

ОСОБЛИВОСТІ ВПЛИВУ НЕСТАЦІОНАРНОЇ МЕЖІ, ЩО РУХАЄТЬСЯ, НА ІМПУЛЬС З АСИМЕТРИЧНОЮ ФОРМОЮ

Мехедов М.С.

Науковий керівник – к.ф.-м.н., Жила О.В.

Харківський національний університет радіоелектроніки

м. Харків, Україна

E-mail: olha.kuryzheva@nure.ua

The study of the nature of the electromagnetic pulses transformation in non-homogeneous non-stationary media is a fundamental importance for many applied electrodynamic problems. Pulses with an atypical shape are of particular interest. These include the Airy pulse, which has an asymmetric shape: the main lobe and a rapidly oscillating "tail" that decays at the infinity. Since the deformation of a pulse in time under the influence of spatial heterogeneity has a qualitative effect on its structure, it is appropriate to consider the problems of the interaction of such a pulse in a non-stationary environment.

Розглянемо задачу про взаємодію імпульсу Ейрі [1] з плоскою межею, що рухається йому назустріч. Межа починає рух у нульовий момент часу і рухається зі швидкістю u . Положення межі визначає одинична функція $\chi(t, x)$, при цьому вважається, що до нульового моменту часу межа не рухалась, тобто $\chi^-(t', x') = \theta(x)$, а після початку руху межі $\chi^+(t', x') = \theta(x - x_s(t))$.

Електромагнітне поле $E(t, x)$ зручно описувати інтегральним рівнянням[2]:

$$E(t, x) = E_0(t, x) - \frac{v^2 - v_1^2}{2vv_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^0 dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \vartheta \left(t - t' - \frac{|x - x'|}{v} \right) \chi^-(t', x') E_1(t', x') - \frac{v_1^2 - v^2}{2v_1v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^{+\infty} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \vartheta \left(t - t' - \frac{|x - x'|}{v} \right) \chi^+(t', x') E(t', x'), \quad (1)$$

де $E_0(t, x) = A i(-t/T + x/vT) e^{\alpha(-t/T + x/vT)}$ - первинне поле у вигляді імпульсу Ейрі, v - фазова швидкість електромагнітної хвилі, α - параметр, який описує дисипативні властивості середовища. Розв'язок інтегрального рівняння (1) отримано методом резольвенти [3], яка визначає поле в декількох областях з урахуванням впливу межі при $0 \leq t < x/v_1$ та без урахування її впливу при $ut \leq x < v_1 t$. У випадку, коли рух межі розпочався у нескінченно далекому минулому, у результаті взаємодії імпульсу з межею формується поле в області $x < v_1 t$, яке описується співвідношенням:

$$Airy_1(t, x) = \frac{2v_1^2(v-u)}{v(v_1-u)(v+v_1)} Ai \left(-\frac{v_1(v-u)}{v(v_1-u)} \frac{t}{T} + \frac{v-u}{v_1-u} \frac{x}{vT} + p \right). \quad (2)$$

При $-u > v_1$ поле вторинного імпульсу має вигляд:

$$Airy_2(t, x) = \frac{v_1(v-u)(v+v_1)}{2v^2(v_1-u)} Ai \left(-\frac{v_1(v-u)}{v(v_1-u)} \frac{t}{T} + \frac{v-u}{v_1-u} \frac{x}{vT} + p \right) + \frac{2v_1v(v-u)}{v(v_1+u)(v+v_1)} Ai \left(-\frac{v_1(v-u)}{v(v_1+u)} \frac{t}{T} - \frac{v-u}{v_1+u} \frac{x}{vT} + p \right). \quad (3)$$

Оскільки швидкість імпульсу менша за швидкість межі, він досягне точки спостереження пізніше моменту початку руху межі. Як наслідок, в момент взаємодії імпульсу з рухомою межею відбудеться розщеплення вторинного імпульсу у результаті зміни значення діелектричної проникності середовища. Два імпульси, що утворились у результаті розщеплення, будуть поширюватись у протилежних напрямках в областях $(v_1/v)t < x < -ut$ та $-ut < x < -v_1t$ відповідно.

Більш цікавий випадок, коли рух межі розпочався не у далекому минулому, а у фіксований момент часу. Так, при $u > -v_1$ поле вторинного імпульсу співпадає з виразом (2), а у протилежному випадку в області $v_1t \geq x \geq -v_1t$ формується імпульс

$$Airy_3(t, x) = \frac{v_1(v-u)(v+v_1)}{2v^2(v_1-u)} Ai \left(-\frac{v_1(v-u)}{v(v_1-u)} \frac{t}{T} + \frac{v-u}{v_1-u} \frac{x}{vT} + p \right) + F_0 \frac{(v-v_1)(v+u)}{2v(v_1-u)} Ai \left(\frac{v-u}{v_1-u} \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{v_1T} \right) + p \right), \quad (4)$$

а в області $-v_1t \geq x \geq ut$ імпульс

$$Airy_4(t, x) = \frac{v_1(v-u)(v+v_1)}{2v^2(v_1-u)} Ai \left(-\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1-u} \frac{t}{T} + \frac{v-u}{v_1-u} \frac{x}{vT} + p \right) + \frac{v_1(v-u)(v-v_1)}{2v^2(v_1+u)} Ai \left(-\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1+u} \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1T} + p \right) \right) + F_0 \frac{v-v_1}{2v} \left(\frac{v+u}{v_1-u} Ai \left(\frac{v-u}{v_1-u} \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{v_1T} + p \right) \right) + \frac{v+u}{v_1+u} Ai \left(\frac{v_1}{v} \frac{v-u}{v_1+u} \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1T} + p \right) \right) \right) \quad (5)$$

У формулах (4)-(5) утворюються імпульси з множником F_0 , обумовлені наявністю у нестационарному випадку «історії» поля до нульового моменту часу, що аналогічно процесу розщеплення падаючої хвилі після стрибка діелектричної проникності. Проте, у цьому випадку слід враховувати взаємозв'язок між швидкостями межі та первинного поля імпульсу. Просторово-часова картина даного явища ускладнюється асиметричною формою первинного імпульсу. Тому, доцільно досліджувати вторинні імпульси з точки зору моменту початку взаємодії рухомої межі та

переднього фронту імпульсу Ейрі – його головного пелюстка – як носія максимальної енергії. Цей процес легко контролювати вибором значення стартового параметра p , який на пряму впливає на місце розташування імпульсу.

На рис.1 показано деформацію імпульсу Ейрі рухомою межею при різних значеннях стартового параметра.

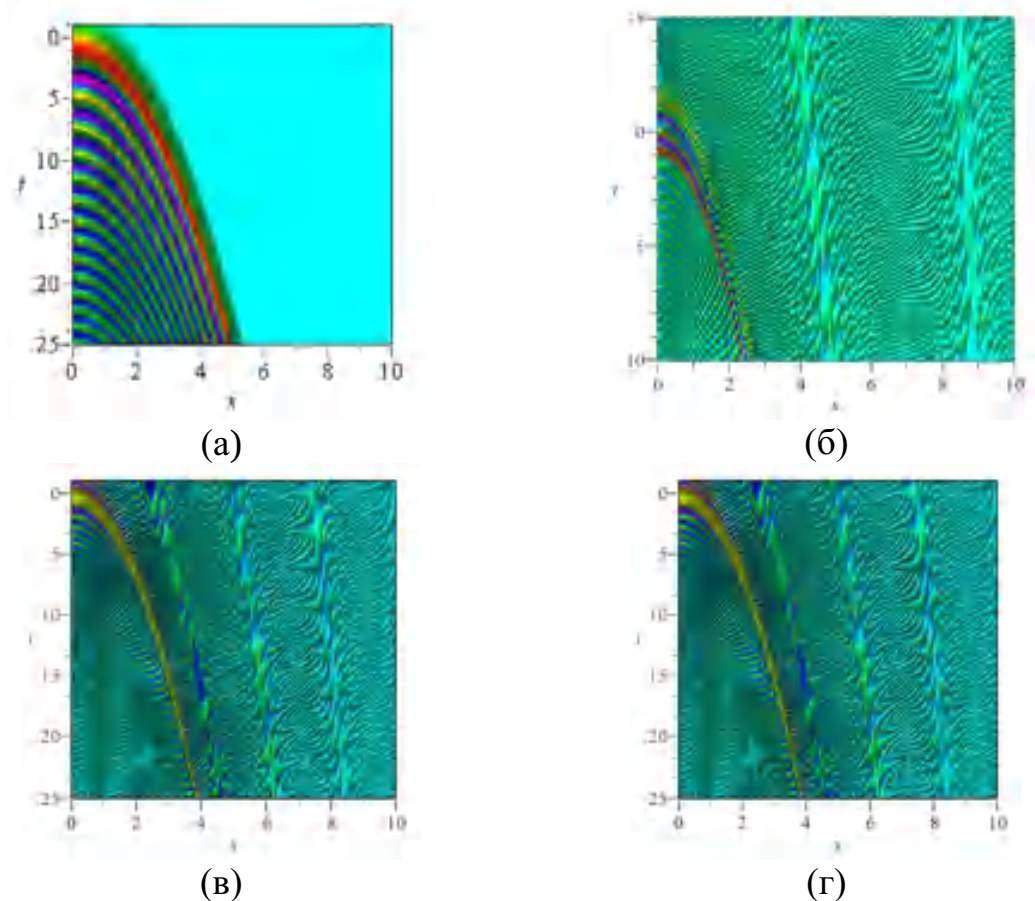


Рис.1. Деформація у просторі первинного імпульсу Ейрі (а) рухомою межею при $p = -5$ (б), $p = 1$ (в), $p = 10$ (г), $v_1 / v = 0,6$, $u / v = 0,5$

Список використаних джерел:

1. Siviloglou G. A. Accelerating finite energy Airy beams // Optics Letters. 2007. Vol. 32. P. 979–981.
2. Nerukh A., Sakhnenko N., Benson T., Sewell Ph. Non-stationary electromagnetic. Singapore : Pan Stanford Publishing Pte., 2013. 452 p.
3. Хижняк Н. А. Інтегральні рівняння макроскопічної електродинаміки. Київ : Наукова думка, 1968. 280 с.