JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 4, No. 1 (2000) p. 61–67

ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ХВИЛЬ ЗАРЯДЖЕНИМ ЗГУСТКОМ У НЕОДНОРІДНІЙ ПЛАЗМІ

І. О. Анісімов, К. І. Любич
Київський університет ім. Тараса Шевченка, радіофізичний факультет,
просп. Глушкова, 12, Київ, 03022, Україна

(Отримано 3 березня 1999 р.; в остаточному вигляді — 2 листопада 1999 р.)

Досліджено збудження кільватерних коливань у холодній неоднорідній плазмі електронним згустком скінченої довжини. Обговорено зворотний вплив кільватерних коливань на динаміку електронного згустку та плазмового утворення.

Ключові слова: кільватерна хвиля, неоднорідна плазма, електронний згусток.

PACS number(s): 52.35.–g, 52.40.Mj

ВСТУП

Дослідження динаміки заряджених згустків, що рухаються в плазмі, посідає важливе місце серед задач плазмової електроніки. Протягом тривалого часу в літературі вивчають збудження електронними згустками кільватерних хвиль (поздовжніх плазмових коливань, які виникають позаду зарядженого згустку при проходженні його через плазму) і зворотний вплив цих хвиль на динаміку згустків [1–5]. Зокрема, у праці [1] проаналізовано збудження кільватерних полів (у наближенні заданого струму згустку) та динаміку згустку з прямокутним профілем (методом крупних частинок) для одновимірної моделі в наближенні лінійної плазми. У праці [2] подібну задачу розв'язано методом послідовних наближень з урахуванням нелінійности плазми, яка виявляється істотною для йонних та релятивістичних електронних згустків. Розраховано також утрати енерґії зарядженого згустку. Збудження в плазмі поздовжніх плазмових коливань періодичною послідовністю коротких релятивістичних електронних згустків, частота повторення яких збігається з ленґмюрівською частотою плазми, розглянуто в працях [3–5] у наближенні заданого струму згустків [3] та з урахуванням зворотного впливу на них кільватерних полів [4,5]. У [4] аналітично розглянуто також збудження кільватерних полів заданою періодичною послідовністю макрочастинок у неоднорідній лінійній плазмі з лоренцівським профілем концентрації. Вплив постійного ґрадієнта концентрації плазми на збудження в ній плазмової хвилі при стаціонарній інжекції послідовности прямокутних електронних згустків обговорено в [5].

Таким чином, розгляд задач про збудження кільватерних полів та динаміку електронних згустків у плазмі здебільшого базується на застосуванні моделі однорідної лінійної плазми. Така модель є зручною для теоретичних розрахунків, але не завжди придатна в умовах реального експерименту. Постає необхідність урахувати можливу неоднорідність плазми при дослідженні збудження в ній кільватерних полів зарядженим згустком скінченої довжини, подібно до того, як це зроблено в [4] для періодичної послідовности коротких згустків. Такий розрахунок може бути основою для подальшого аналізу динаміки самого згустку в неоднорідній плазмі та впливу збуджених ним полів на неоднорідне плазмове утворення [6].

У нашій роботі досліджено вплив неоднорідности фонової плазми на збудження кільватерних хвиль.

I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ Й АНАЛІТИЧНИЙ РОЗРАХУНОК

Розглянемо одновимірний електронний згусток із початковим розподілом заряду $n_0(z-v_0t)$, який у початковий момент часу $t=0$ зі швидкістю v_0 інжектується в напівпростір, заповнений холодною плазмою з концентрацією $n_p(z)$, що залежить лише від поздовжньої координати z. Система рівнянь, що описує картину полів, збуджуваних згустком, має вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v(z,t)}{\partial t} &= -\frac{e}{m}E(z,t) - \nu v(z,t); \\ \frac{\partial D(z,t)}{\partial t} &= \frac{\partial E(z,t)}{\partial t} - 4\pi n_p(z) e v(z,t); \\ \frac{\partial D(z,t)}{\partial z} &= -4\pi n_0(\zeta) e, \end{aligned} \tag{1.1}$$

де $E(z,t)$ та $D(z,t)$ — напруженість та індукція електричного поля, $v(\zeta)$ — швидкість згустку, $\zeta = z - v_0t$ — координата в системі руху, пов'язаній зі згустком, ν — ефективна частота зіткнень електронів плазми. Перше з рівнянь системи (1.1) описує коливання електронів плазми під дією електричного поля, збуджуваного згустком. Друге рівняння випливає з безвихрового характеру магнетних полів у цій моделі. Третє рівняння описує збудження електричних полів у фоновій плазмі зарядженим згустком.

Слід зазначити, що одновимірна модель, для якої записано вихідну систему рівнянь (1.1), не враховує появи поперечних (щодо напрямку руху електронного пучка) компонент електричного поля і швидкости електронів плазми, які завжди існують у реальних ситуаціях, коли електронний згусток є обмеженим у поперечному напрямку. Придушити рух електронів у поперечному напрямку можна, наклавши на систему сильне поздовжнє магнетне поле.

Крім того, рух поперечно обмеженого згустку в неоднорідній плазмі приведе до появи перехідного випромінення. Але ефективність такого випромінення здебільшого є малою, тому в першому наближенні цим ефектом можна знехтувати.

Із третього рівняння системи (1.1) безпосередньо випливає, що $D(z,t) = D(\zeta)$. Це дозволяє виключити із системи (1.1) повну похідну $\frac{dD}{d\zeta}$:

$$\frac{\partial v(z,t)}{\partial t} = -\frac{e}{m}E(z,t) - \nu v(z,t); \tag{1.2}$$
$$4\pi e v_0 n_0(\zeta) = \frac{\partial E(z,t)}{\partial t} - 4\pi e n_p(z) v(z,t).$$

Від часових рівнянь системи (1.2) перейдемо до системи рівнянь для фур'є–компонентів, здійснивши фур'є–перетворення за змінною t:

$$\frac{e}{m}E(z,\omega) + (i\omega + \nu)v(z,\omega) = 0; \tag{1.3}$$
$$-2en_0(-\frac{\omega}{v_0})\exp(-i\frac{\omega}{v_0}z) = i\omega E(\omega,z)$$
$$-4\pi e n_p(z) v(z,\omega).$$

Тут $n_0\left(-\frac{\omega}{v_0}\right)$ — просторовий спектр функції $n_0(\zeta)$, узятий у точці $k = -\frac{\omega}{v_0}$.

Розв'язуючи систему (1.3) та здійснюючи зворотне фур'є–перетворення за ω, можна отримати поле, збуджене позаду згустку у плазмі:

$$E(t,z) = i2e \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{(\omega - i\nu) n_o(-\omega/v_0)}{\omega_p^2 - \omega(\omega - i\nu)} \exp(i\omega(t - \frac{z}{v_0}))d\omega. \tag{1.4}$$

Очевидно, підінтеґральний вираз у (1.4) має особливість у точках

$$\omega_{1,2} = \frac{i\nu}{2} \pm \sqrt{\omega_p^2 - \left(\frac{\nu}{2}\right)^2}, \tag{1.5}$$

тому інтеґрал у (1.4) можна обрахувати за методом лишків.

II. МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

А. Збудження кільватерних хвиль в однорідній плазмі

Спершу розглянемо найпростіший випадок, коли в однорідній плазмі поширюється короткий імпульс струму, $n_0(\zeta) = \delta(\zeta)$ [9]. Очевидно, тут $n_0(k) = 1/2\pi$, і розрахунок інтеґрала в (1.4) дає

$$E(t,z) = e\Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\left\{\cos\left[\omega(z)\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] + \frac{\nu}{2\omega(z)}\sin\left[\omega(z)\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right]\right\}, \tag{2.1}$$

де

$$\omega(z) = \sqrt{\omega_p^2(z) - (\nu/2)^2}.$$

$\omega_p^2(z) = \frac{4\pi e^2 n_p(z)}{m}$ — плазмова частота [10].

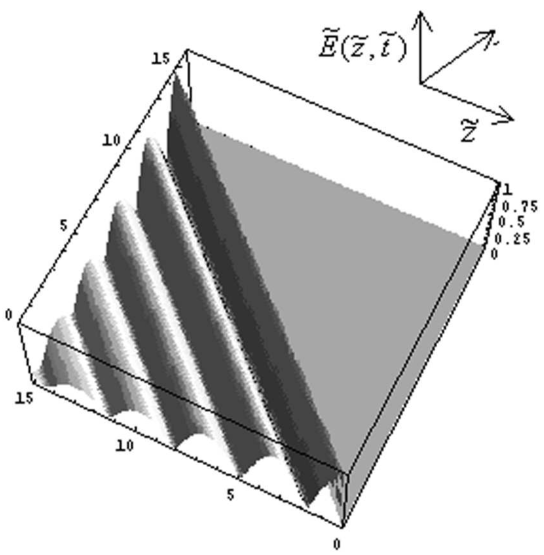

Рис. 1. Кільватерна хвиля в однорідній плазмі позаду δ–імпульсу струму: $v_0 = 1.5 \cdot 10^9$ см/с, $\omega_p = 3 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\nu = 0.2 \cdot \omega_p$, $\tilde{z} = \omega_p z / v_0$ — нормована координата, $\tilde{t} = \omega_p t$ — нормований час, $\tilde{E}(\tilde{z},\tilde{t})$ — електричне поле, нормоване на його амплітуду.

На рис. 1 зображено просторово–часову динаміку плазмових коливань позаду короткого імпульсу, який рухається в однорідній плазмі. Чітко спостерігаємо передній фронт кільватерної хвилі, попереду згустку електричне поле відсутнє. Після проходження згустку коливання в плазмі поступово згасають.

Картина поля значно змінюється, коли тривалість електронного згустку стає сумірною з періодом збуджуваних ним плазмових коливань. Зокрема, для згустку з прямокутним профілем концентрації довжини L,

$$n(\zeta) = \begin{cases} n_0, & |\zeta| \le L/2; \\ 0, & |\zeta| > L/2, \end{cases} \tag{2.2}$$

просторовий спектр згустку матиме вигляд $n(k) = \frac{2n_0}{k}\sin\left(\frac{kL}{2}\right)$. При цьому нормована напруженість електричного поля в околі згустку буде дорівнювати

$$E(t,z) = i4\pi e n_0 v_0 \left[\Theta\left(\frac{L}{2v_0}+t-\frac{z}{v_0}\right) \left\{ \frac{\omega_2 \exp\left[i\omega_1\left(\frac{L}{2v_0}+t-\frac{z}{v_0}\right)\right]}{\left(\frac{\nu^2}{2}+2\omega_p^2\right) - i\nu\sqrt{\omega_p^2-\left(\frac{\nu}{2}\right)^2}} + \frac{\omega_1 \exp\left[i\omega_2\left(\frac{L}{2v_0}+t-\frac{z}{v_0}\right)\right]}{\left(\frac{\nu^2}{2}+2\omega_p^2\right) + i\nu\sqrt{\omega_p^2-\left(\frac{\nu}{2}\right)^2}} + \frac{i\nu}{2\omega_p^2} \right\} \right.$$
$$\left. - \Theta\left(-\frac{L}{2v_0}+t-\frac{z}{v_0}\right) \left\{ \frac{\omega_2 \exp\left[i\omega_1\left(-\frac{L}{2v_0}+t-\frac{z}{v_0}\right)\right]}{\left(\frac{\nu^2}{2}+2\omega_p^2\right) - i\nu\sqrt{\omega_p^2-\left(\frac{\nu}{2}\right)^2}} + \frac{\omega_1 \exp\left[i\omega_2\left(-\frac{L}{2v_0}+t-\frac{z}{v_0}\right)\right]}{\left(\frac{\nu^2}{2}+2\omega_p^2\right) + i\nu\sqrt{\omega_p^2-\left(\frac{\nu}{2}\right)^2}} + \frac{i\nu}{2\omega_p^2} \right\} \right]. \tag{2.3}$$

На рис. 2 чітко простежується послідовне збудження плазмових коливань переднім та заднім фронтами згустку. Після проходження заднього фронту згустку ці коливання додаються й утворюють сумарне кільватерне поле, амплітуда якого істотно залежить від довжини згустку. Зокрема, при $\nu << \omega_p$ виконання умови

$$\omega_p L/v_0 = 2\pi n, \qquad n = 1,2,3... \tag{2.4}$$

забезпечує відсутність кільватерних коливань за згустком. Навпаки, при

$$\omega_p L/v_0 = \pi\,(2n+1) \tag{2.5}$$

амплітуда таких коливань буде максимальною.

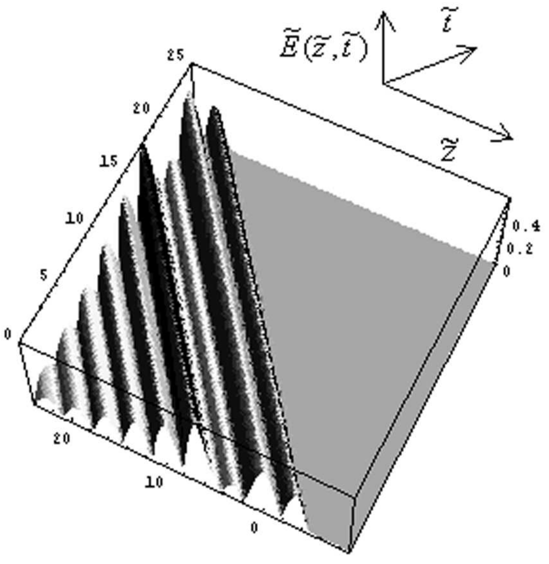

Рис. 2. Кільватерна хвиля в однорідній плазмі позаду прямокутного імпульсу струму довжини $L = 20$ см: $v_0 = 6\cdot10^8$ см/с, $\omega_p = 3\cdot10^8$ с$^{-1}$, $\nu = 0.2\cdot\omega_p$, $\tilde{E}(\tilde{z},\tilde{t}) = \frac{E(z,t)\cdot\omega_p}{8\pi e n_0 v_0}$ — нормоване електричне поле.

B. Збудження кільватерних коливань у неоднорідній плазмі коротким імпульсом струму

Знайдемо розподіл поля позаду короткого імпульсу струму, який рухається за законом $z = v_0 t$ в неоднорідній плазмі з ленґмюрівською частотою

$$\omega_p\,(z) = \omega_{0p} + \omega_{p0}\exp\left(-z^2/2l^2\right), \tag{2.6}$$

де ω_{0p} — ленґмюрівська частота фонової плазми, $\omega_{0p}+\omega_{p0}$ — ленґмюрівська частота плазми в центрі плазмового утворення, l — півширина плазмового утворення. Підставивши (2.6) у (2.1), отримаємо шуканий вираз для функції $E(t,z)$. Відповідна картина поля зображена на рис. 3. Тепер фронти хвиль у площині $(z,\,t)$ вже не є прямолінійними, як на рис. 1–2.

У точці z в деякий момент часу t після проходження згустку фаза кільватерних коливань дорівнює

$$\varphi(z,t) = \omega(z)(t-t_0), \tag{2.7}$$

де $t - t_0 = t - z/v_0$ — час, що минув з моменту проходження згустку через точку z. Зафіксуємо фазу коливань, щоб установити вигляд фронту кільватерної хвилі на площині $(z,\,t)$: $\varphi = \varphi_0$. У неоднорідній плазмі отримаємо залежність

$$t = z/v_0 + \varphi_0/\omega(z), \tag{2.8}$$

що для різних φ_0 описує сім'ю кривих, які відповідають фронтам кільватерних коливань на рис. 3. Згідно з (2.8) у випадку однорідної плазми ($\omega(z) = \omega = const$) фронт коливань на площині $(z,\,t)$ є прямолінійним, як це видно, зокрема, з рис. 1. Якщо ж плазма неоднорідна, то завдяки другому доданкові в (2.8) фронт плазмових коливань набуває криволінійного характеру (рис. 3). Поблизу оси системи $z = 0$ при підвищенні концентрації електронів плазми просторовий період кільватерних коливань, рівний $2\pi v_0/\omega_p(z)$, зменшується (рис. 3а), при зменшенні концентрації — зростає (рис. 3б).

C. Збудження кільватерних коливань у неоднорідній плазмі довгим імпульсом струму

Нарешті, розглянемо плазмові коливання, які виникають при проходженні через неоднорідну плазму зарядженого згустку скінченої довжини L (тобто при $L \geq v_0/\omega_p(z)$). Уважатимемо, що профіль концентрації плазми, як і в попередньому розділі, має вигляд (2.6), а густина заряду на довжині згустку розподілена за законом (2.2). Після підстановки (2.6) у (2.3) отримаємо загальну картину поля, як зображено на рис. 4а.

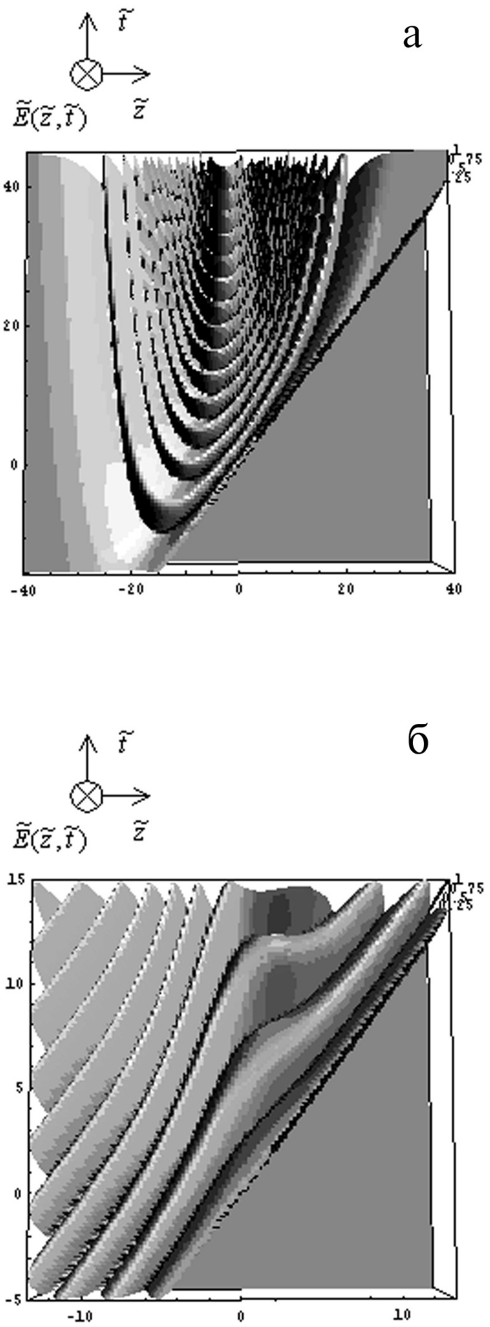

Рис. 3. Кільватерна хвиля в неоднорідній плазмі після проходження короткого імпульсу струму ($v_0 = 1.5 \cdot 10^9$ см/с, $\nu = 3 \cdot 10^4$ с$^{-1}$, $l = 50$ см, $\tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t})$ — електричне поле, нормоване на його амплітуду): а — $\omega_{0p} = 1 \cdot 10^6$ с$^{-1}$, $\omega_{p0} = 3 \cdot 10^8$ с$^{-1}$; б — $\omega_{0p} = 1 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\omega_{p0} = -4 \cdot 10^7$ с$^{-1}$.

Окрім обговорених у пункті В особливостей фронту кільватерної хвилі, на рис. 4а видно ще одну характерну властивість, наявність якої цілком зумовлена введенням до розгляду згустку скінченої тривалости (вона показана на рис. 4б у збільшеному масштабі): у деяких точках простору (точніше, площинах $z = const$) амплітуда кільватерних коливань перетворюється на нуль. Цей ефект пояснюється додаванням кільватерних коливань, які збуджуються переднім та заднім фронтами згустку. Нульову амплітуду спостерігаємо в тих точках, де локальна ленґмюрівська частота плазми задовольняє умову (2.4). Кількість мінімумів визначаємо співвідношенням між максимальною ленґмюрівською частотою плазмової неоднорідности та тривалістю електронного згустку. Навпаки, при виконанні умови (2.5) у відповідних точках плазми спостерігаємо максимуми амплітуди кільватерного поля [11].

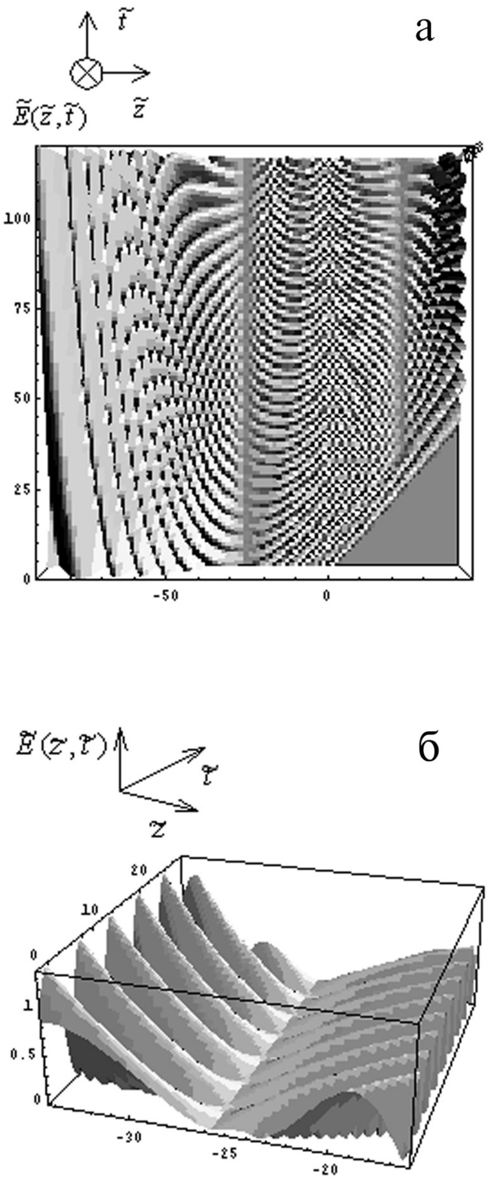

Рис. 4. а — Кільватерна хвиля при проходженні через неоднорідну плазму прямокутного імпульсу струму тривалости $L = 30$ см: $v_0 = 1 \cdot 10^9$ см/с, $\omega_{0p} = 1 \cdot 10^6$ с$^{-1}$, $\omega_{p0} = 3 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\nu = \omega_p \cdot 10^{-3}$, $l = 1$ м, $\tilde{z} = (\omega_{0p} + \omega_{p0})z/v_0$ — нормована координата, $\tilde{t} = (\omega_{0p} + \omega_{p0})t$ — нормований час, $\tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t}) = \frac{E(z,t) \cdot (\omega_{0p} + \omega_{p0})}{8\pi e n_0 v_0}$ — нормоване електричне поле; б — фраґмент рис. 4а у збільшеному масштабі.

III. ЗВОРОТНИЙ ВПЛИВ КІЛЬВАТЕРНИХ КОЛИВАНЬ НА ЕЛЕКТРОННИЙ ЗГУСТОК ТА НЕОДНОРІДНУ ПЛАЗМУ

Обговоримо спочатку взаємодію зарядженого згустку з неоднорідною плазмою з точки зору динаміки електронного згустку.

В аналізованій моделі втрати енерґії згустком цілком визначаються амплітудою збуджуваної ним кільватерної хвилі, оскільки інші механізми відбору енерґії згустку в системі відсутні. У випадку короткого електронного згустку амплітуда кільватерних коливань визначається в першому наближенні лише зарядом згустку (див. формулу (2.1)) і залишається сталою навіть у неоднорідній плазмі. Лише коли в неоднорідній плазмі рухається достатньо довгий заряджений згусток, утрати його енерґії будуть змінюватися вздовж траєкторії.

Як уже вказувалося (див. пункт А), в однорідній плазмі можна так підібрати довжину згустку, щоб кільватерні коливання взагалі не збуджувалися і отже, втрати енерґії були відсутні. Проте така можливість може існувати лише на початковій стадії руху згустку. У наступні моменти часу поле, збуджене всередині згустку його переднім фронтом, спотворить власний розподіл заряду згустку, і ефект зникне. Так само слід чекати, що врахування динаміки згустку зробить просторовий розподіл поля в неоднорідній плазмі плавнішим.

У неоднорідній плазмі енерґетичні втрати згустку на утворення кільватерної хвилі значною мірою залежать від розподілу концентрації електронів плазми вздовж траєкторії згустку. Вплив указаних неоднорідностей визначається електронною ленґмюрівською частотою фонової плазми та довжиною електронного згустку.

Якщо у фоновій плазмі коливання, збуджені переднім та заднім фронтами електронного згустку, додаються в протифазі, то неоднорідності плазми, очевидно, приведуть до збільшення втрат енерґії згустку. Коли названі коливання додаються у фазі, наявність неоднорідностей викличе зворотний результат. Нарешті, якщо різниця фаз між цими коливаннями близька до $\pm\pi/2$, результат впливу неоднорідности залежатиме від знака збурення концентрації плазми. Саме цей випадок ілюструє рис. 5а–в, де показано залежність утрат енерґії згустку при прольоті через плазмові утворення з відмінними значеннями параметрів неоднорідности (2.6). Зростання максимальної концентрації плазми приводить згідно з формулою (2.4) до появи мінімумів вищого порядку за n (пор. рис. 5а та 5б). На рис. 5в зображено втрати енерґії згустку при проходженні через ділянку зі зниженою концентрацією електронів. Бачимо, що в цьому випадку втрати енерґії згустку зростають саме на таких ділянках, зменшуючись там, де концентрація електронів плазми збільшується.

Обговоримо тепер можливий вплив кільватерних полів, збуджуваних електронним згустком, на динаміку неоднорідного плазмового утворення.

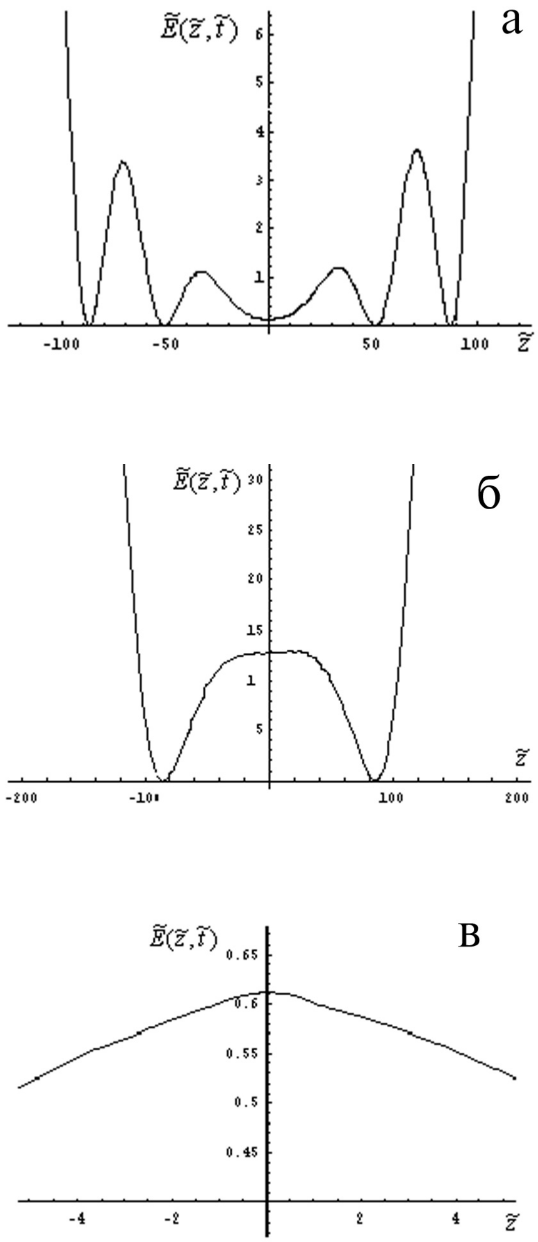

Рис. 5. Середні за часом утрати енерґії електронним згустком довжиною $L = 30$ см при збудженні в неоднорідній плазмі кільватерної хвилі.
а) $v_0 = 1\cdot10^9$ см/с, $\omega_{0p} = 1\cdot10^6$ с$^{-1}$, $\omega_{p0} = 6\cdot10^8$ с$^{-1}$, $\nu = \omega_p\cdot10^{-3}$, $l = 1$ м, $\tilde{E}(\tilde{z},\tilde{t}) = \frac{E(z,t)\cdot(\omega_{0p}+\omega_{p0})}{8\pi e n_0 v_0}$;
б) $v_0 = 1\cdot10^9$ см/с, $\omega_{0p} = 1\cdot10^6$ с$^{-1}$, $\omega_{p0} = 3\cdot10^8$ с$^{-1}$, $\nu = \omega_p\cdot10^{-3}$, $l = 1$ м, $\tilde{E}(\tilde{z},\tilde{t}) = \frac{E(z,t)\cdot(\omega_{0p}+\omega_{p0})}{8\pi e n_0 v_0}$;
в) $v_0 = 1\cdot10^9$ см/с, $\omega_{0p} = 1\cdot10^8$ с$^{-1}$, $\omega_{p0} = -9\cdot10^7$ с$^{-1}$, $\nu = \omega_p\cdot10^{-3}$, $l = 1$ м, $\tilde{E}(\tilde{z},\tilde{t}) = \frac{E(z,t)\cdot\omega_{0p}}{8\pi e n_0 v_0}$.

Можна припустити, що неоднорідність кільватерного поля, якщо його амплітуда достатньо велика, може привести до деформації профілю концентрації плазмового утворення. Для цього тиск високочастотного поля повинен бути порівняним з газокінетичним тиском плазми [12]. Залежно від співвідношення між електронною ленґмюрівською частотою фонової плазми та довжиною електронного згустку, як указано вище, зростання амплітуди кільватерних коливань може відбуватися в областях як з підвищеною, так і зі зменшеною концентрацією плазми. У першому випадку високочастотний тиск вирівнюватиме концентрацію плазми, у другому — навпаки, підсилюватиме її неоднорідність. В областях з помітним підвищенням концентрації, де виконано умову (2.4), може відбуватися розшарування плазми.

Оскільки у випадку радіяльно обмеженого (в циліндричній системі координат) електронного згустку максимальне кільватерне поле збуджуватиметься поблизу оси системи [4,5], можна сподіватися, що високочастотне електричне поле витискатиме плазму на периферію.

Як показують оцінки, характерний час існування кільватерного поля $T_1 \sim 1/\nu$ виявляється значно меншим від часу $T_2 \sim L/c_s$ модифікації профілю концентрації плазми високочастотним полем зі стаціонарним просторовим розподілом амплітуди (L — характерний розмір неоднорідности поля, c_s — швидкість йонно–звукових хвиль). Тоді збурення профілю концентрації, зумовлене кільватерним полем, можна оцінити як

$$\delta n \sim \frac{T_1}{T_2}\delta n_{\max}, \tag{3.1}$$

де

$$\delta n_{\max} \sim n_p \frac{(eE)^2}{m\omega^2 T_e} \tag{3.2}$$

— збурення, зумовлене полем зі стаціонарним просторовим розподілом амплітуди (T_e — електронна температура плазми). У результаті, оцінивши амплітуду кільватерного поля як $E \sim 2\pi\sigma$ (σ — поверхнева густину заряду електронного згустку), можна отримати умову незмінности профілю концентрації плазми у вигляді

$$\sigma^2 << \frac{mL\nu\omega^2 T_e}{4\pi^2 e^2 c_s}. \tag{3.3}$$

ВИСНОВКИ

Для моделі плоскошаруватої холодної плазми зі слабкими зіткненнями в одновимірній геометрії досліджено збудження кільватерних коливань електронним згустком.

1. Наявність неоднорідности плазми приводить до зміни форми просторово–часових фронтів кільватерних коливань, збуджуваних електронними згустками. Деформація вказаних фронтів визначається знаком і величиною збурень концентрації плазми. Форма просторово–часових фронтів не залежить від профілю концентрації електронного згустку.

2. У випадку збудження кільватерних коливань у неоднорідній плазмі електронними згустками скінченої тривалости встановлюється стаціонарний просторово неоднорідний розподіл амплітуд указаних коливань. Він зумовлений тим, що результат додавання коливань, збуджених переднім та заднім фронтами електронного згустку, визначається різницею фаз між ними, яка істотно залежить від локальної електронної ленґмюрівської частоти.

3. Неоднорідність плазми може викликати як збільшення, так і зменшення втрат енерґії електронного згустку залежно від його довжини та електронної ленґмюрівської частоти фонової плазми.

4. Просторова неоднорідність поля кільватерних коливань може спричинити деформацію профілю концентрації плазмового утворення внаслідок витискання плазми з областей підвищеного високочастотного електричного поля. При цьому неоднорідності плазми можуть як розмиватися, так і підсилюватися.

[1] В. М. Куклин, Укр. физ. журн. **31**, 853 (1986).
[2] В. П. Коваленко, В. М. Пергаменщик, В. И. Старков, Физика плазмы **11**, 417 (1985).
[3] P. Chen, I. M. Dawson, R. W. Huff, T. Katsouleas, Phys. Rev. Lett. **54**, 693 (1985).
[4] V. A. Balakirev, Yu. P. Bliokh, I. N. Onishchenko, Ya. B. Fainberg, in *1987 International Conference on Plasma Physics. Proceedings and Contributed Papers, Vol. 3* (Kyiv, 1987), p. 189.
[5] Ю. П. Блиох, В. А. Балакирев, В. В. Мухин, И. Н. Онищенко, Я. Б. Файнберг, в *Плазменная электроника* (Наукова думка, Київ, 1989), с. 39.
[6] Така проблема виникає, зокрема, при аналізі можливости застосування перехідного випромінювання заряджених згустків для діягностики неоднорідних плазмових утворень [7,8].
[7] І. О. Анісімов, К. І. Любич, Укр. физ. журн. **42**, 959 (1997).
[8] I. O. Anisimov, K. I. Lyubich, in *1998 International Congress on Plasma Physics, Prague, 1998. Abstracts of Invited and Contributed Papers, Part I*, edited by J. Badalec, J. Stokel, P. Sunka, M. Tendler, p. 83.
[9] Така модель добре описує згустки, тривалість яких значно менша від періоду плазмових коливань.
[10] Формула (2.1) відрізняється від аналогічного результату праці [2] врахуванням зіткнень у плазмі.

[11] Подібний ефект обговорено у [4] для випадку збудження кільватерних коливань у неоднорідній плазмі періодичною послідовністю коротких заряджених згустків.

[12] И. Р. Геккер, *Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой* (Атомиздат, Москва, 1978).

WAKE WAVES EXCITEMENT BY THE ELECTRON BUNCH IN THE INHOMOGENEOUS PLASMA

I. O. Anisimov, K. I. Lyubich
Kyiv Taras Shevchenko University, Radiophysics Faculty,
12 Hlushkova Pr., Kyiv, 03022, Ukraine

The excitement of the wake oscillations by the confined electron bunch in the cold inhomogeneous plasma was investigated. The influence of plasma density on the energy losses of the bunch was examined. Wake oscillations in plasma were found to have a perceptible influence on the dynamics of both electron bunch and the analysed plasma itself.