

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 скінченної 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 нелінійності плазми, яка виявляється істотною для йонних та релятивістичних електронних згустків. Розраховано також утрати енергії зарядженого згустку. Збудження в плазмі поздовжніх плазмових коливань періодичною послідовністю коротких релятивістичних електронних згустків, частота повторення яких збігається з ленгмюрівською 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 градієнта концентрації плазми на збудження в ній плазмової хвилі при стаціонарній інжекції послідовності 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 скінченної довжини, подібно

до того, як це зроблено в [4] для періодичної послідовності 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 неоднорідності фонові плазми на збудження кільватерних хвиль.

І. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ Й АНАЛІТИЧНИЙ РОЗРАХУНОК

Розглянемо одновимірний електронний згусток із початковим розподілом заряду $n_0(z - v_0 t)$, який у початковий момент часу $t = 0$ зі швидкістю v_0 інjektується 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:

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

де $E(z, t)$ та $D(z, t)$ — напруженість та індукція електричного поля, $v(\zeta)$ — швидкість згустку, $\zeta = z - v_0 t$ — 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 впливає 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 швидкості електронів плазми, які завжди існують у реальних ситуаціях, коли електронний згусток є обмеже-

ним 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 $\frac{dD}{d\zeta}$:

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

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

$$\begin{aligned} \frac{e}{m}E(z, \omega) + (i\omega + \nu)v(z, \omega) &= 0; \\ -2en_0\left(-\frac{\omega}{v_0}\right) \exp\left(-i\frac{\omega}{v_0}z\right) &= i\omega E(\omega, z) \\ -4\pi e n_p(z)v(z, \omega). \end{aligned} \quad (1.3)$$

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 здійснивши зворотнє фур'є-перетворення за ω , можна отримати поле, збуджене позаду згустку у плазмі:

$$E(t, z) = i2e \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\omega - i\nu)n_0(-\omega/v_0)}{\omega_p^2 - \omega(\omega - i\nu)} \exp(i\omega(t - \frac{z}{v_0})) d\omega. \quad (1.4)$$

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

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

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

II. МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

A. 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 інтеграла в (1.4) дає

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

де

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

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

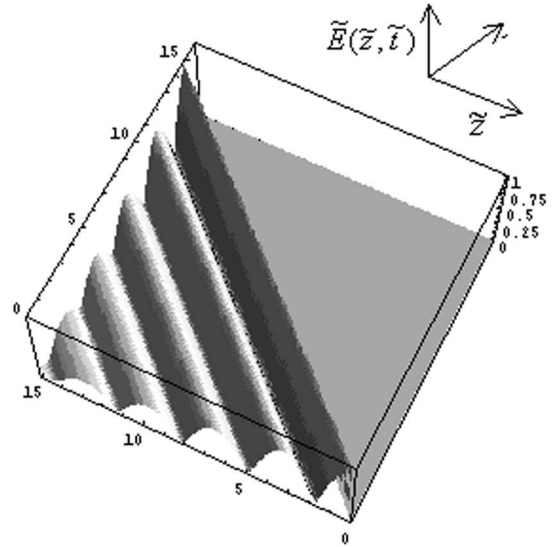


Рис. 1. Кільватерна хвиля в однорідній плазмі позаду δ -імпульсу струму: $v_0 = 1.5 \cdot 10^9$ см/с, $\omega_p = 3 \cdot 10^8$ с⁻¹, $\nu = 0.2 \cdot \omega_p$, $\tilde{z} = \omega_p z / v_0$ — нормована координата, $\tilde{t} = \omega_p t$ — нормований час, $\tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t})$ — електричне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

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 ,

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

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

$$E(t, z) = i4\pi en_0 v_0 \left[\Theta \left(\frac{L}{2v_0} + t - \frac{z}{v_0} \right) \left\{ \frac{\omega_2 \exp \left[i\omega_1 \left(\frac{L}{2v_0} + t - \frac{z}{v_0} \right) \right]}{\left(\frac{\nu^2}{2} + 2\omega_p^2 \right) - i\nu \sqrt{\omega_p^2 - \left(\frac{\nu}{2} \right)^2}} + \frac{\omega_1 \exp \left[i\omega_2 \left(\frac{L}{2v_0} + t - \frac{z}{v_0} \right) \right]}{\left(\frac{\nu^2}{2} + 2\omega_p^2 \right) + i\nu \sqrt{\omega_p^2 - \left(\frac{\nu}{2} \right)^2}} + \frac{i\nu}{2\omega_p^2} \right\} - \Theta \left(-\frac{L}{2v_0} + t - \frac{z}{v_0} \right) \left\{ \frac{\omega_2 \exp \left[i\omega_1 \left(-\frac{L}{2v_0} + t - \frac{z}{v_0} \right) \right]}{\left(\frac{\nu^2}{2} + 2\omega_p^2 \right) - i\nu \sqrt{\omega_p^2 - \left(\frac{\nu}{2} \right)^2}} + \frac{\omega_1 \exp \left[i\omega_2 \left(-\frac{L}{2v_0} + t - \frac{z}{v_0} \right) \right]}{\left(\frac{\nu^2}{2} + 2\omega_p^2 \right) + i\nu \sqrt{\omega_p^2 - \left(\frac{\nu}{2} \right)^2}} + \frac{i\nu}{2\omega_p^2} \right\} \right]. \quad (2.3)$$

На рис. 2 чітко простежується послідовне збудження плазових 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 $\nu \ll \omega_p$ виконання умови

$$\omega_p L / v_0 = 2\pi n, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (2.4)$$

забезпечує відсутність кільватерних коливань за згустком. Навпаки, при

$$\omega_p L / v_0 = \pi (2n + 1) \quad (2.5)$$

амплітуда таких коливань буде максимальною.

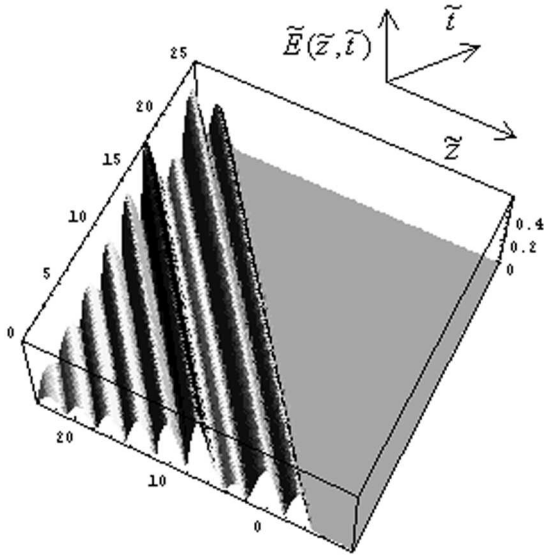


Рис. 2. Кільватерна хвиля в однорідній плазмі позаду прямокутного імпульсу струму довжини $L = 20$ см: $v_0 = 6 \cdot 10^8$ см/с, $\omega_p = 3 \cdot 10^8$ с⁻¹, $\nu = 0.2 \cdot \omega_p$, $\tilde{E}(z, t) = \frac{E(z, t) \cdot \omega_p}{8\pi en_0 v_0}$ — нормоване електричне поле.

В. 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 ленгмюрівською частотою

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

де ω_{0p} — ленгмюрівська частота фонові плазми, $\omega_{0p} + \omega_{p0}$ — ленгмюрівська частота плазми в центрі плазового утворення, l — півширина плазового 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

$$\varphi(z, t) = \omega(z)(t - t_0), \quad (2.7)$$

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

$$t = z/v_0 + \varphi_0/\omega(z), \quad (2.8)$$

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 плазових коливань набуває криволінійного характеру (рис. 3). Поблизу осі 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).

С. Збудження кільватерних коливань у неоднорідній плазмі довгим імпульсом струму

Нарешті, розглянемо плазові коливання, які виникають при проходженні через неоднорідну плазму зарядженого згустку скінченної 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.

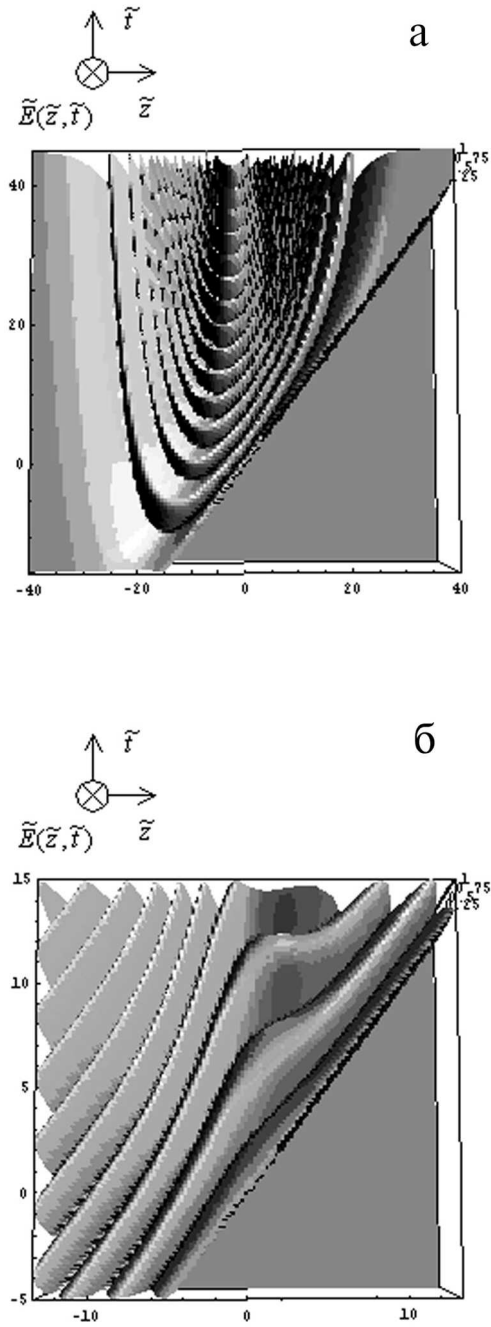


Рис. 3. Кільватерна хвиля в неоднорідній плазмі після проходження короткого імпульсу струму ($v_0 = 1.5 \cdot 10^9$ см/с, $\nu = 3 \cdot 10^4$ с $^{-1}$, $l = 50$ см, $\tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t})$ — електричне поле, нормоване на його амплітуду): а — $\omega_{0p} = 1 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, $\omega_{p0} = 3 \cdot 10^8$ 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 скінченної тривалості (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 ленгмюрівська частота плазми задовольняє умову (2.4). Кількість мінімумів визначаємо співвідношенням між максимальною ленгмюрівською частотою плазмової неоднорідності та тривалістю електронного згустку. Навпаки, при виконанні умови (2.5) у відповідних точках плазми спостерігаємо максимуми амплітуди кільватерного поля [11].

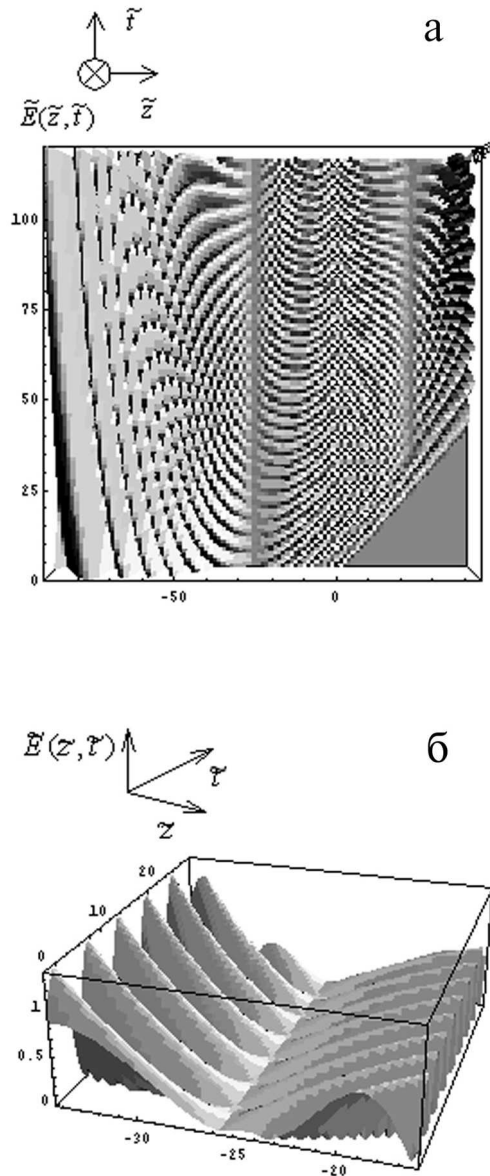


Рис. 4. а — Кільватерна хвиля при проходженні через неоднорідну плазму прямокутного імпульсу струму тривалості $L = 30$ см: $v_0 = 1 \cdot 10^9$ см/с, $\omega_{0p} = 1 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, $\omega_{p0} = 3 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, $\nu = \omega_p \cdot 10^{-3}$, $l = 1$ м, $\tilde{z} = (\omega_{0p} + \omega_{p0})z/v_0$ — 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 — фрагмент рис. 4а у збільшеному масштабі.

ІІІ. 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 енергії згустком цілком визначаються амплітудою збуджуваної ним кільватерної хвилі, оскільки інші механізми відбору енергії 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, втрати його енергії 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 енергії 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 енергетичні втрати згустку на утворення кільватерної хвилі значною мірою залежать від розподілу концентрації електронів плазми вздовж траєкторії згустку. Вплив указаних неоднорідностей визначається електронною ленгмюрівською частотою фонові 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 енергії 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 неоднорідності залежатиме від знака збурення концентрації плазми. Саме цей випадок ілюструє рис. 5а-в, де показано залежність утрат енергії згустку при прольоті через плазмові утворення з відмінними значеннями параметрів неоднорідності (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 енергії згустку при проходженні через ділянку зі зниженою концентрацією електронів. Бачимо, що в цьому випадку втрати енергії 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.

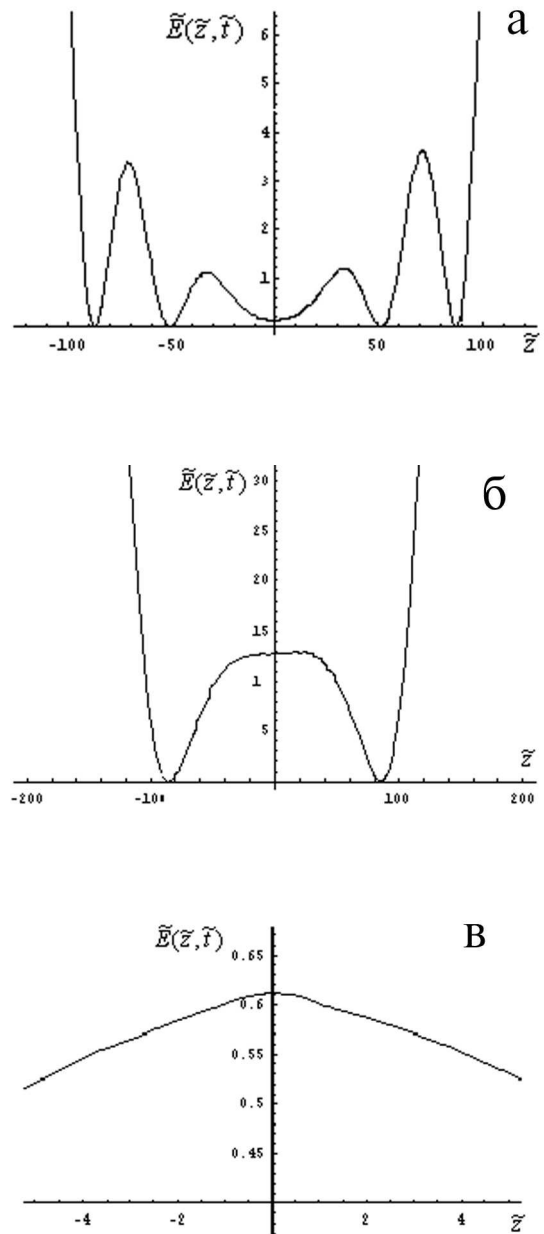


Рис. 5. Середні за часом утрати енергії електронним згустком довжиною $L = 30$ см при збудженні в неоднорідній плазмі кільватерної хвилі.

- а) $v_0 = 1 \cdot 10^9$ см/с, $\omega_{0p} = 1 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, $\omega_{p0} = 6 \cdot 10^8$ с $^{-1}$,
 $\nu = \omega_p \cdot 10^{-3}$, $l = 1$ м, $\tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t}) = \frac{E(z, t) \cdot (\omega_{0p} + \omega_{p0})}{8\pi e n_0 v_0}$;
 б) $v_0 = 1 \cdot 10^9$ 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, $\tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t}) = \frac{E(z, t) \cdot (\omega_{0p} + \omega_{p0})}{8\pi e n_0 v_0}$;
 в) $v_0 = 1 \cdot 10^9$ см/с, $\omega_{0p} = 1 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, $\omega_{p0} = -9 \cdot 10^7$ с $^{-1}$,
 $\nu = \omega_p \cdot 10^{-3}$, $l = 1$ 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 ленгмюрівською частотою фонові

ВИСНОВКИ

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, підсилуватиме її неоднорідність. В областях з помітним підвищенням концентрації, де виконано умову (2.4), може відбуватися розшарування плазми.

Оскільки у випадку радіально обмеженого (в циліндричній системі координат) електронного згустку максимальне кільватерне поле збуджуватиметься поблизу осі 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 неоднорідності поля, c_s — швидкість йонно-звукових хвиль). Тоді збурення профілю концентрації, зумовлене кільватерним полем, можна оцінити як

$$\delta n \sim \frac{T_1}{T_2} \delta n_{\max}, \quad (3.1)$$

де

$$\delta n_{\max} \sim n_p \frac{(\epsilon E)^2}{m\omega^2 T_e} \quad (3.2)$$

— 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 густина заряду електронного згустку), можна отримати умову незмінності профілю концентрації плазми у вигляді

$$\sigma^2 \ll \frac{mL\nu\omega^2 T_e}{4\pi^2 e^2 c_s}. \quad (3.3)$$

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

1. Наявність неоднорідності 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 скінченної тривалості встановлюється стаціонарний просторово неоднорідний розподіл амплітуд вказаних 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 ленгмюрівської частоти.
3. Неоднорідність плазми може викликати як збільшення, так і зменшення втрат енергії електронного згустку залежно від його довжини та електронної ленгмюрівської частоти фонові 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 підсилуватися.

[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. V. Fainberg, in *1987 International Conference on Plasma Physics. Proceedings and Contributed Papers, Vol. 3* (Kyiv, 1987), p. 189.
 [5] Ю. П. Блюх, В. А. Балакирев, В. В. Мухин, И. Н. Онищенко, Я. В. Файнберг, в *Плазменная электроника* (Наукова думка, Київ, 1989), с. 39.
 [6] Така проблема виникає, зокрема, при аналізі мож-

ливості застосування перехідного випромінювання заряджених згустків для діагностики 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.