

УДК 621.384.6; 533.9

PACS 29.27.-a, 41.20.Jb, 41.60.Bq, 41.75.Jv, 41.75.Lx, 41.75.Ht, 96.50.Pw

ФОКУСУВАННЯ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ КІЛЬВАТЕРНИМИ ПОЛЯМИ, ЩО ЗБУДЖУЮТЬСЯ ЕЛЕКТРОННИМ ЗГУСТКОМ В ПЛАЗМОВО – ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ХВИЛЕВОДІ

Р. Князєв¹, Г. Сотніков²

¹ Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна
titanmatit@yandex.ru

² ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”

Досліджено збудження кільватерних хвиль електронним згустком в ізо-
тропному плазмово-діелектричному хвилеводі. Показано, що збуджене по-
ле має дві складові: поле ленгмюрівської хвилі і поле власних хвиль діеле-
ктричного хвилеводу. При певній щільності плазми повздовжня компонен-
та ленгмюрівської хвилі істотно менша від повздовжньої компоненти діеле-
ктричних хвиль, а поперечні компоненти поля ленгмюрівської хвилі істотно
більші від поперечних компонент діелектричних хвиль. При цьому періоди
цих двох типів хвиль істотно відрізняються. Це дозволяє забезпечити при-
скорення тестового згустку полем діелектричної хвилі з його одночасним
фокусуванням плазмовою хвилею.

Ключові слова: прискорення, фокусування, кільватерне поле, згусток,
діелектричний хвилевід, плазма.

1 Вступ

Прискорення заряджених частинок кільватерними полями (КП) в плазмі є пер-
спективним напрямом, що бурхливо розвивається у фізиці високих енергій [1, 2].
Часто використовується плазма, що створюється при розряді в капілярній трубці
(капілярний розряд). Сама капілярна трубка є уповільнюючим середовищем, але
до теперішнього часу вплив електродинамічних властивостей матеріалу капілярних
трубок на збудження плазмових КП не досліджено [3, 4].

Однією з найважливіших характеристик будь-якого прискорювача є світність
пучка, тому розподіл поперечних сил, що діють на прискорюваний згусток (разом

з величиною градієнта прискорення), є важливим при визначенні перспективності вибраної схеми прискорення [5, 6].

У зв'язку з цим були поставлені такі цілі роботи:

1. На прикладі циліндричного хвильоводу гігагерцового діапазону робочих частот отримати аналітичні вирази для кільватерних хвиль, що збуджуються релятивістським електронним згустком в ізотропному плазмово-діелектричному хвильоводі.
2. Дослідити просторовий розподіл поздовжніх і поперечних сил, що діють на прискорюваний електронний згусток.
3. Дослідити можливість фокусування прискорюваного згустку.

2 Постановка задачі

Для дослідження впливу діелектричного середовища на збудження плазмової кільватерної хвилі знайдемо кільватерне поле електронного згустку, що рухається в ізотропному ($H_0 = 0$) плазмовому хвильоводі з кільцевою діелектричною вставкою. На рисунку наведено схему поперечного перерізу плазмового хвильоводу з діелектричною вставкою.

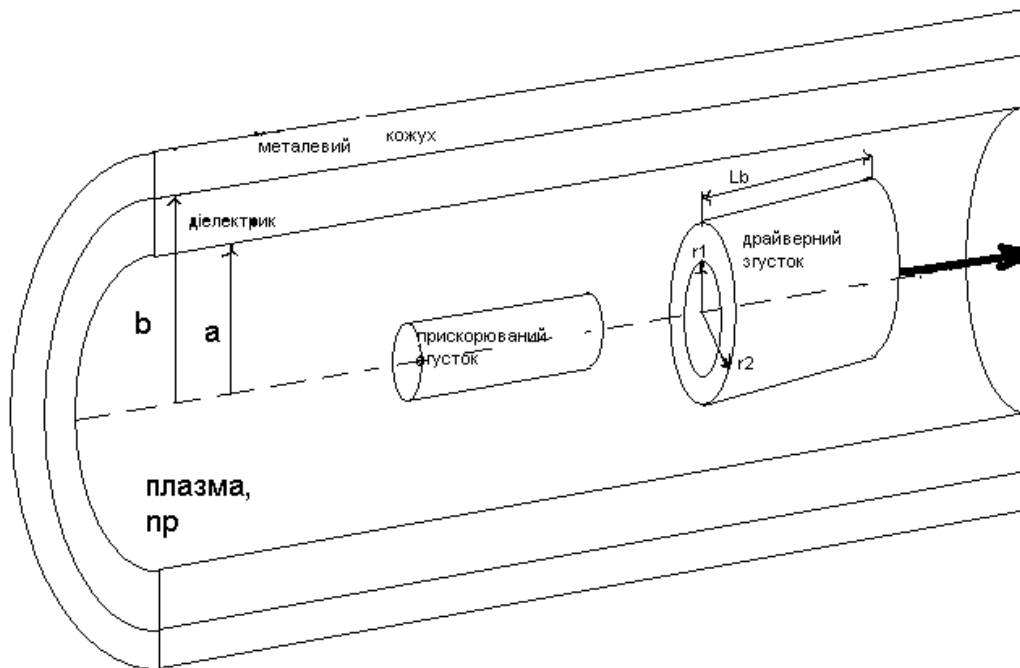


Рис. 1: Поперечний переріз плазмового хвильоводу з діелектричною вставкою: ділянка $r < a$ заповнена плазмою, ділянка $a < r < b$ заповнена діелектриком, ділянка $r_1 < r < r_2$ - електронний згусток, що має форму тонкого кільця скінчених розмірів.

Збудження хвильоводу будемо розглядати в наближенні лінійної ізотропної плазми, що має щільність n_p .

3 Схема розв'язку задачі

Збуджуване кільватерне поле описується системою рівнянь Максвелла:

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_\phi}{\partial t}; -\frac{\partial H_\phi}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_r}{\partial t}; \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rH_\phi) = \frac{\partial D_z}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_z, \quad (1)$$

де E_r , E_z - радіальна та повздовжня компоненти вектора напруженості електричного поля, D_r , D_z - радіальна та повздовжня компоненти електричної індукції, H_ϕ - азимутальна компонента вектора напруженості магнітного поля, j_z - густина струму.

Знайдемо кільватерне поле нескінченно тонкого кільця, густина струму якого описується виразом

$$j_z = \frac{Q}{2\pi r} \delta(r - r_0) \delta(\tau - t_0), \quad (2)$$

де $\tau = t - z/v_0$, t_0 - час, коли згусток перетинає площину $z = 0$, v_0 - його швидкість, Q - заряд згустка, $\delta(x)$ - дельта-функція Дірака.

Враховуючи, що компоненти збуджуючого поля залежать від змінної r , розкладемо їх в одновимірний інтеграл Фур'є за цією змінною. Для фур'є-компонент E_{rw} , E_{zw} , $H_{\phi w}$ і т.д. відповідних величин одержується така система рівнянь:

$$\begin{aligned} \frac{iw}{v_0} E_{rw} - \frac{\partial E_{zw}}{\partial r} &= \frac{iw}{c} H_{\phi w}; -\frac{iw}{v_0} H_{\phi w} = -\frac{iw}{c} \varepsilon(w) E_{rw}; \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rH_{\phi w}) &= -\frac{iw}{c} \varepsilon(w) E_{zw} + \frac{Q}{\pi r c} \delta(r - r_0) e^{iwt_0}. \end{aligned} \quad (3)$$

Індекс w позначає компоненту Фур'є; $\varepsilon(w) = \varepsilon_p(w) = 1 - \frac{w_p^2}{w^2}$, якщо $r < a$; $\varepsilon(w) = \varepsilon_d$, якщо $a \leq r < b$; $w_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_p}{m}}$ - плазмова частота; $-e$, m - заряд і маса електрона; ε_d - відносна проникність діелектричної вставки, яку ми вважаємо незалежною від частоти.

Граничні умови для Фур'є-компонент є такими:

$$\begin{aligned} E_{zw}^I &= E_{zw}^{II}, (r = r_0); E_{zw}^{II} = E_{zw}^{III}, (r = a); \\ H_{\phi w}^{II} &= H_{\phi w}^{III}, (r = a); H_{\phi w}^{II} - H_{\phi w}^I = \frac{Q}{r_0 \pi c} e^{iwt_0}, \end{aligned} \quad (4)$$

де індекс I відповідає області $0 \leq r \leq r_0$, індекс II - області $r_0 \leq r \leq a$, індекс III - області $a \leq r \leq b$.

Використавши стандартну процедуру зшивання на межах і зворотне перетворення Фур'є, ми отримуємо вираз для компонент кільватерного поля згустку.

Проінтегрувавши отримані вирази за часом влітання t_0 і за поперечними координатами кільця, отримуємо вирази для кільватерних полів, що збуджуються згустком. Для згустка з однорідним розподілом густини

$$\begin{aligned}
E_z = & -\frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{I_0(k_p r)}{I_0(k_p a)} [r_1 \Delta_1(k_p r_1, k_p a) - r_2 \Delta_1(k_p r_2, k_p a)] \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin w_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin w_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\} \\
& - \frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)w_s \varkappa_p D'(w_s)} \frac{I_0(\varkappa_p r)}{I_0(\varkappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\varkappa_p r_2) - r_1 I_1(\varkappa_p r_1)}{I_0(\varkappa_p a)} \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\}, \quad (5)
\end{aligned}$$

якщо $0 < r < r_1$;

$$\begin{aligned}
E_z = & -\frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{1}{I_0(k_p a)} \\
& \times [\Delta_0(k_p a, k_p r) [r I_1(k_p r) - r_1 I_1(k_p r_1)] + I_0(k_p r) [r \Delta_1(k_p r, k_p a) - r_2 \Delta_1(k_p r_2, k_p a)]] \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin w_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin w_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\} \\
& - \frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)w_s \varkappa_p D'(w_s)} \frac{I_0(\varkappa_p r)}{I_0(\varkappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\varkappa_p r_2) - r_1 I_1(\varkappa_p r_1)}{I_0(\varkappa_p a)} \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\}, \quad (6)
\end{aligned}$$

якщо $r_1 \leq r < r_2$;

$$\begin{aligned}
E_z = & -\frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{\Delta_0(k_p a, k_p r)}{I_0(k_p a)} [r_2 I_1(k_p r_2) - r_1 I_1(k_p r_1)] \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin w_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin w_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\} \\
& - \frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)w_s \varkappa_p D'(w_s)} \frac{I_0(\varkappa_p r)}{I_0(\varkappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\varkappa_p r_2) - r_1 I_1(\varkappa_p r_1)}{I_0(\varkappa_p a)} \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\}, \quad (7)
\end{aligned}$$

якщо $r_2 \leq r < a$;

$$\begin{aligned}
E_z = & -\frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)w_s \varkappa_p D'(w_s)} \frac{F_0(\varkappa_d r, \varkappa_d b)}{F_0(\varkappa_d a, \varkappa_d b)} \frac{r_2 I_1(\varkappa_p r_2) - r_1 I_1(\varkappa_p r_1)}{I_0(\varkappa_p a)} \\
& \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \sin w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right) - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \sin w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \right\}, \quad (8)
\end{aligned}$$

при $a \leq r \leq b$;

$$\begin{aligned}
E_r &= \frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{I_1(k_p r)}{I_0(k_p a)} [r_1 \Delta_1(k_p r_1, k_p a) - r_2 \Delta_1(k_p r_2, k_p a)] \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) [1 - \cos w_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right)] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) [1 - \cos w_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)] \right\} \\
&+ \frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2) w_s \varkappa_p D'(w_s)} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(w_s)}} \frac{I_1(\varkappa_p r)}{I_0(\varkappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\varkappa_p r_2) - r_1 I_1(\varkappa_p r_1)}{I_0(\varkappa_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) [1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) [1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)] \right\}, \quad (9)
\end{aligned}$$

при $0 < r < r_1$;

$$\begin{aligned}
E_r &= \frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{\Delta_1(k_p r, k_p a) r_1 I_1(k_p r_1) - I_1(k_p r) r_2 \Delta_1(k_p r_2, k_p a)}{I_0(k_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) [1 - \cos w_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right)] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) [1 - \cos w_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)] \right\} \\
&+ \frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2) w_s \varkappa_p D'(w_s)} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(w_s)}} \frac{I_1(\varkappa_p r)}{I_0(\varkappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\varkappa_p r_2) - r_1 I_1(\varkappa_p r_1)}{I_0(\varkappa_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) [1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) [1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)] \right\}, \quad (10)
\end{aligned}$$

при $r_1 \leq r < r_2$;

$$\begin{aligned}
E_r &= -\frac{4Q}{L_b(r_2^2 - r_1^2)} \frac{\Delta_1(k_p r, k_p a) [r_2 I_1(k_p r_2) - r_1 I_1(k_p r_1)]}{I_0(k_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) [1 - \cos w_p\left(t - \frac{z}{v_0}\right)] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) [1 - \cos w_p\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)] \right\} \\
&+ \frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2) w_s \varkappa_p D'(w_s)} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2 \varepsilon_p(w_s)}} \frac{I_1(\varkappa_p r)}{I_0(\varkappa_p a)} \frac{r_2 I_1(\varkappa_p r_2) - r_1 I_1(\varkappa_p r_1)}{I_0(\varkappa_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) [1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) [1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)] \right\}, \quad (11)
\end{aligned}$$

при $r_2 \leq r < a$;

$$\begin{aligned}
E_r &= -\frac{8Q}{aL_b(r_2^2 - r_1^2) w_s \varkappa_p D'(w_s)} \frac{1}{\sqrt{\beta_0^2 \varepsilon_d - 1}} \frac{F_1(\varkappa_d r, \varkappa_d b)}{F_0(\varkappa_d a, \varkappa_d b)} \frac{r_2 I_1(\varkappa_p r_2) - r_1 I_1(\varkappa_p r_1)}{I_0(\varkappa_p a)} \\
&\times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) [1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) [1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)] \right\}, \quad (12)
\end{aligned}$$

при $a \leq r \leq b$;

$$H_\phi = \frac{8Q\beta_0}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)w_s\chi_p D'(w_s)} \frac{\varepsilon_p(w_s)}{\sqrt{1 - \beta_0^2\varepsilon(w_s)}} \frac{I_1(\chi_p r)}{I_0(\chi_p a)} \frac{r_2 I_1(\chi_p r_2) - r_1 I_1(\chi_p r_1)}{I_0(\chi_p a)} \\ \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \left[1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \right\}, \quad (13)$$

при $0 \leq r < a$;

$$H_\phi = -\frac{8Q\beta_0}{aL_b(r_2^2 - r_1^2)w_s\chi_p D'(w_s)} \frac{\varepsilon_d}{\sqrt{\beta_0^2\varepsilon_d - 1}} \frac{F_1(\chi_d r, \chi_d b)}{F_0(\chi_d a, \chi_d b)} \frac{r_2 I_1(\chi_p r_2) - r_1 I_1(\chi_p r_1)}{I_0(\chi_p a)} \\ \times \left\{ \Theta\left(t - \frac{z}{v_0}\right) \left[1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0}\right)\right] - \Theta\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right) \left[1 - \cos w_s\left(t - \frac{z}{v_0} - \frac{L_b}{v_0}\right)\right] \right\}, \quad (14)$$

якщо $a \leq r \leq b$.

У виразах (5)-(14) введено такі позначення: $\Delta_0(x, y) = I_0(x)K_0(y) - K_0(x)I_0(y)$; $\Delta_1(x, y) = I_1(x)K_0(y) + K_1(x)I_0(y)$; I_0, I_1, K_0, K_1 - модифіковані функції Бесселя і Макдональда нульового та першого порядку відповідно; $F_0(x, y) = J_0(x)N_0(y) - N_0(x)J_0(y)$; $F_1(x, y) = -J_1(x)N_0(y) + N_1(x)J_0(y)$; J_0, J_1, N_0, N_1 - функції Бесселя і Неймана нульового та першого порядку відповідно; r_1 - внутрішній радіус драйверного згустку; r_2 - зовнішній радіус драйверного згустку; L_b - довжина драйверного згустку; Θ - функція Хевісайда; $\beta_0 = \frac{v_0}{c}$; $k_p = \frac{w_p}{v_0}$; $\chi_p^2 = \frac{w^2}{v_0^2}(1 - \beta_0^2\varepsilon_p(w))$; $\chi_d^2 = \frac{w^2}{v_0^2}(\beta_0^2\varepsilon_d - 1)$; $\gamma_d = \frac{\varepsilon_d}{\sqrt{\beta_0^2\varepsilon_d - 1}}$; w_s - власні частоти, які знаходяться з розв'язку дисперсійного рівняння $D(w_s) = 0$, де

$$D(w) = \frac{\varepsilon_p(w)}{\sqrt{1 - \beta_0^2\varepsilon(w)}} \frac{I_1(\chi_p r)}{I_0(\chi_p a)} + \gamma_d \frac{F_1(\chi_d a, \chi_d b)}{F_0(\chi_d a, \chi_d b)}. \quad (15)$$

4 Результати

Чисельні розрахунки зроблено для діелектричного хвилевода з параметрами, які наведені в таблиці 1.

На малюнку 2 наведено залежність власних частот плазмово-діелектричного хвилеводу від густини плазми. Криві 1-6 відповідають власним хвилям діелектричного хвилеводу, модифікованого присутністю плазми в каналі. При густині плазми $n_p = 10^{11} \text{см}^{-3}$ частота першої радіальної моди діелектричної хвилі дорівнює частоті легмюрівської хвилі. На усьому розглянутому діапазоні щільності плазми власні частоти діелектричних хвиль слабо залежать від густини плазми. Це дозволяє незалежно керувати частотами і амплітудами діелектричних і легмюрівської хвиль.

На малюнку 3 наведено аксіальний профіль повздовжньої (суцільна лінія) і поперечної сил, що діють на пробну частинку, розташовану на відстані 1 см від осі хвилеводу для густини плазми $n_p = 10^9 \text{см}^{-3}$. Така густина плазми не є оптимальною, тому що амплітуда поперечної сили дуже мала, що не дає необхідної фокусуєчої сили.

Табл. 1: Параметри діелектричного хвилеводу, які були використані для чисельних розрахунків.

Внутрішній радіус діелектричного кільця, a	1,1 см
Зовнішній радіус діелектричного кільця, b	4,3 см
Діелектрична проникність, ϵ_d	2,1
Енергія електронного згустку	5 МеВ
Швидкість згустку, v_0	0,996 с
Заряд згустку, Q	-0,32 нКл
Внутрішній радіус згустку, r_1	0,3 см
Зовнішній радіус згустку, r_2	1 см
Довжина згустку, L_b	1,7 см

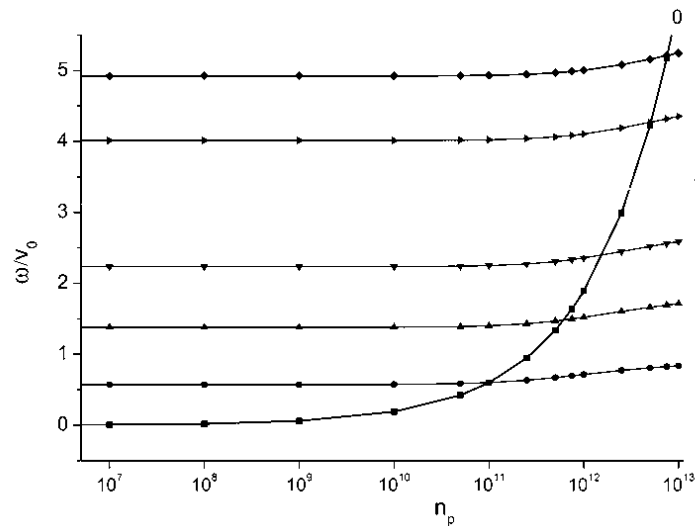


Рис. 2: Залежність власних частот плазмово-діелектричного хвилеводу від густини плазми.

На малюнку 4 наведено поперечний профіль повздовжньої (суцільна лінія) і поперечної (пунктирна лінія) сил, що діють на пробну частинку, розташовану на відстані 7,562 см від голови провідного згустку для густини плазми $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$. Бачимо, що поперечний профіль повздовжньої сили однорідний. Поперечний профіль поперечної сили в усьому об'ємі згустку має від'ємний знак, що відповідає фокусуванню, але фокусуюча сила дуже мала.

Підвищимо густину плазми. На малюнку 5 наведено аксіальний профіль повздовжньої (суцільна лінія) і поперечної сил, що діють на пробну частинку, розташовану на відстані 1 см від осі хвилеводу для густини плазми $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Як бачимо, періоди функцій сильно відрізняються між собою, тож ми можемо підібрати таке положення тестового згустку, щоб він знаходився в максимумі прискорюючого та фокусуючого поля.

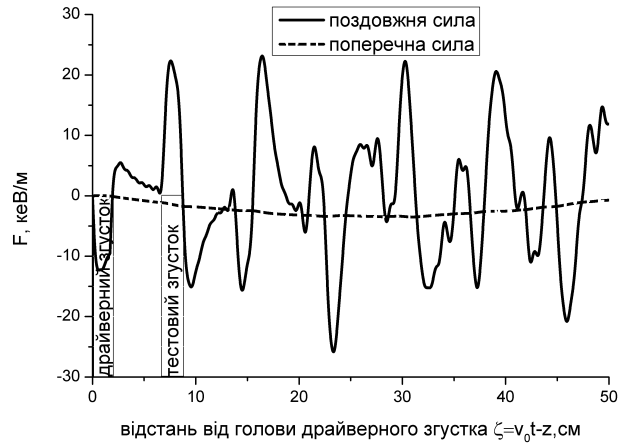


Рис. 3: Аксіальний профіль поздовжньої (суцільна лінія) і поперечної сил, що діють на пробну частинку, розташовану на відстані 1 см від осі хвилеводу. Густина плазми $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

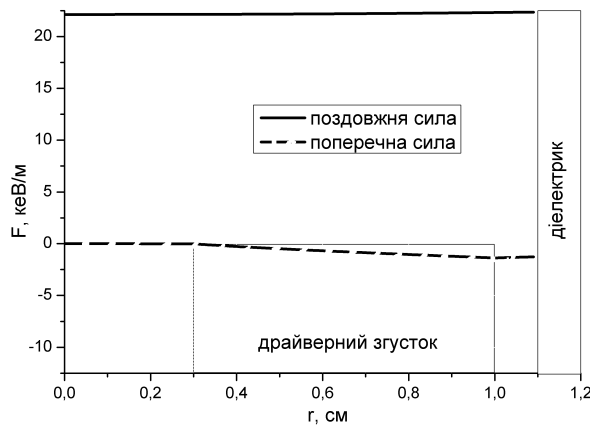


Рис. 4: Поперечний профіль поздовжньої (суцільна лінія) і поперечної (пунктирна лінія) сил, що діють на пробну частинку, розташовану на відстані 7,562 см від голови провідного згустку. Густина плазми $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

На малюнку 6 наведені поперечний профіль поздовжньої (суцільна лінія) і поперечної (пунктирна лінія) сил, що діють на пробну частку, розташовану на відстані 7,562 см від голови провідного згустку для густини плазми $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Ми можемо бачити, що поперечний профіль поздовжньої сили однорідний. Поперечний профіль поперечної сили в усьому об'ємі згустку є від'ємним.

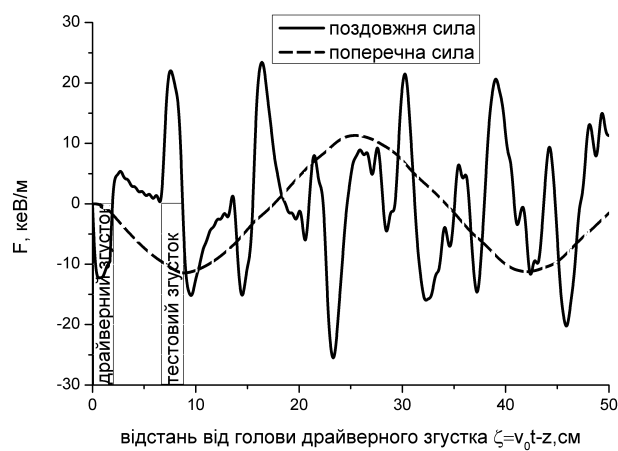


Рис. 5: Аксіальний профіль поздовжньої (суцільна лінія) і поперечної сил, що діють на пробну частку, розташовану на відстані 1 см від осі хвилеводу. Густина плазми $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

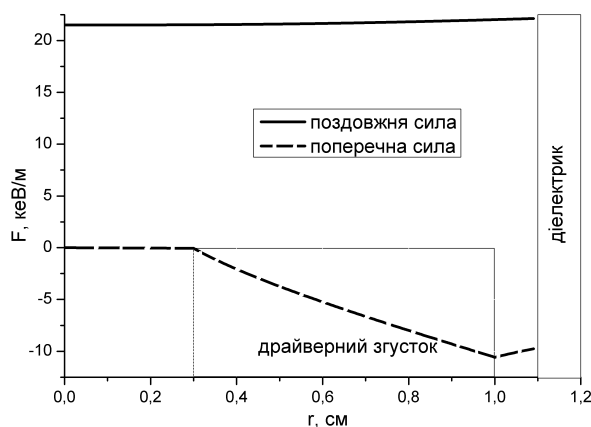


Рис. 6: Поперечний профіль поздовжньої (суцільна лінія) і поперечної (пунктирна лінія) сил, що діють на пробну частинку, розташовану на відстані 7,562 см від голови провідного згустку. Густина плазми $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Перевіримо, що трапиться, якщо ще підвищити густину плазми.

На малюнку 7 наведено аксіальний профіль поздовжньої (суцільна лінія) і поперечної сил, що діють на пробну частинку, розташовану на відстані 1 см від осі хвилеводу для густини плазми $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Періоди функцій майже збігаються, тож ми не можемо підібрати таке положення тестового згустку, щоб він знаходився

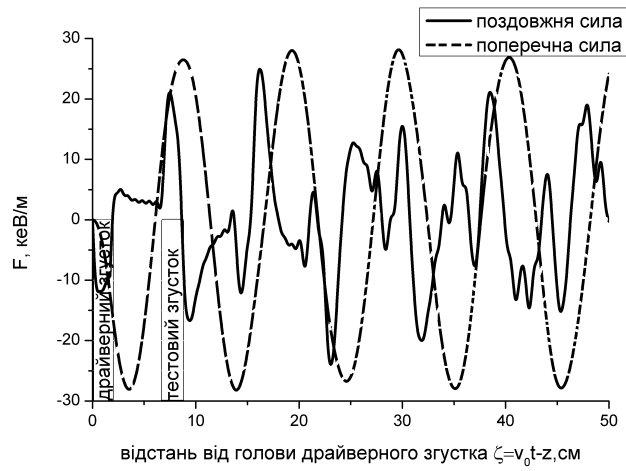


Рис. 7: Аксіальний профіль поздовжньої (суцільна лінія) і поперечної сил, що діють на пробну частинку, розташовану на відстані 1 см від осі хвилеводу. Густина плазми $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

в максимумі прискорюючого та фокусуючого поля одночасно.

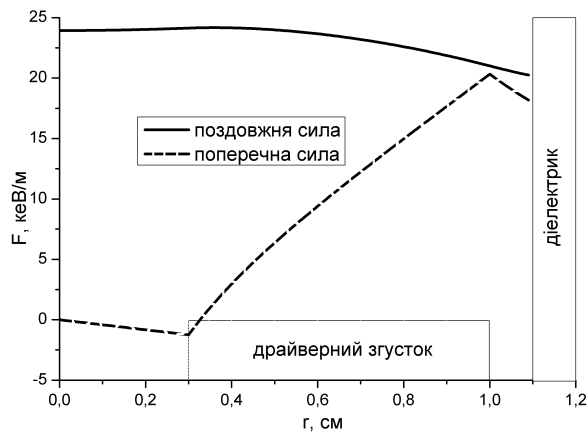


Рис. 8: Поперечний профіль поздовжньої (суцільна лінія) і поперечної (пунктирна лінія) сил, що діють на пробну частинку, розташовану на відстані 7,47 см від голови провідного згустку. Густина плазми $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

На малюнку 8 наведені поперечний профіль поздовжньої (суцільна лінія) і поперечної (пунктирна лінія) сил, що діють на пробну частку, розташовану на відстані 7,47 см від голови провідного згустку для густини плазми $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Ми може-

мо бачити, що поперечний профіль повздовжньої сили неоднорідний. Поперечний профіль поперечної сили змінює знак в об'ємі згустку, тож ми не зможемо забезпечити одночасне фокусування всіх частинок. Такі невтішні результати ми отримали саме тому, що помістили тестовий згусток в максимум прискорюючого поля але не в максимум фокусууючого, навпаки майже в мінімум.

Тож можна сказати, що густина плазми близько $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ - оптимальна для демонстрації ефекту прискорення заряджених частинок з їх одночасним радіальним фокусуванням.

Висновки

Виконані дослідження показали:

1. Існують такі подовжні положення тестового згустку відносно провідного згустку, при яких можна забезпечити прискорення заряджених частинок з їх одночасним радіальним фокусуванням.

2. Поява фокусууючої сили пов'язана зі збудженням плазмової хвилі, вона вносить переважаючий внесок у радіальну силу при деякій густині плазми.

3. В той же час внесок легнмюровської хвилі в повздовжню силу, прискорюючу тестові частинки, переважно малий. Повздовжня сила, в основному, визначається хвилями, що відповідають власним модам діелектричного хвилеводу.

4. Вказані властивості результуючого кільватерного поля, що збуджується в діелектричному хвилеводі з ізотропною плазмою, виразно проявляються тільки в певному діапазоні густини плазми.

Робота виконана за часткової підтримки гранта STCU № P522.

Список використаної літератури

1. P. Chen, J. M. Dawson, R.W. Huff, and T. Katsouleas. Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma//Phys. Rev. Lett. 1985. V.54, No.7. P. 693-696.
2. M. J. Hogan, C. D. Barnes, C. E. Clayton et.al. Multi-GeV Energy Gain in a Plasma-Wakefield Accelerator. Phys. Rev. Lett. -V.95, 054802(2005).
3. L. C. Steinhauer, W. D. Kimura. Quasistatic capillary discharge plasma model. Phys. Rev. ST - Accelerators and Beams. V.9 , 081301 (2006).
4. A. Butler, D. J. Spence, and S. M. Hooker. Guiding of High-Intensity Laser Pulses with a Hydrogen-Filled Capillary Discharge Waveguide. Phys. Rev. Lett. V.89, 185003(2002).
5. В. А. Балакирев, Н.И. Карбушев, А.О. Островский, Ю.В. Ткач. Теория черенковских усилителей и генераторов на релятивистских пучках. -Киев: Наукова думка, 1993, с.161.
6. Y.R. Keinigs and M. E. Jones. Two-dimensional dynamics of the plasma wakefield accelerator. Phys. Fluids. 1987. V. 30, No.1. P.252-263.

Стаття надійшла до редакції 14.09.2012
прийнята до друку 17.10.2012

**FOCUSING OF ELECTRON BUNCHES BY WAKEFIELDS
EXCITED BY ELECTRON BUNCHES IN A
PLASMA-DIELECTRIC WAVEGUIDES**

R. Kniazev¹, G. Sotnikov²

¹ *V.N. Karazin Kharkiv National University
titannatit@yandex.ru*

² *National Science Center
"Kharkov Institute of Physics and Technology"*

The excitation of wake waves by the electron bunch in an isotropic plasma-dielectric waveguide is studied. It is shown that the excited field consists of two components: the field of the Langmuir wave and the field of eigenmodes of a dielectric waveguide. At a certain plasma density, the longitudinal component of Langmuir wave becomes significantly lower than the longitudinal component of the dielectric waves and transverse field component of the Langmuir wave is much higher than transverse component of the dielectric waves. The periods of these two types of waves differ significantly. This allows to provide the acceleration of the test bunch by a field of the dielectric wave with its simultaneous focusing by the plasma wave field.

Key words: acceleration, focusing, wakefield, bunch, dielectric waveguide, plasma.

**ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ
КИЛЬВАТЕРНЫМИ ПОЛЯМИ, ВОЗБУЖДАЕМЫМИ
ЭЛЕКТРОННЫМ СГУСТКОМ В
ПЛАЗМЕННО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ**

Р. Князев¹, Г. Сотников²

¹ *Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина
titannatit@yandex.ru*

² *ННЦ “Харьковский физико-технический институт”*

Исследовано возбуждение кильватерных волн электронным сгустком в изотропном плазменно-диэлектрическом волноводе. Показано, что возбуждаемое поле состоит из двух слагаемых: поля ленгмюровской волны и поля собственных волн диэлектрического волновода. При определенной плотности плазмы продольная компонента ленгмюровской волны существенно ниже продольной компоненты диэлектрических волн, а поперечные компоненты поля ленгмюровской волны существенно выше поперечных компонент диэлектрических волн. При этом периоды этих двух типов волн существенно отличаются. Это позволяет обеспечить ускорение тестового сгустка полем диэлектрической волны с его одновременной фокусировкой плазменной волной.

Ключевые слова: ускорение, фокусировка, кильватерное поле, сгусток, диэлектрический волновод, плазма.