) від одиниці пов'язано з тим, що було знехтувано просторовою нелінійністю перерізу АК і не прямокутністю перерізу проводів АК при записі функції (14), яка лежить в основі (17) та описує лінійну і періодичну в просторі прямокутної форми структуру (меандр). До речі, при збудженні АК, періодичною і прямокутною по формі напругою (меандром) періодичність і прямокутність електромагнітного випромінення зберігається, оскільки вони обумовлюються залежністю (17) і наслідком із неї (18). Це також підтверджено експериментом.

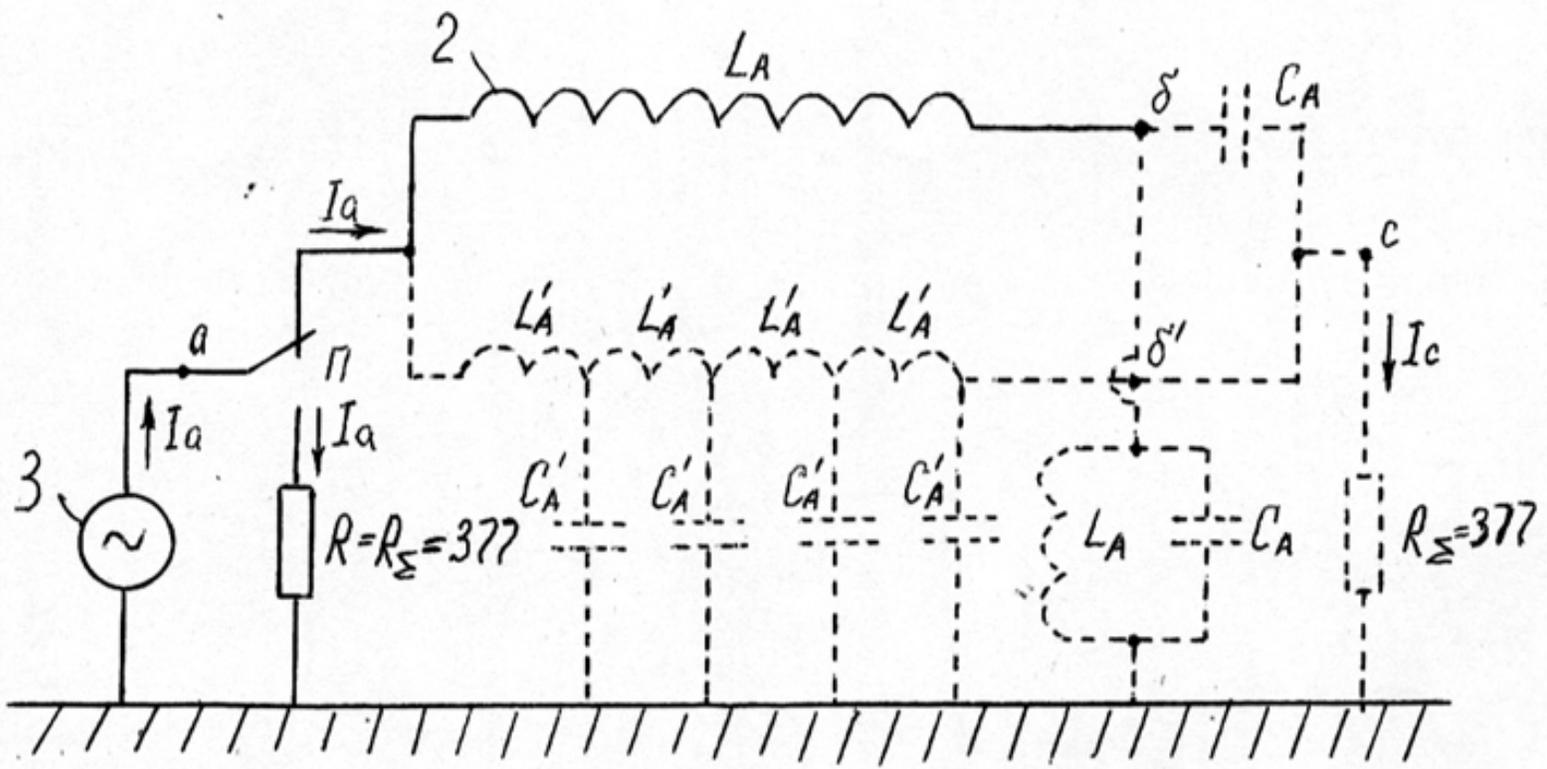
Таким чином, теоретично доведено і експериментально підтверджено, що АК характеризується також як система із розподіленими постійними L'_A і C'_A , які представлені в аналізі періодичною просторовою структурою витків АК.

В підсумку, слід особливо підкреслити виявлену кореляцію (19) між просторовою та частотною (часовою) властивостями електромагнітного випромінювання АК. Ця кореляція та просторові властивості псевдосфери [3, стор. 828] – основи АК дозволяють створювати на базі АК не тільки принципово нові космічні двигуни [6], але і моделювати властивості елементарних частинок для потреб практики.

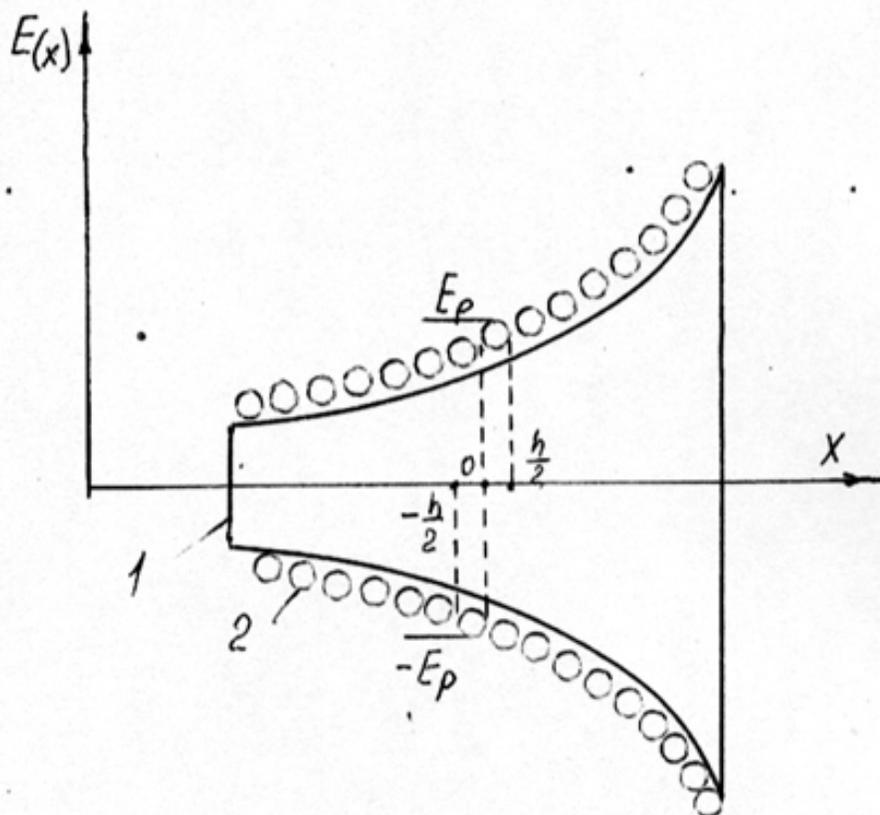
Література

1. Яворский Б.М., Детлаф А.А. «Справочник по физике», М. «Наука», 1980.
2. Мейнке Х., Гундлах Ф.В. «Радиотехнический справочник», том 1. М-Л. «Госиздат», 1961.
3. Выгодский М.Я. «Справочник по высшей математике», М. «Наука», 1963.
4. Лебедев И.В. «Техника и приборы СВЧ», М. «Высшая школа», 1970.
5. Зиновьев А.Л., Филлипов Л.И. «Введение в теорию сигналов и целей», М. «Высшая школа», 1968.
6. Крюк В.Г. «Електродинамічний космічний двигун-апарат». Патент України № 76876, 2006.

_____ Крюк В.Г.



Фиг. 1



Фиг. 2

P.S. Неможливо, описуючи антенну, обійти по за увагою опір випромінювання та діаграму направленості її.

Загальновідомо, що «хвильовий опір Z_0 » контура із зосередженими постійними, якими описується і АК, є величина

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_\Delta}{C_\Delta}}$$

При цьому, якщо мову вести про «хвильовий опір Z'_0 » контура із зосередженими постійними, якими також описується АК, то

$$Z'_0 = \sqrt{\frac{L'_\Delta}{C'_\Delta}} = R_\varepsilon$$

Але, оскільки інтегральними величинами L'_Δ і C'_Δ є величини μ_0 і ε_0 - абсолютні магнітна та електрична постійні, то

$$R_\Sigma = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{1,256 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}}{8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}}} = 377 \text{ Ом}$$

Величина $R_\Sigma = 377 \text{ Ом}$ підтверджена експериментально на антенах із резонансними частотами близькими до 1700, 600 та 200 кГц. Ці антени мали форму напівпсевдосфери із $a = 40, 100$ та 250 мм, де a є параметр тракт риси

$$x = a \cos \varphi + a \ln \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$$

$$y = a \sin \varphi,$$

яка при $\varphi = 0^\circ \div 90^\circ$ є утворюючою напівпсевдосфери. Що стосується діаграми направленості АК, то, внаслідок напівпсевдосферичної форми вона повинна мати форму сфери (ізотропне випромінювання). Це також підтверджено експериментально.