

УДК 533 951

ТРЕХВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЗАМАГНИЧЕННОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ С ТОНКИМ ПУЧКОМ

М. В. Кузелев, В. А. Панин

Дана классификация трехволновых процессов в плазменном волноводе с пучком и исследована их нелинейная динамика. На примере процессов взрывного типа и распада с повышением частоты показано, что в случае пучка малой плотности механизмом нелинейного насыщения является захват электронов пучка комбинационной волной. При более высоких плотностях пучка насыщение определяется развитием в пучке ленгмюровских колебаний большой амплитуды и его разогревом. Показано, что в очень плотных пучках вследствие нарушения условий резонанса взрывной процесс не развивается.

1. Традиционный метод разложения по степеням поля [1] не всегда применим при исследовании нелинейной стадии параметрических пучковых неустойчивостей. В связи с этим достаточно напомнить о взрывной неустойчивости [2]. Правда, нелинейное насыщение последней может быть получено при учете кубичных членов в разложении по степеням поля [3]. Однако такое приближение, как будет показано ниже, не всегда справедливо. Определяющую роль при насыщении пучковых неустойчивостей играют более сложные нелинейные процессы: захват электронов пучка, развитие в нем ленгмюровских колебаний большой амплитуды, разогрев и т. д. Именно эти процессы и методы их исследования рассматриваются в настоящей работе на примере плазменного волновода с пучком. Имея в виду перспективы создания сильноточных плазменно-пучковых параметрических усилителей и генераторов, следует отметить важность теоретического исследования такой системы. Для простоты в работе затрагиваются только нерелятивистские пучки. Кроме того, плазма считается линейной, поскольку всегда можно указать условия, при которых нелинейные эффекты в плазме не играют существенной роли [4].

2. Перейдем к рассмотрению плазменного волновода с пучком. Обозначим через

$$k_{\perp 1}^2 < k_{\perp 2}^2 < k_{\perp 3}^2 < \dots < k_{\perp n}^2 < \dots, \quad (1)$$

$$\varphi_1(\mathbf{r}_{\perp}), \varphi_2(\mathbf{r}_{\perp}), \varphi_3(\mathbf{r}_{\perp}), \dots, \varphi_n(\mathbf{r}_{\perp}) \dots$$

собственные значения и соответствующие собственные функции волновода.

Пусть плазма однородна по сечению волновода, а пучок тонкий трубчатый, т. е. профиль его плотности имеет вид

$$S_b \delta(\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_b), \quad (2)$$

где S_b — площадь сечения пучка, \mathbf{r}_b — его средняя координата, а \mathbf{r}_{\perp} — координата в поперечном сечении волновода. Если волновод помещен

в бесконечно сильное продольное магнитное поле, то его нормальные колебания определяются из следующих дисперсионных уравнений [5]:

$$D_s \equiv k_{\perp s}^2 + \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega - k_z u)^2} \frac{S_b \varphi_s^2(r_b)}{\|\varphi_s\|^2} \right), \quad (3)$$

где ω_b и ω_p — ленгмюровские частоты электронов пучка и плазмы соответственно, u — скорость прямолинейного электронного пучка, $\|\varphi_s\|$ — норма собственной функции, а ω и k_z — частота и продольное волновое число.

Плотность пучка считается малой, и поэтому в уравнении (3) его учли по теории возмущений. Помимо колебаний (3) в волноводе возможны также и пучковые волны, которые нельзя описать, воспользовавшись теорией возмущений.

В тонком пучке существуют всего две волны со следующими спектрами:

$$\omega = k_z u \pm \Omega_b, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Omega_b^2 &= \omega_b^2 \times \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_z^2}{k_{\perp n}^2 + k_z^2 - \omega_p^2/u^2} \times \\ &\times \frac{S_b \varphi_n^2(r_b)}{\|\varphi_n\|^2}. \end{aligned}$$

В дальнейшем предполагаем выполненным неравенство

$$\omega_p^2 < k_{\perp 1}^2 u^2, \quad (5)$$

означающее, что в волноводе невозможна черенковская пучковая неустойчивость [6].

Условие резонанса двух волноводных и одной пучковой волн при развитии параметрической неустойчивости будем записывать следующим образом:

$$\omega_\alpha - \omega_\beta = \omega_0 > 0, \quad k_{z\alpha} - k_{z\beta} = k_{z0} > 0, \quad \omega_0 - k_{z0}u = \pm \Omega_b. \quad (6)$$

Два знака в (6) соответствуют двум знакам в (4). Несложно убедиться, что условию (6) удовлетворяют шесть пар волноводных мод. С учетом двух знаков в условии резонанса отсюда следует, что в плазменном волноводе с пучком возможны двенадцать трехволновых процессов. На рис. 1 показаны волноводные моды для некоторого фиксированного номера s и точками 1—6 отмечено приблизительное (с точностью до $\pm \Omega_b$) расположение взаимодействующих волн на плоскости ω, k_z . Условно высокочастотные волноводные моды назовем поперечными (tr), а низкочастотные плазменные — продольными (l).

Классификацию трехволновых процессов удобно провести исходя из (6) и законов сохранения. Начнем с процессов, в которых участвует медленная пучковая волна l_M (знак минус в условии (6)). Используем нумерацию волн в соответствии с рис. 1. Легко показать, что

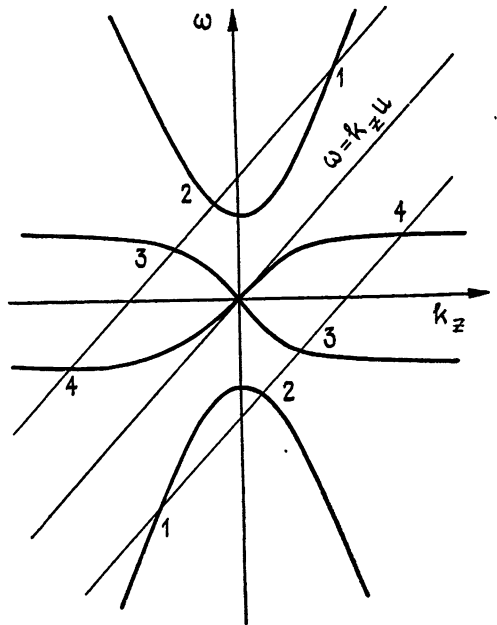


Рис. 1.

здесь возможны следующие процессы: (tr_1, tr_2, l_M) — распад с повышением частоты, (tr_1, l_3, l_M) — распад с повышением частоты, (tr_1, l_4, l_M) — взрывной процесс, (tr_2, l_3, l_M) — распад с повышением частоты, (tr_2, l_4, l_M) — взрывной процесс, (l_3, l_4, l_M) — взрывной процесс. Если условия резонанса удовлетворяются для быстрой пучковой волны l_6 , то имеются следующие процессы: (tr_1, tr_2, l_6) — распад с понижением частоты, (tr_1, l_3, l_6) — распад с понижением частоты, (tr_1, l_4, l_6) — распад быстрой волны, (tr_2, l_3, l_6) — распад с понижением частоты, (tr_2, l_4, l_6) — распад быстрой волны, (l_3, l_4, l_6) — распад быстрой волны.

Перечисленные процессы имеют место, только если

$$t^{-1} \ll \Omega_b, \quad (7)$$

где t_0 — характерное время изменения амплитуд волн, т. е. обратный инкремент развития неустойчивости. В пучках малой плотности условие (7) нарушается и неустойчивости становятся «модифицированными» [7]. В этом случае возможны следующие процессы: (tr_1, tr_2) — рассеяние с повышением частоты, (tr_1, l_3) — рассеяние с повышением частоты, (tr_1, l_4) — вынужденное излучение двух волн, (tr_2, l_3) — рассеяние с повышением частоты, (tr_2, l_4) — вынужденное излучение двух волн, (l_3, l_4) — вынужденное излучение двух волн.

3. Уравнения нелинейной теории должны быть пригодными для исследования любого из перечисленных выше процессов и на любой его стадии.

В системе покоя пучка введем следующие временные масштабы:

$$\max [t_0^{-2}, \Omega_b^2] \ll (\omega_{\alpha, \beta} - k_{z\alpha, \beta} u)^2, \quad k_{z0}^2 u^2. \quad (8)$$

Это позволяет разбить движения электронов пучка на быстрые и медленные. Причем в разряд медленных движений попадают и плазменные колебания самого пучка. Таким образом, при решении уравнения Власова для электронов пучка можно использовать методы усреднения. При этом удобнее вместо функции распределения использовать характеристики кинетического уравнения $z(t, z_0)$ и $v(t, z_0)$, обозначающие медленные координаты и скорость электрона пучка в момент t , если при $t = 0$ он был в точке z_0 . Именно так было сделано в работах [8], где рассматривались теории вынужденного рассеяния электромагнитных волн на безграничном электронном пучке в отсутствие магнитного поля.

Процедура усреднения уравнений поля и уравнений движения электронов пучка довольно громоздкая, но простая по содержанию. Останавливаться на ней не будем, а приведем только окончательную усредненную систему:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\alpha} \frac{dA_\alpha}{dt} &= -\frac{1}{2} \frac{\omega_b^2}{\Omega^2} G \alpha_\beta^2 A_\beta \rho \exp(i\tilde{D}t), \\ \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\beta} \frac{dA_\beta}{dt} &= \frac{1}{2} \frac{\omega_b^2}{\Omega^2} G \alpha_\alpha^2 A_\alpha \rho^* \exp(-i\tilde{D}t), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} d^2 z / dt^2 &= -(i\Omega_b^2 / 2k_0)(\rho \exp(ik_0 z) - \text{к.с.}) + \\ &+ (e/m)^2 (k_0 / 4\Omega^2) \alpha_\alpha^2 \alpha_\beta^2 [A_\alpha A_\beta^* \exp(ik_0 z - i\tilde{D}t) + \text{к.с.}] \varphi_s^2(\tilde{r}_\delta), \end{aligned}$$

$$\rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-ik_0 z) dz_0,$$

где $\Omega^2 = (\omega_\alpha - k_{z_\alpha} u)^2 \sim (\omega_\beta - k_{z_\beta} u)^2$, $\chi_{\alpha,\beta}^2 = k_{z_{\alpha,\beta}}^2 - \omega_{\alpha,\beta}^2 c^{-2}$, $\tilde{D} = \omega_0 - k_0 u$, $G = S_b \varphi_s^2(r_b) \|\varphi_s\|^{-2}$, $k_{z0} = k_0$, а $A_{\alpha,\beta}$ — медленно меняющиеся амплитуды волноводных мод. Система (9) дополняется следующими начальными условиями:

$$A_\alpha|_{t=0} = A_{\alpha 0}, \quad A_\beta|_{t=0} = A_{\beta 0}, \quad (10)$$

$$z|_{t=0} = z_0 \in [0, 2\pi/k_0], \quad v|_{t=0} = 0.$$

4. Разложение по степеням поля уравнений (9) можно получить, если положить

$$z = z_0 + z_1 \quad (11)$$

и считать, что

$$|k_0 z_1| \ll 1. \quad (12)$$

Первые два уравнения системы (9) при этом не меняются, а третье переходит в предделе (12) в следующее:

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \Omega_b^2 \rho = -\frac{1}{2} i \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{k_0^2}{\Omega^2} \chi_\alpha^2 \chi_\beta^2 \varphi_s^2(r_b) A_\alpha A_\beta^* \exp(-i\tilde{D}t). \quad (13)$$

Считая амплитуду одной из волн большой по сравнению с другой и поэтому неизменной, получим из (9) и (13) дисперсионные соотношения линейной теории: при $|A_{\beta 0}| \gg |A_{\alpha 0}|$

$$\delta\omega^2 (\delta\omega \pm 2\Omega_b) = (\text{sign } \omega_\alpha) (k_0 z_{E\beta})^2 G \omega_b^2 |\chi_\alpha^{-2} (\partial D_s / \partial \omega_\alpha)|^{-1}, \quad (14)$$

а если $|A_{\alpha 0}| \gg |A_{\beta 0}|$, то уравнение имеет вид

$$\delta\omega^2 (\delta\omega \pm 2\Omega_b) = -(\text{sign } \omega_\beta) (k_0 z_{E\alpha})^2 G \omega_b^2 |\chi_\beta^{-2} (\partial D_s / \partial \omega_\beta)|^{-1}. \quad (15)$$

В (14) и (15) верхний знак относится к синхронизму с быстрой волной, нижний — с медленной, а

$$z_{E\alpha,\beta}^2 = (e \chi_{\alpha,\beta}^2 \varphi_s / 2m\Omega^2)^2 |A_{\alpha,\beta 0}|^2. \quad (16)$$

Уравнения типа (14), (15) были получены и исследованы в работе [9]. Поэтому, не останавливаясь на их анализе, приведем выражения только для инкрементов. При распаде с повышением частоты

$$\delta\omega = i \left[\frac{1}{2} (k_0 z_{E\beta})^2 G \frac{\omega_b^2}{\Omega_b} \left| \frac{1}{\chi_\alpha^2} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\alpha} \right|^{-1} \right]^{1/2}, \quad (17)$$

причем индекс α принимает значения 1; 1; 2, а β — 2; 3; 3 соответственно (см. классификацию, данную в начале работы). Инкременты (17) имеют место, если

$$(k_0 z_{E\beta})^2 \ll 8 \frac{\Omega_b^3}{G \omega_b^2} \left| \frac{1}{\chi_\alpha^2} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\alpha} \right|. \quad (18)$$

При распадах с понижением частоты индексы α и β принимают те же три пары значений, но распадается уже высокочастотная волна. При этом из уравнения (15) со знаком плюс получаем выражение для инкремента, совпадающее с (17), если в нем поменять местами индексы α и β , а условие применимости аналогично (18). При взрывных процессах $\alpha = 1; 2; 3$, а $\beta = 4; 4; 4$. Инкременты определяются как из (14), так и из (15), причем внешне они не отличаются от (17). Не меняется также условие применимости (18).

Для исследования распадов быстрой волны необходимо зафиксировать волну плотности $\rho = \rho_0 \exp(-i\Omega_b t)$, где $\rho_0 = \text{const}$. При этом из первых двух уравнений системы (9) получаем дисперсионное уравнение

$$\delta\omega^2 = (\text{sign } \omega_\alpha)(\text{sign } \omega_\beta) \frac{1}{4} \left(G \frac{\omega_b^2}{\Omega^2} \right)^2 \left| \frac{1}{x_\alpha^2} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\alpha} \right|^{-1} \left| \frac{1}{x_\beta^2} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\beta} \right|^{-1} |\rho_0|^2. \quad (19)$$

Здесь $\alpha=1; 2; 3$, а $\beta=4; 4; 4$.

При нарушении неравенств типа (18) процессы становятся вынужденными, а дисперсионные уравнения переходят в следующие:

$$\delta\omega^3 = (\text{sign } \omega_\alpha)(k_0 z_{E\beta})^2 G \omega_b^2 \left| \frac{1}{x_\alpha^2} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\alpha} \right|^{-1}; \quad (20)$$

$$\delta\omega^3 = - (\text{sign } \omega_\beta)(k_0 z_{E\alpha})^2 G \omega_b^2 \left| \frac{1}{x_\beta^2} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\beta} \right|^{-1}. \quad (21)$$

Решения уравнений (20) и (21) существенно различаются. При вынужденном рассеянии с повышением частоты $\alpha=1; 1; 2$, а $\beta=2; 3; 3$ соответственно. Тогда из (20) видно, что $\text{Re} \delta\omega < 0$, а из уравнения (21) получаем, что $\text{Re} \delta\omega > 0$. Первый результат означает, что при излучении с повышением частоты пучок теряет энергию, что возможно, если только он опережает волну. Возможен и обратный процесс — излучение с понижением частоты, о чем свидетельствует второй результат. В силу сохранения числа квантов пучок при этом ускоряется, что возможно, если он отстает от волны. При излучении двух волн $\beta=4; 4; 4$, следовательно, $\omega_\beta = \omega_\alpha < 0$ и $\text{Re} \delta\omega < 0$ как в уравнении (20), так и в (21).

5. При численном интегрировании уравнений (9) удобно использовать безразмерные переменные

$$y = k_0 z, \quad \tau = \Omega_b t, \quad \eta = k_0 v / \Omega_b, \quad \eta_0 = \tilde{D} / \Omega_b, \quad (22)$$

$$\epsilon_{\alpha, \beta} = \frac{e}{m} k_0 \left| \frac{\varphi_s^2(r_b) x_{\alpha, \beta}^2}{\omega_b^2 \Omega_b G} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_{\alpha, \beta}} \right|^{1/2} A_{\alpha, \beta}.$$

В новых переменных система (9) становится более универсальной:

$$\begin{aligned} d\epsilon_\alpha / d\tau &= - (\text{sign } \omega_\alpha) v \epsilon_\beta \rho \exp(i\eta_0 \tau), \\ d\epsilon_\beta / d\tau &= (\text{sign } \omega_\beta) v \epsilon_\alpha \rho^* \exp(-i\eta_0 \tau), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} = -\frac{1}{2} i (\rho e^{iy} - \text{к.с.}) + \frac{1}{2} v (\epsilon_\alpha \epsilon_\beta^* e^{iy - i\eta_0 \tau} + \text{к.с.}),$$

$$\rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-iy} dy_0,$$

поскольку кроме начальных значений амплитуд она зависит еще только от одного параметра

$$v = \frac{1}{2} \frac{\omega_b^2}{\Omega^2 \Omega_b} G \left| \frac{1}{x_\alpha^2} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\alpha} \frac{1}{x_\beta^2} \frac{\partial D_s}{\partial \omega_\beta} \right|^{-1/2}. \quad (24)$$

Расстройка $\eta_0 = +1$ при синхронизме с быстрой волной и $\eta_0 = -1$ — при синхронизме с медленной.

В безразмерных переменных упрощается также и уравнение (13):

$$d^2\rho/d\tau^2 + \rho = -iv\epsilon_\alpha \epsilon_\beta^* \exp(-i\eta_0\tau). \quad (25)$$

Рассмотрим некоторые характерные численные решения. Ограничимся взрывной неустойчивостью ($\eta_0 = -1$, $\text{sign } \omega_\alpha = 1$, $\text{sign } \omega_\beta = -1$) и распадом с повышением частоты ($\eta_0 = -1$, $\text{sign } \omega_{\alpha,\beta} = 1$). Для уменьшения числа свободных параметров положим

$$|\epsilon_{\beta 0}| = 1, \quad |\epsilon_{\alpha 0}| = 0,01.$$

При этом, как легко можно видеть, неравенство

$$v \ll 1 \quad (26)$$

эквивалентно (18). В противоположном случае, когда

$$v \gg 1, \quad (27)$$

неустойчивости модифицируются.

Начнем со взрывных процессов. На рис. 2—4 изображены в зависимости от τ величины $|\epsilon_\alpha|$, $|\epsilon_\beta|$ и $|\rho|$, полученные из системы (23), — сплошные линии. Пунктиром показаны те же величины при разложении по степеням поля. На тех же рисунках изображены фазовые плоскости электронов пучка для различных моментов времени. На рис. 2 $v = 3$, т. е. процесс «модифицированный». Механизмом насыщения является захват электронов пучка комбинационной волной. Хорошо видны послезахватные осцилляции амплитуд волн и «петли» на фазовых плоскостях электронов, характерные именно для явления захвата [10].

На рис. 3 $v = 0,3$, т. е. распад здесь уже простой. Характер решений теперь существенно отличается от предыдущих. Во-первых, осцилляции амплитуд волн на стадии после насыщения уже малы и не регулярны. Во-вторых, имеет место сильная хаотизация или разогрев электронов. В данном случае не захват определяет насыщение неустойчивости, а свойства ленгмюровских колебаний пучка. Рассмотрим их. При возбуждении в пучке медленной волны происходит следующее: средняя скорость электронов уменьшается, но увеличивается размах их колебательного движения. При этом для координат и скоростей электронов справедливо представление

$$y = y_0 + A(\tau) \sin(y_0 + \tau) + w(\tau), \quad (28)$$

$$\eta = A(\tau) \cos(y_0 + \tau) + \dot{w}(\tau),$$

где $\dot{w} < 0$ и A — медленные функции времени. Уравнения (28) определяют на фазовой плоскости трохиду. Если $A < 1$, то трохоида укороченная. При $A = 1$ это циклоида — фазовая плоскость в момент времени $\tau = 25$. К этому моменту достигает максимума модуляция плотности пучка, т. е. $|\rho|$. При $A > 1$ трохоида становится удлиненной, а ленгмюровская волна теряет устойчивость, поскольку сила, возвращающая электроны к положению равновесия, меняет знак. В результате в пучке возникает многопоточное течение, и он хаотизируется.

На следующем рис. 4 снова изображен простой распад, но уже для $v = 0,03$. Здесь появляются новые особенности. Во-первых, неустойчивость стабилизировалась, прежде чем успел развиваться взрывной процесс, а во-вторых, модуляция пучка по плотности незначительна — $|\rho| \leq 0,15$. К моменту насыщения расположено электронов на фазовой плоскости соответствует ленгмюровской волне малой амплитуды. Следовательно, есть причины, препятствующие развитию в пучке интен-

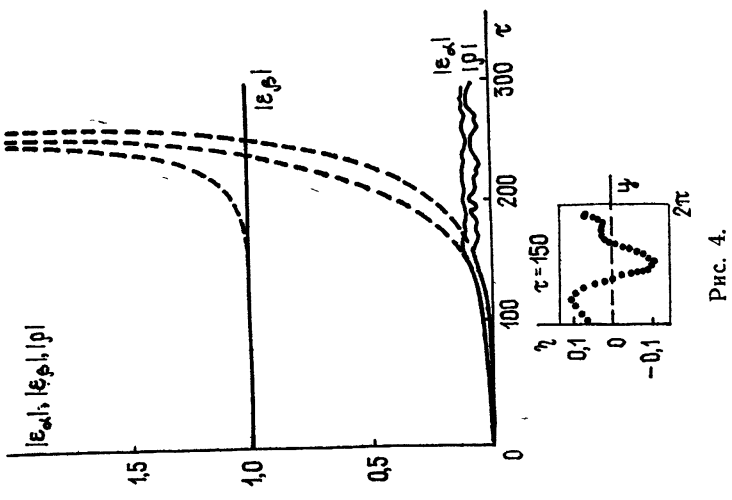


Рис. 2.

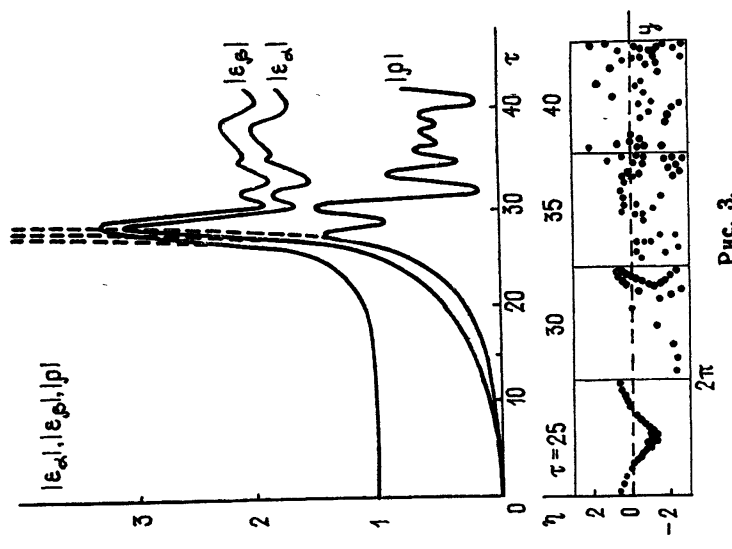


Рис. 3.

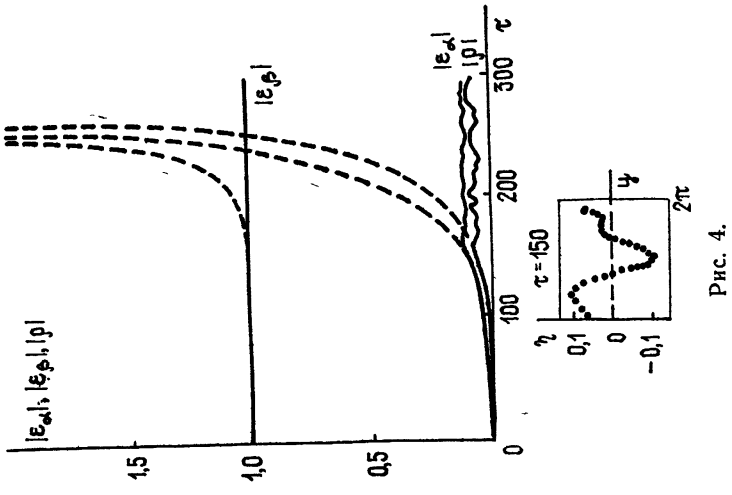


Рис. 4.

живных ленгмюровских колебаний. Основная причина — нарушение синхронизма. Ширина резонанса порядка инкремента, т. е. неустойчивость имеет место, если

$$\eta_0 = -1 + \delta, \quad |\delta| < \nu. \quad (29)$$

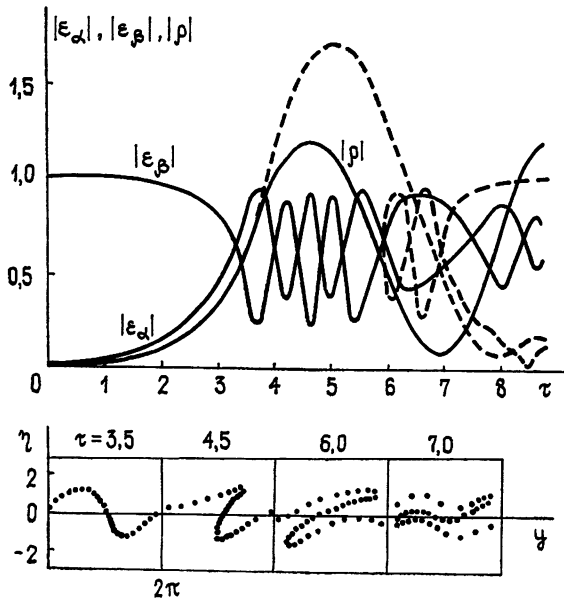


Рис. 5.

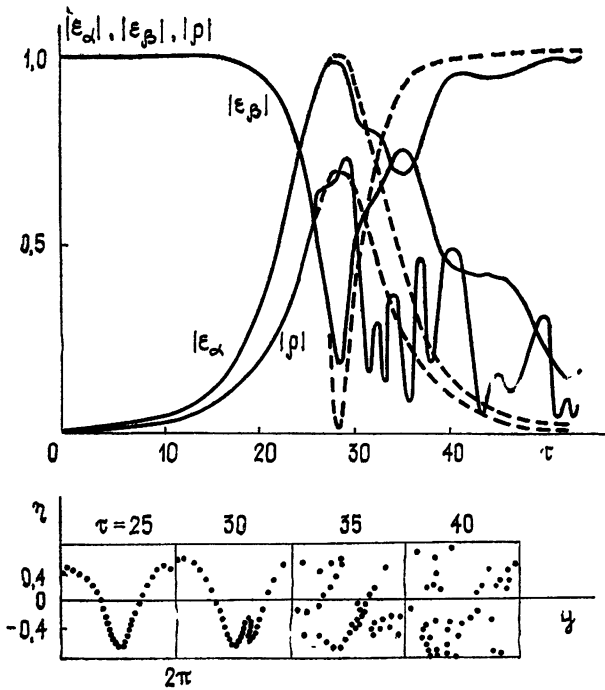


Рис. 6.

В данном случае $\nu \ll 1$ и уменьшение средней скорости электронов ($\dot{\omega}$) приводит к нарушению (29), прежде чем амплитуда пучковой ленгмюровской волны станет большой. Этот процесс можно свести к кубичной

нелинейности. Действительно, используя представление типа (28) и малость A , получим из (23) следующую систему:

$$\begin{aligned} d\epsilon'_\alpha/d\tau + (i/4)(|\epsilon'_\alpha|^2 - |\epsilon'_{\alpha 0}|^2)\epsilon'_\alpha &= \nu B\epsilon_\beta, \\ d\epsilon_\beta/d\tau &= \nu B^*\epsilon'_\alpha, \\ dB/d\tau &= \nu\epsilon'_\alpha\epsilon'^*_\beta/2, \end{aligned} \quad (30)$$

где $BB^* = A^2$, $\epsilon'_\alpha = \epsilon_\alpha \exp(i\omega\tau)$. Система (30) аналогична приведенной в [3]. Решения ее до насыщения и даже для более позднего момента времени не отличаются от приведенных на рис. 4. В дальнейшем появляются отличия. Из (30), считая $|\epsilon_\beta| = 1$, легко оценить максимальные амплитуды колебаний:

$$|\epsilon'_\alpha| \sim \nu^{1/2}, \quad BB^* \sim \nu. \quad (31)$$

На следующих двух рисунках изображен распад с повышением частоты. На рис. 5 $\nu=3$, поэтому распад «модифицированный». Аналогичная ситуация, кстати, рассмотрена в работе [11]. Разложение по степеням поля здесь опять неприменимо, поскольку имеет место захват электронов пучка. На рис. 6 изображен простой распад при $\nu=0,3$. Хорошо видна на фазовой плоскости хаотизация электронов пучка. Причем в момент времени $\tau=30$ хорошо видно разрушение ленгмюровской волны и зарождение многопоточкового течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цытович В. Н. Нелинейные эффекты в плазме. — М.: Наука, 1967, с. 23
2. Бережной И. Л., Кулиш В. В., Захаров В. П. — ЖТФ, 1981, 51, с. 660.
3. Вильгельмссон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. — М.: Энергоиздат, 1981, с. 90.
4. Ковтун А. И., Рухадзе А. А. — ЖЭТФ, 1970, 58, вып. 5, с. 1709.
5. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. — Препринт ФИАН № 190. — М., 1981.
6. Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. — УФН, 1981, 133, № 1, с. 3.
7. Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. — Письма в ЖЭТФ, 1973, 13, с. 46.
8. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. — ЖЭТФ, 1979, 76, вып. 3, с. 930; — В сб.: Релятивистская высокочастотная электроника. / Под ред. А. В. Гапонова-Грекова. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 217.
9. Огнивенко В. В. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 9, с. 1818.
10. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 5—6, с. 767.
11. Литвак А. Г., Петрухина В. И., Трахтенгерц В. Ю. — Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, № 3, с. 190.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
28 апреля 1983 г.

THREE-WAVE PROCESSES IN MAGNETIZED PLASMA WAVEGUIDE WITH THIN BEAM

M. V. Kuzelev, V. A. Panin

The classification of three-wave processes in the plasma-beam waveguide is given and nonlinear dynamics is investigated. By the example of the processes of explosive type and disintegration with the frequency rise it is shown, that in the case of low density beam the mechanism of nonlinear saturation is the capture of the electron beam by a combination wave. For dense beams the nonlinear dynamics is determined by the development of intensive plasma oscillations in beam and its heating. In the case of very dense beams the explosive process does not developed because of violation of the resonance conditions.