

УДК 533. 951

## РАССЕЯНИЕ НЕЗАМАГНИЧЕННОГО ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПОВЕРХНОСТНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ВОЛНАМИ

С. С. Мусеев, О. Ю. Нагучев, В. И. Ткаченко, В. Н. Дубовик

Исследовано нелинейное взаимодействие ленточного незамагнеченного пучка с поверхностными волнами полуограниченной плазмы или плазменного слоя. Показано, что незамагнеченные пучки возбуждают поверхностную волну и рассеиваются на ней. Время жизни пучка максимально при распространении пучка симметрично относительно границы плазмы в случае полуограниченной плазмы или вдоль оси плазменного слоя. При взаимодействии РЭП с поверхностной волной плазменного слоя возможно возбуждение электромагнитной волны (при малых релятивистских факторах) или рассеяние частиц поперечной компонентой электрического поля ПВ затравочного уровня (большие значения релятивистского фактора). Время жизни пучка максимально при осевом распространении пучка. Анализируется также взаимодействие модулированных пучков с поверхностными плазменными волнами.

Взаимодействие электронных пучков малой плотности с плазмой на начальной стадии сопровождается интенсивной генерацией электромагнитных волн с частотами, длинами волн и инкрементами, определяемыми параметрами среды [1, 2]. Дальнейшая, нелинейная динамика пучка в плазме в одномерном рассмотрении характеризуется прекращением роста амплитуды неустойчивого возмущения и захватом частиц пучка волной. Реализующееся при этом стационарное состояние для моноэнергетического пучка описывается незатухающими осцилляциями амплитуды волны [3] вблизи некоторого уровня. Он и определяет эффективность преобразования кинетической энергии пучка в энергию электромагнитного поля. Повышение этого уровня необходимо для увеличения КПД плазменных генераторов или усилителей, а максимально возможное понижение - для решения задачи транспортировки высоких энергий на большие расстояния. Поэтому большой практический интерес представляют исследования по нелинейному взаимодействию потоков заряженных частиц с плазмой.

К настоящему времени достаточно подробно изучены нелинейное взаимодействие пучков заряженных частиц с безграничной плазмой в одномерном приближении как в сильном внешнем магнитном поле (одномерная теория) [4, 5], так и в магнитном поле конечной величины [6]. Ближение спектра генерируемых волн на развитие пучковой неустойчивости в безграничной плазме анализировалось в [2, 7].

В реальных условиях плазма всегда ограничена, что вносит определенные изменения в характер пучково-плазменного взаимодействия. Например, поперечная ограниченность плазмы приводит не только к изменению динамики одномерной пучковой неустойчивости с возбуждением объемных волн [8], но и создает условия для возбуждения поверхностных волн (ПВ) [9]. Последние обладают рядом отличительных

особенностей по сравнению с объемными волнами: ПВ жестко локализована вблизи границы и может быть легко выведена из плазмы [2]; частоты ПВ определяются поперечными размерами плазмы.

Нелинейное взаимодействие замагниченных электронных пучков с плазмой с возбуждением ПВ анализировалось в работах [10-13]. В этих работах показано, что стабилизация происходит в результате захвата частиц пучка ПВ [10, 11]; частицы эффективно взаимодействуют с ПВ только вблизи максимума поля, вклад остальных частиц экспоненциально мал [10]; наличие начального спектра колебаний может существенно изменить одномерную динамику нелинейного взаимодействия пучка с ПВ [11]. В работах [12, 13] исследовано также взаимодействие незамагниченных ленточных пучков с полуограниченной плазмой и плазменным слоем. Однако при решении этих задач было использовано предположение о зеркальном отражении частиц пучка от границы плазмы, что может быть справедливо только в некоторых частных случаях.

В настоящей работе исследовано взаимодействие незамагниченного электронного ленточного пучка малой плотности с ограниченной плазмой без дополнительных предположений о движении частиц пучка на границе.

### 1. Нелинейное взаимодействие ленточного электронного пучка с полуограниченной плазмой

Пусть нерелятивистский моноэнергетический пучок электронов малой плотности  $n_{b0} = \alpha n_{e0}$  ( $\alpha \ll 1$ ) ( $n_{e0}$  - плотность плазмы) движется вдоль границы плазма - вакуум. Плазма занимает пространство  $x < 0$ , а пучок в начальный момент времени занимает область  $x_0 - h/2 \leq x \leq x_0 + h/2$ . Ось ленточного пучка с координатой  $x_0$  может принимать произвольные значения. Начальная скорость частиц пучка равна  $v_0$  и направлена вдоль оси  $Ox$ .

В направлении  $Oy$  система предполагается безграничной, и поэтому рассматриваемые возмущения не зависят от координаты  $y$ . Тепловым движением частиц плазмы пренебрегаем, так как их характеристическая тепловая скорость мала по сравнению с фазовой скоростью рассматриваемых волновых процессов.

Получим систему нелинейных уравнений, описывающую возбуждение ПВ ленточным электронным пучком. Для этого используем уравнение Пуассона, уравнения движения частиц пучка и уравнения квазигидродинамики для описания частиц плазмы. В силу медленности движений и большой плотности частиц плазмы для их описания справедливо линейное приближение. Тогда исходные уравнения сводятся к одному уравнению для фурье-компоненты потенциала электрического поля ПВ ( $\Phi$ ) и плотности пучка ( $n_b$ ) [14]:

$$\frac{d}{dx} \epsilon(x, \omega) \frac{d\Phi(k, \omega)}{dx} - k^2 \epsilon(x, \omega) \Phi(k, \omega) = 4\pi e n_b(k, \omega), \quad (1)$$

где  $\epsilon(x, \omega) = 1 - \Omega_e^2 \eta(x)/\omega^2$ ;  $\omega$ ,  $k$  - частота и волновое число возмущения;  $\eta(x > 0) = 0$ ;  $\nu(x \leq 0) = 1$ ;  $\Omega_e^2 = 4\pi e^2 n_{e0}/m$  - ленгмюровская частота плазмы.

Решение уравнения (1) запишем, используя функцию Грина:

$$\Phi^P(x, k, \omega) = \frac{4\pi e}{\epsilon(\omega)} \int_{-\infty}^{\infty} G(x, k, \xi) n_b(\xi, k, \omega) d\xi + C_p(\omega, k) e^{ikx},$$

$$\Phi^v(x, k, \omega) = 4\pi e \int_{-\infty}^{\infty} G(x, k, \xi) n_b(\xi, k, \omega) d\xi + C_v(\omega, k) e^{-kx}, \quad (2)$$

где  $G(x, k, \xi) = -\exp[-|k|x - |\xi|]/2k$ ;  $C_p, v$  — константы; индексы  $p$  или  $v$  обозначают величину в плазме или вакууме соответственно.

Применяя граничные условия, заключающиеся в непрерывности потенциала и нормальной компоненты вектора электрической индукции на границе плазмы, к решениям (2), получим следующее дисперсионное уравнение:

$$(2 - \Omega_e^2/\omega^2)C_v(\omega, k) = D(\omega)C_v(\omega, k) = 4\pi e[1 - \epsilon(\omega)] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} G(0, k, \xi) n_b(\xi, k, \omega) d\xi. \quad (3)$$

В отсутствие пучка уравнение  $D(\omega_0) = 0$  определяет собственную частоту ПВ плазменного полупространства  $\omega_0 = \Omega_e/\sqrt{2}$ .

Полагая плотность пучка заданной в виде

$$n_b(\xi, z, t) = \frac{n_{b0}}{N} \sum_{i=1}^N \delta\left[\frac{\omega_0}{v_0}(z - z_i(t))\right] \delta\left[\frac{\xi - x_i(t)}{L}\right], \quad (4)$$

из уравнения (3) после усреднения его на длине волны  $L$  и перехода к действительным амплитуде и фазе  $\Phi_v(x = 0, t) = \Phi(t)e^{i\varphi}$  получим следующие уравнения:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{4\pi e n_{b0}}{dD/d\omega|_{\omega_0} (\omega_0/v_0)^2} \frac{1 - \epsilon(\omega)}{2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp\left(-\frac{\omega_0}{v_0}|x_i|\right) \times \\ \times \sin\left(\frac{\omega_0}{v_0} z_i - \omega_0 t + \varphi\right), \quad (5)$$

$$\Phi \left[ \frac{d\varphi}{dt} - \frac{D(\omega_0)}{dD/d\omega|_{\omega_0}} \right] = \frac{4\pi e n_{b0}}{dD/d\omega|_{\omega_0}} \frac{1 - \epsilon(\omega)}{2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp\left(-\frac{\omega_0}{v_0}|x_i|\right) \times \\ \times \cos\left(\frac{\omega_0}{v_0} z_i - \omega_0 t + \varphi\right).$$

Уравнения (5) должны быть дополнены уравнениями движения частиц пучка. Потенциал электрического поля ПВ, в котором движутся частицы пучка (влиянием частиц пучка на форму профиля волны пренебрегаем), запишем в виде

$$\Psi(x, z, t) = \Phi(t) \exp\left(-\frac{\omega_0}{v_0} x\right) \cos\left(\frac{\omega_0}{v_0} z - \omega_0 t + \varphi\right).$$

Уравнения движения частиц пучка в этом случае следующие:

$$\frac{d^2 z_1}{dt^2} = - \frac{e\omega_0}{m v_0} \Phi(t) \exp\left(-\frac{\omega_0}{v_0} |x_1|\right) \sin\left(\frac{\omega_0}{v_0} z - \omega_0 t + \varphi\right), \quad (6)$$

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} = - \frac{e\omega_0}{mv_0} \Phi(t) \exp\left(-\frac{\omega_0}{v_0} |x_1|\right) \operatorname{sgn}(x_1) \cos\left(\frac{\omega_0}{v_0} z - \omega_0 t + \varphi\right).$$

В безразмерных переменных  $\tau = \omega_0 \alpha^{1/3} t$ ;

$$\varepsilon = \frac{\omega_0^2 (dD/d\omega)|_{\omega_0}}{v_0 \sqrt{4\pi n_b m v_0^2 \alpha^{1/3}}}, \quad \Delta(\omega_0) = \frac{D(\omega_0)}{\omega_0 (dD/d\omega)|_{\omega_0} \alpha^{1/3}}$$

$\xi_1 = \omega_0(z_1 - v_0 t)/2\pi v_0$ ,  $\eta_1 = \omega_0 x_1/2\pi v_0$ , уравнения (5), (6) принимают вид

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = \frac{2 - D(\omega_0)}{2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp(-2\pi|\eta_i|) \sin(2\pi\xi_i + \varphi),$$

$$\varepsilon \left[ \frac{d\varphi}{d\tau} - \Delta(\omega_0) \right] = \frac{2 - D(\omega_0)}{2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp(-2\pi|\eta_i|) \cos(2\pi\xi_i + \varphi),$$

$$2\pi \frac{d^2 \xi_i}{d\tau^2} = \frac{[2 - D(\omega_0)]^{1/2}}{\omega_0 (dD/d\omega)|_{\omega_0}} \varepsilon \exp(-2\pi|\eta_i|) \sin(2\pi\xi_i + \varphi), \quad (7)$$

$$2\pi \frac{d^2 \eta_i}{d\tau^2} = \frac{[2 - D(\omega_0)]^{1/2}}{\omega_0 (dD/d\omega)|_{\omega_0}} \varepsilon \operatorname{sgn}(\eta_i) \exp(-2\pi|\eta_i|) \cos(2\pi\xi_i + \varphi).$$

Система уравнений (7) интегрировалась на ЭВМ методом неполного численного моделирования. Число частиц пучка составляло  $N = 1600$ , начальная амплитуда электрического потенциала поля ПВ выбиралась либо малой  $\varepsilon_0 \approx 10^{-2}$ , либо  $\varepsilon_0 \approx 1$ . Начальное распределение частиц пучка по координатам моделировалось либо равномерным распределением по продольной координате, либо в виде сгустка. В поперечном направлении ширина пучка выбиралась равной  $\omega_0 h/v_0 = d = 1; 1/2\pi$ .

Точность счета контролировалась сохранением величины  $I = \varepsilon^2 + 2\pi(2^{5/2}/N) \sum_{i=1}^N d\xi_i/d\tau$ , которая является интегралом системы уравнений (7).

На рис. 1 приведена зависимость амплитуды ПВ от времени при следующих значениях параметров:  $\varepsilon_0 = 0,01$ ;  $\Delta = 0$ ;  $1 - d = 1/2\pi$ ;  $2 - d = 1$ ;  $3 - d = 1/2\pi$ ;  $\Delta\xi = 0,4$ ;  $4 - d = 1/2\pi$ ,  $\Delta\xi = 0,3$ . Численные расчеты показали, что взаимодействие немодулированного

ленточного пучка, ось которого имеет координату  $x_0 = h/2$ , с полуограниченной плазмой сопровождается экспоненциальным ростом амплитуды ПВ. Наибольшая амплитуда достигается для широких пучков ( $\alpha = 1$ ). Следует отметить, что отличие результатов работы [12] от приведенных на рис. 1 зависимостей амплитуды поля ПВ от времени обусловлено выбором зеркальных граничных условий для частиц пучка [12].

На координатной плоскости  $(\eta, \xi)$  частицы пучка на начальной стадии взаимодействия захватываются полем ПВ. Незахваченные частицы отбрасываются от границы плазмы, причем их тем меньше, чем тоньше пучок. Сгусток захваченных частиц устойчив некоторое время  $\tau \sim 10$ , а затем происходит его развал. Если пучок представляет последовательность сгустков с продольным размером  $\Delta\xi$ , эффективность взаимодействия возрастает. При этом сгустки необходимо располагать симметрично относительно границы плазмы и минимумах потенциала ПВ. Максимальная амплитуда поля ПВ в этом случае возрастает по сравнению с немодулированным пучком (рис. 1), а в координатной плоскости  $(\eta, \xi)$  сгустки значительно дольше сохраняют устойчивость в поперечном направлении [14].

Если амплитуда ПВ задана внешним источником ( $\varepsilon_0 > 0$ ), а пучок закритический ( $\Delta \geq 1$  [15]) и промодулирован ( $\Delta\xi = 0,4$ ), то за времена  $\tau \approx 25$  он сохраняет свою форму. Амплитуда поля ПВ при этом практически не изменяется.

## 2. Нелинейное взаимодействие незамагниченного РЭП с поверхностными волнами плазменного слоя

Пусть РЭП в виде двух ленточных пучков симметрично движется относительно оси плазменного слоя, толщина которого  $2a$ . Плазма занимает пространство  $|x| \leq a$ , а РЭП в начальный момент расположен в интервалах  $b \leq |x| \leq b + h$ . Соотношение между  $a$  и  $b$  может быть произвольным. Полагаем, что начальные скорости частиц пучка направлены вдоль оси  $Oz$  и равны  $v_0$ , а его плотность мала по сравнению с плотностью плазмы  $n_{\text{вн}} = \alpha n_{\text{вн}0}$ ,  $\alpha \ll 1$ . В направлении  $Oy$  система безгранична и поэтому все неизвестные величины не зависят от координаты  $y$ . Тепловыми скоростями частиц плазмы пренебрегаем, так как они малы по сравнению с фазовой скоростью рассматриваемых волн.

Для вывода системы уравнений, описывающих взаимодействие РЭП с электромагнитной симметричной ПВ плазменного слоя  $E$ -типа, используем уравнения Максвелла и уравнения квазигидродинамики для частиц плазмы. Полагаем амплитуды возбуждаемых ПВ такими, что для частиц плазмы справедливо линейное приближение. Поскольку частицы пучка движутся со скоростями, сравнимыми с фазовой скоростью ПВ, их координаты и скорости должны быть определены интегрированием точных уравнений движения.

Решая исходные уравнения для фурье-образов неизвестных величин в плазме и вакууме и сшивая полученные решения на границе раздела плазма - вакуум, получим следующее дисперсионное уравнение, описывающее возбуждение симметричных  $E$ -воли плазменного слоя РЭП:

$$D_z(\omega, k_z) E_z(x = a) = \frac{4\pi i \varepsilon}{\omega} \left\{ -\frac{1}{\varepsilon_v} \int_a^{\infty} \exp[i\varepsilon_v(a - \xi)] (ik_z j_x - \right.$$

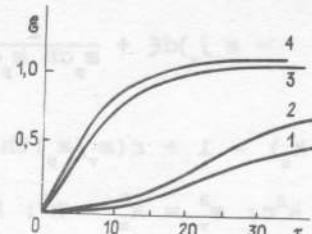


Рис. 1.

$$- \alpha_v j_z) d\xi + \frac{1}{\alpha_p \operatorname{ch} \alpha_p a} \int_0^a (ik_z j_x \operatorname{sh} \alpha_p \xi + \alpha_p j_z \operatorname{ch} \alpha_p \xi) d\xi \Big\}, \quad (8)$$

где  $D_s(\omega, k_z) = 1 + \varepsilon (\alpha_v / \alpha_p) \operatorname{th} \alpha_p a$ ;  $\varepsilon = 1 - \Omega_e^2 / \omega^2$ ;  $\alpha_p^2 = k_z^2 - k^2 \varepsilon$ ;

$\alpha_p^2 = k_z^2 - k^2 \varepsilon$ ;  $\alpha_v^2 = k_z^2 - k^2$ ;  $k = \omega/c$ ;  $\omega$ ,  $k_z$  - частота и продольное волновое число ПВ;  $j_x$ ,  $j_z$  - Фурье-компоненты плотности тока пучка;  $E_z(x=a)$  - напряженность;  $z$  - компоненты электрического поля ПВ на границе плазменного слоя.

Уравнение  $D_s(\omega_0, k_{z0}) = 0$  определяет дисперсию симметричной ПВ в плазменном слое.

Полагая в правой части (8) плотность тока пучка заданной в виде

$$\vec{j} = -en_{b0} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{v}_i \delta \left[ \frac{z - z_i(t)}{L} \right] \delta \left[ \frac{x - x_i(t)}{h} \right], \quad (9)$$

нетрудно получить следующие эволюционные уравнения, определяющие зависимость амплитуды ПВ от времени:

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{1/2} (1 + \lambda \mu_i)}{\gamma_i} \cos \Phi_i \left\{ \frac{\operatorname{ch}(\alpha_p \chi_i / \alpha_v)}{\operatorname{sh} \alpha_p a} \right. \right. - \\ \left. \left. - \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{1/2}}{\gamma_i} \lambda v_i \sin \Phi_i \left\{ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\operatorname{sh}(\alpha_p \chi_i / \alpha_v)}{\operatorname{sh} \alpha_p a} \right. \right. \right]; \quad (10)$$

$$\varepsilon \left( \frac{d\varphi}{d\tau} - \Delta \right) = -\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{1/2} (1 + \lambda \mu_i)}{\gamma_i} \sin \Phi_i \left\{ \frac{\operatorname{ch}(\alpha_p \chi_i / \alpha_v)}{\operatorname{sh} \alpha_p a} \right. \right. + \\ \left. \left. + \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{1/2}}{\gamma_i} \lambda v_i \cos \Phi_i \left\{ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\operatorname{sh}(\alpha_p \chi_i / \alpha_v)}{\operatorname{sh} \alpha_p a} \right. \right. \right]. \quad (11)$$

Здесь использованы следующие обозначения:  $n_{b0} = N/hL$ ;  $L = 2\pi/k_{z0}$ ;  $\vec{r}_i = \{x_i, z_i\}$ ,  $\vec{v}_i$  - координата и скорость  $i$ -й частицы пучка;  $\tau = g^{1/3} \omega_0 t$ ,

$$\varepsilon = \frac{eE_z(x=a)}{g^{2/3} \omega_{b0} P_{z0}} = \frac{E_z(x=a) g^{1/3} k \omega_0 (dD_s/d\omega) |_{\omega_0}}{4\pi e n_{b0} \alpha_v h}.$$

$$g = \frac{\Omega_b^2}{\omega_0^2} \frac{k_{z0} h}{\omega_0 (dD_s/d\omega)} \Big|_{\omega_0} (\gamma_{z0}^2 - 1)^{-1/2},$$

$$\lambda = g^{1/3} \gamma_0^2, \quad \gamma_1 = [1 + (\gamma_0^2 - 1)(1 + \lambda \mu_1)^2 + \beta_0^2 \lambda^2 \nu_1^2]^{1/2},$$

$$k_{z0} \xi_1 = 2\pi \zeta_1, \quad \alpha_v x_1 = \chi_1, \quad \nu_1 = P_{x1}/P_{z0} \gamma_0 g^{1/3},$$

$$\mu_1 = (P_{x1} - P_{z0})/\lambda P_{z0}, \quad \Delta = D_s(\omega_0, k_{z0})/(\omega_0 - \frac{dD_s}{d\omega})|_{\omega_0} g^{1/3},$$

$\Phi_1 = k_{z0} \xi_1 + \varphi$ ,  $P_{z0}$  - z-компоненты начального импульса частицы пучка; гиперболические функции в фигурных скобках относятся к частицам с координатой  $0 \leq x_1 \leq a$ , а экспоненты -  $x_1 > a$ .

Уравнения движения частиц РЭП имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\mu_1}{d\tau} = & - \frac{\epsilon}{\gamma_0^2} \left( \cos \Phi_1 \left\{ \frac{\operatorname{ch}(\alpha_p x_1 / \alpha_v)}{\operatorname{ch} \alpha_p a} + \right. \right. \\ & \left. \left. \exp(\alpha_v a - x_1) \right\} \right. \\ & \left. + \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma_0 \gamma_1} \lambda \nu_1 \sin \Phi_1 \left\{ \frac{\operatorname{sh}(\alpha_p x_1 / \alpha_v)}{\operatorname{sh} \alpha_p a} \right. \right. \\ & \left. \left. \exp(\alpha_v a - x_1) \right\} \right); \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\nu_1}{d\tau} = & \epsilon \sin \Phi_1 \left( \left\{ \frac{1}{\epsilon} \frac{\operatorname{sh}(\alpha_p x_1 / \alpha_v)}{\operatorname{sh} \alpha_p a} - \right. \right. \\ & \left. \left. \exp(\alpha_v a - x_1) \right\} \right. \\ & \left. - \frac{\beta_0 (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}}{\gamma_1} (1 + \lambda \mu_1) \left\{ \frac{\operatorname{sh}(\alpha_p x_1 / \alpha_v)}{\operatorname{sh} \alpha_p a} \right. \right. \\ & \left. \left. \exp(\alpha_v a - x_1) \right\} \right); \end{aligned} \quad (13)$$

$$2\pi \frac{d\zeta_1}{d\tau} = \frac{\gamma_0^3}{\lambda} \left[ \frac{1 + \lambda \mu_1}{\gamma_1} - \frac{1}{\gamma_0} \right], \quad (14)$$

$$d\chi_1/d\tau = \gamma_0 \nu_1 / \gamma_1. \quad (15)$$

Необходимо отметить, что в потенциальном пределе ( $c \rightarrow \infty$ ) уравнения (10)-(15) преобразуются к исследованным в разд. 1 уравнениям нелинейного взаимодействия пучка.

Полученная система уравнений интегрировалась на ЭВМ для следующих параметров среды: затравочная амплитуда ПВ задавалась равной  $\epsilon_0 \approx 10^{-2} + 10^{-3}$ , начальное распределение частиц пучка по координатам моделировалось равномерным распределением по оси  $z$  на длине волны ПВ и по оси  $x$  на толщине пучка (немодулированный пучок), либо в виде дискретного по оси  $z$  и равномерного по оси  $x$  (модулированные пучки).

Для проверки надежности счета система анализировалась для нерелятивистских ( $\gamma_0 \approx 1$ ) тонких ( $d = h/a = 1/2\pi$ ) ленточных пучков,

полуограниченной плазмой сопровождается возбуждением ПВ, размытием частиц по поперечной координате. В процессе неустойчивости частицы захватываются в потенциальную яму ПВ. При достижении больших амплитуд ПВ частицы выбрасываются из ямы. Это приводит к монотонному (неосцилляторному) переходу системы в стационарное состояние.

При исследовании взаимодействия РЭП с плазменным слоем следует различать два случая: слаборелятивистские пучки с релятивистским фактором  $\gamma_0 \approx 1$  и субрелятивистские пучки с  $\gamma_0 \gg 1$ .

В первом случае обдувающие плазменный слой частицы пучка менее устойчивы по отношению к поперечному разлету, чем осевые.

Взаимодействие субрелятивистских пучков с продольной составляющей электрического поля несущественно. Частицы РЭП при этом рассеиваются поперечной составляющей ПВ. Наиболее долгоживущими являются осевые пучки малой сильноточности ( $\lambda \ll 1$ ). Широкие пучки характеризуются меньшими относительными потерями частиц.

В заключение отметим, что полученные результаты справедливы в приближении резкой границы плазмы, т. е. когда толщина переходного граничного слоя плазмы  $\Delta a$  мала ( $k_z \Delta a \ll \gamma_0$ ) и при малых плотностях пучков  $g^{1/3} \ll 1$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я. Б. //Укр. физ. журн. 1978. Т. 23. № 11. С. 1885.
2. Кондратенко А. Н., Куклин В. М. Основы плазменной электроники. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 320 с.
3. Онищенко И. Н., Линецкий А. Р. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. Вып. 8. С. 407.
4. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 5-6. С. 767.
5. Кондратенко А. Н., Ткаченко В. И. //Укр. физ. журн. 1987. Т. 32. № 1. С. 53.
6. Абурджания Х. Д., Киценко А. Б., Панкратов И. М. //Физика плазмы. 1978. Т. 4. Вып. 1. С. 227.
7. Мацборко Н. Г., Онищенко И. Н. и др. //ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 1. С. 874.
8. Альтеркоп А. С., Волокитин и др. //Физика плазмы. 1977. Т. 3. Вып. 1. С. 173.
9. Кондратенко А. Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. - М.: Энергоатомиздат, 1985.
10. Альтеркоп Б. А., Росинский С. Е., Тараканов В. П. //Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 2. С. 291.
11. Рогашкова А. И., Кухарская Н. Ф. //ЖТФ. 1979. Т. 49. № 9. С. 1862.
12. Дубовик В. Н., Куклин В. М., Панченко И. П. //Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 11. С. 1327.
13. Круша К. И. Г., Попков Н. Г. //Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 1321.
14. Гирка В. А., Гущин В. В. и др. //Препринт ИКИ АН СССР 1397. М., 1988.
15. Кондратенко А. Н., Ткаченко В. И. //Укр. физ. журн. 1987. Т. 32. № 1. С. 53.

Харьковский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
23 октября 1990 г.