



АВТОМОДУЛЯЦИОННЫЙ РЕЖИМ ЛИНЕЙНОГО ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО УСИЛИТЕЛЯ СВЧ-КОЛЕБАНИЙ, ВЫЗВАННЫЙ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ИОННО-ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕ

К.Ю. Блюх, Ю.П. Блюх, М.Г. Любарский, В.О. Подобинский

Построена теория линейного ЛБВ-усилителя с плазмонаполненной замедляющей структурой, в которой учтено возбуждение ионно-звуковых волн давлением усиливаемых СВЧ-колебаний. Распространяющиеся против электронного пучка ионно-звуковые волны организуют внутреннюю распределенную обратную связь, превращающую СВЧ-усилитель в генератор низкочастотных колебаний, модулирующих амплитуду выходного СВЧ-сигнала. В зависимости от тока пучка низкочастотная модуляция может быть как регулярной, так и стохастической.

Введение

Генерация и усиление СВЧ-колебаний является одним из основных направлений плазменной электроники. Электродинамические свойства плазмы позволяют существенно увеличить эффективность трансформации энергии электронного пучка в энергию электромагнитного излучения. Многолетние теоретические исследования (см. [1] и цитированную там литературу) привели к созданию ряда экспериментальных макетов СВЧ-устройств, использующих как релятивистские [2-4], так и нерелятивистские [5,6] электронные пучки. В ходе их исследований была подтверждена правильность основных теоретических посылок. Однако ряд данных указывает, что некоторые из существенных эффектов не учтены в теоретических моделях. К таким фактам следует отнести резкое падение мощности СВЧ-излучения при превышении некоторого значения плотности плазмы [7], аномально широкий и однородный спектр излучения генератора, работающего в режиме стохастической автомодуляции [7,8]. Как в первом, так и во втором случаях наблюдаются интенсивные низкочастотные колебания плазмы, что позволяет предположить наличие тесной взаимосвязи между этими явлениями. Возможный механизм возникновения такой связи, предложенный в работе [9], заключается в следующем.

Плазмонаполненная электродинамическая структура, в отличие от вакуумной, меняет свои параметры под воздействием распространяющегося в ней СВЧ-излучения. Причиной изменения может быть сила высокочастотного давления возбужденных пучком волн, выталкивающая плазму из области с повышенным значением поля СВЧ-волны. В частично ионизованной плазме СВЧ-разряд в полях возбужденных волн приводит к дополнительной ионизации нейтрального компонента и, тем самым, к изменению параметров плазмы. В устройствах с продольно неоднородным распределением поля возбуждаемой

пучком волны (ЛБВ, ЛОВ) указанные механизмы приводят к появлению неоднородности параметров плазмы, которые, определяя дисперсионные характеристики собственных волн структуры, приводят к частичному или полному нарушению условий синхронизма пучка с волной. Изменение условий синхронизма приводит к изменению пространственного распределения поля волны вдоль системы, меняя тем самым и источник возникновения неоднородности плазмы. Таким образом, поведение плазмы и возбуждение пучком СВЧ-волн в плазменнонаполненной волноведущей структуре являются связанными, самосогласованными процессами.

Степень взаимного влияния возбуждаемых СВЧ-полей и распределения плотности плазмы в системе зависит от уровня СВЧ-мощности. Если мощность возбужденного излучения невелика, то наличием такой связи можно пренебречь. В устройствах, которые рассчитаны на получение большой мощности СВЧ-излучения, искажение профиля плотности плазмы может привести к существенному уменьшению эффективности взаимодействия.

Другим проявлением указанной взаимосвязи параметров плазмы и условий возбуждения волн пучком является возникновение низкочастотной автомодуляции выходного СВЧ-сигнала. Действительно, возмущения параметров плазмы распространяются от места своего возникновения – области с повышенным значением амплитуды СВЧ-волны – в виде собственных медленных (ионно-звуковых, магнито-звуковых и др.) волн. Такие возмущения сказываются на величине амплитуды возбуждаемой СВЧ-волны в течение длительного времени, пока они не покинут область взаимодействия, осуществляя таким образом *распределенную запаздывающую обратную связь*, превращающую даже линейный усилитель СВЧ-колебаний в *генератор* низкочастотных колебаний.

В предлагаемой работе определены условия возбуждения таких низкочастотных автоколебаний в линейной нерелятивистской ЛБВ, замедляющая структура которой частично заполнена плазмой. Показано, что условием возникновения низкочастотных колебаний является превышение некоторого порогового значения тока пучка, определяемого характеристиками замедляющей структуры. Низкочастотная автомодуляция является регулярной вблизи порога неустойчивости и сменяется стохастической по мере роста тока пучка.

1. Исходные уравнения

Рассмотрим нерелятивистский линейный ЛБВ-усилитель, замедляющая структура которого частично заполнена плазмой. В такой структуре возмущения δn плотности плазмы приводят к изменению δv_{ph} фазовой скорости усиливаемой волны:

$$\delta v_{ph} = \partial v_{ph} / \partial n_0 \delta n(t, z). \quad (1.1)$$

Линейные уравнения, описывающие усиление электронным пучком собственной волны замедляющей структуры с неоднородным продольным профилем плазмы $n_p(t, z) = n_0 + \delta n(t, z)$, имеют вид

$$\partial \epsilon / \partial \zeta + i \lambda (\eta - \nu) \epsilon = i \lambda \Psi, \quad (1.2)$$

$$\partial^2 \Psi / \partial \zeta^2 = 1/2 \lambda^2 \epsilon.$$

Здесь $\epsilon = e \omega_0 E_0 / (m v_b^3 k_0^2)$ – безразмерная амплитуда усиливаемой волны, v_b – скорость частиц пучка, k_0 и $\omega_0 = k_0 v_b$ – волновой вектор и частота синхронной волны в системе с однородной плотностью плазмы n_0 ; $\lambda = k_0 L$; $\zeta = z/L$, L – длина замедляющей структуры; $\nu = (\omega - \omega_0)(v_b - v_g) / (\omega_0 v_g)$ – безразмерная отстройка частоты ω усиливаемой волны от частоты ω_0 точного резонанса, v_g – групповая

скорость волны. Величина $I=(\delta k/k_0)^3$ пропорциональна току пучка, δk пространственный инкремент неустойчивости; $\psi=1/(2\pi)\int_{-\pi}^{\pi}d\varphi_0\exp(-i\varphi_0)\delta\varphi$ – среднее значение фаз частиц пучка в волне, где $\delta\varphi$ – отклонение фазы частицы в волне от ее значения φ_0 в плоскости инжекции $\zeta=0$; $\eta=1/2(\delta n/n_0)(\omega_p/v_{ph})\partial v_{ph}/\partial\omega_p$ – безразмерное возмущение плотности плазмы, ω_p – плазменная частота.

Система (1.2) отличается от обычно используемой (см., например, [10,11]) только иным выбором безразмерных переменных, который представляется нам более удобным для решаемой ниже задачи.

Предположим, что возмущения плотности плазмы малы ($\delta n/n_0 \ll 1$) и вызываются силами высокочастотного давления $F \sim -\partial|e|^2/\partial\zeta$ возбуждаемой пучком волны. В замагниченной плазме такие возмущения распространяются в виде ионно-звуковых волн, уравнения возбуждения которых в длинноволновом приближении имеют вид

$$\partial\eta/\partial\tau + \partial u/\partial\zeta = 0, \quad (1.3)$$

$$\partial u/\partial\tau + \partial\eta/\partial\zeta = F,$$

$$F(\tau, \zeta) = -C\partial|e|^2/\partial\zeta, \quad (1.4)$$

где $C=(v_e^2/v_T^2)(\omega_p/v_{ph})\partial v_{ph}/\partial\omega_p$, $v_T=(T_e/m)^{1/2}$ – тепловая скорость электронов плазмы; $\tau=c_s t/L$, $c_s=(T_e/M)^{1/2}$ – скорость ионного звука, M – масса ионов плазмы; $u=1/2(v/c_s)(\omega_p/v_{ph})\partial v_{ph}/\partial\omega_p$, v – скорость движения плазмы в ионно-звуковой волне.

Уравнения (1.3) дополним линейными граничными условиями общего вида на левой ($\zeta=0$) и правой ($\zeta=1$) границах замедляющей структуры

$$(1+\gamma)\eta(0, \tau) + (1-\gamma)u(0, \tau) = 0, \quad (1.5)$$

$$(1+\gamma)\eta(1, \tau) + (1-\gamma)u(1, \tau) = 0,$$

где γ – коэффициент отражения ионно-звуковой волны от границы, который мы предполагаем одинаковым для обеих границ, $-1 < \gamma < 1$.

Уравнения (1.2)–(1.5) образуют замкнутую систему, исследование решений которой проведено ниже.

2. Критерий возникновения автомодуляционного режима

В этом разделе будет получено критическое значение величины $\delta k/k$ (тока пучка), при котором стационарное распределение амплитуды ВЧ-поля и плотности плазмы становится неустойчивым. Прежде всего убедимся, что при малых токах пучка возможны стационарные решения системы (1.2) – (1.5). Действительно, при $\delta k/k \rightarrow 0$ амплитуда поля и сила ВЧ-давления (1.4) стремится к нулю, а вызываемые ею малые изменения плотности имеют порядок $\delta k/k$ и, в свою очередь влияют только на фазу ВЧ-поля (влияние на амплитуду определяется реальной частью инкремента, которая квадратична по отклонению плотности). Таким образом, при малых токах пучка не возникает обратной связи для амплитуды ВЧ-поля, которая могла бы привести к росту возмущений и неустойчивости стационарного распределения. Однако, как будет показано ниже, начиная с некоторого критического значения тока пучка, обратная связь оказывается достаточно сильной, чтобы вызвать экспоненциальный рост возмущений стационарного распределения и установление нового режима автомодуляционных колебаний.

Укажем основную математическую идею, которая будет использована в этом разделе. Одновременное решение полной системы уравнений (1.2) – (1.5) для ВЧ-поля и ионно-звуковых волн плотности представляет собой трудную задачу. Поэтому вначале мы рассмотрим отдельно систему уравнений для ионно-звуковых волн с произвольной заданной внешней силой $F(\tau, \zeta)$ и отдельно систему уравнений пучковой неустойчивости для ВЧ-поля при произвольно заданном профиле плотности плазмы $\eta(\tau, \zeta)$. Решение первой системы позволит получить функциональную зависимость профиля плотности плазмы от амплитуды ВЧ-поля, решение второй – функциональную зависимость амплитуды поля от профиля плотности плазмы. Подставляя функционал плотности в функционал ВЧ-поля, мы получим функциональное отображение только для амплитуды поля, которое можно будет исследовать на устойчивость и определить условия возникновения автомодуляционного режима.

Ниже будут использованы следующие предположения:

- длина системы достаточно большая, $\delta kL \gg 1$, что означает большой коэффициент усиления сигнала;
- на вход системы подается широкополосный сигнал.

Наибольшие изменения плотности плазмы вызывает та волна, коэффициент усиления которой максимален. Нетрудно показать, что в линейном ЛБВ-усилителе таковым является сигнал с частотой $\nu(\tau) = \int_0^1 \eta(\theta, \tau) d\theta$.

Пусть коэффициент отражения ионно-звуковой волны γ равен нулю. Это условие не является принципиальным, но позволяет значительно упростить формулы. Решая систему (1.3), (1.5) методом Фурье, получим

$$\eta(\tau, \zeta) = 1/2 \left[\int_0^\zeta F(\tau + \xi - \zeta, \xi) d\xi - \int_\zeta^1 F(\tau - \xi + \zeta, \xi) d\xi \right]. \quad (2.1)$$

Благодаря отсутствию отражений плотность зависит только от значений силы на двух приходящих в текущую точку характеристиках, то есть от значений силы в интервале времени $[\tau-1, \tau]$, и не зависит от всей предыстории процесса. Подставив выражение для силы (1.4) в (2.1), получим

$$\begin{aligned} \eta(\tau, \zeta) = & C/2 [|\varepsilon(\tau - \zeta, 0)|^2 + |\varepsilon(\tau + \zeta - 1, 1)|^2 - 2|\varepsilon(\tau, \zeta)|^2] + \\ & + C/2 [\partial/\partial\tau \int_0^\zeta |\varepsilon(\tau + \xi - \zeta, \xi)|^2 d\xi + \partial/\partial\tau \int_\zeta^1 |\varepsilon(\tau - \xi + \zeta, \xi)|^2 d\xi]. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Это и есть искомая функциональная зависимость плотности плазмы от амплитуды ВЧ-поля.

Аналитические решения уравнений (1.2) для ВЧ-поля при произвольном профиле плотности плазмы отсутствуют. Для получения приближенных решений воспользуемся ВКБ-приближением или приближением адиабатичности пространственных изменений плотности плазмы (необходимые для этого условия будут рассмотрены ниже). Опуская несущественную предэкспоненциальную зависимость поля от плотности и аппроксимируя зависимость инкремента неустойчивости от расстройки $\eta - \nu$ параболой вблизи резонанса $\eta - \nu = 0$, амплитуду ВЧ-поля можно записать в виде

$$|\varepsilon(\tau, \zeta)|^2 = |\varepsilon_0|^2 \exp \left\{ \beta \zeta - \alpha \int_0^\zeta [\eta(\tau, \xi) - \nu(\tau)]^2 d\xi \right\}, \quad (2.3)$$

где β – удвоенная реальная часть инкремента в однородной плазме:

$$\beta = (3^{1/2}/2^{1/3}) \lambda (\delta k/k), \quad (2.4)$$

$$\alpha = (2^{1/3}/3 \cdot 3^{1/2})\lambda(\delta k/k)^{-1}. \quad (2.5)$$

Сделанное выше предположение о большом коэффициенте усиления означает, что параметр $\beta \gg 1$.

Использование приближения адиабатичности прежде всего предполагает малость характерного обратного масштаба изменения параметра (в данном случае $\eta(\tau, \zeta)$) по сравнению с обратным масштабом изменения искомого решения (то есть $|\varepsilon(\tau, \zeta)|$). Из (2.3) видно, что характерным обратным масштабом изменения ВЧ-поля является инкремент β , а формула (2.2) показывает, что обратный масштаб изменения плотности $\eta(\tau, \zeta)$ имеет в стационаре такой же порядок. Таким образом, параметры находятся на границе применимости адиабатического приближения и решение (2.3) может быть неточным, но должно правильно отслеживать качественное поведение решения и совпадать по порядку величины с точным решением.

Кроме того, второй член в показателе экспоненты (2.3) был вычислен как поправка к первому, то есть должен быть много меньше его. В противном случае зависимость показателя экспоненты (2.3) от $\eta - \nu$ перестает быть квадратичной. Таким образом с учетом (2.4), (2.5) получаем условие

$$(\alpha/\beta)(1/\zeta) \int_0^\zeta [\eta(\tau, \xi) - \nu(\tau)]^2 d\xi \ll 1. \quad (2.6)$$

Из (2.2) и (2.3) следует, что для стационарного решения значение интеграла $1/\zeta \int_0^\zeta [\eta(\tau, \xi) - \nu(\tau)]^2 d\xi$ не может по порядку величины превышать $C^2 |\varepsilon_0|^4 \exp(2\beta)/(2\beta)$, и условие (2.6) сводится к следующему:

$$\alpha C^2 |\varepsilon_0|^4 \exp(2\beta)/(8\beta^2) \ll 1. \quad (2.7)$$

Чтобы получить отображение для амплитуды ВЧ-поля, нужно подставить функционал (2.2) в (2.3). Перед этим сделаем некоторые упрощения. Предположим, что вблизи критического значения тока временные градиенты амплитуды ВЧ-поля много меньше пространственных

$$\partial/\partial\tau |\varepsilon(\tau, \zeta)| \ll \partial/\partial\zeta |\varepsilon(\tau, \zeta)|. \quad (2.8)$$

Это приближение очевидно верно для стационарного решения и, как будет показано, остается верным при возникновении слабой автомодуляции. Распределение поля по длине системы (2.3) является экспоненциальным с характерным показателем много большим единицы. Поэтому можно считать всю силу ВЧ-давления сосредоточенной в узкой области вблизи правой границы и пренебречь в (2.2) значением поля на левой границе. Таким образом, с учетом (2.8) функциональная зависимость плотности от амплитуды поля может быть приближенно записана как

$$\eta(\tau, \zeta) = (C/2)[|\varepsilon(\tau + \zeta - 1, 1)|^2 - 2|\varepsilon(\tau, \zeta)|^2]. \quad (2.9)$$

Подставляя (2.9) в (2.3) и вводя обозначения

$$y(\tau, \zeta) \equiv |\varepsilon(\tau, \zeta)|^2, \quad y(\tau, 0) \equiv y_0 = |\varepsilon_0|^2, \quad (2.10)$$

получим искомое отображение

$$y(\tau, 1) = y_0 \exp\left\{\beta - \alpha(C^2/4) \int_0^1 [y(\tau + \xi - 1, 1) - 2y(\tau, \xi) - \int_0^1 (y(\tau + \xi' - 1, 1) - 2y(\tau, \xi')) d\xi']^2 d\xi\right\}. \quad (2.11)$$

Здесь мы положили $\zeta=1$, так как будем рассматривать временную эволюцию амплитуды поля на правой границе.

Пусть известно стационарное, близкое к экспоненциальному, распределение амплитуды поля

$$y^{(0)}(\zeta) \approx y_0 \exp(\beta\zeta). \quad (2.12)$$

Исследуем его на устойчивость относительно малого произвольного возмущения. Для этого положим

$$y(\tau, \zeta) = y^{(0)}(\zeta) + \delta y(\tau, \zeta). \quad (2.13)$$

Подставив (2.13) в (2.11) и сохранив только линейные по $\delta y(t, x)$ члены, получим

$$\delta y(\tau, 1) = \alpha C^2 y^{(0)}(1) \int_0^1 \delta y(\tau + \xi - 1, 1) [y^{(0)}(\zeta) - \int_0^1 y^{(0)}(\xi') d\xi'] d\xi. \quad (2.14)$$

При получении (2.14) также был использован экспоненциальный характер стационарного распределения (2.12), что позволило внести значительные упрощения в используемом приближении $\beta \gg 1$. В силу линейности отображения (2.14) будем искать решение в виде

$$\delta y(\tau, 1) \sim \exp(i\omega\tau). \quad (2.15)$$

Здесь ω , вообще говоря, комплексная величина. Положительная мнимая часть ω соответствует устойчивости, а отрицательная – неустойчивости стационарного состояния. Пограничный случай, когда ω – чисто действительная величина, отвечает искомому критическому значению параметров, при котором осуществляется переход от стационарных состояний к автомодуляции. Рассматривая мнимую и реальную части (2.14) при действительной ω с подстановкой (2.12), (2.15) получим

$$1 - \cos \omega = \omega^2 \beta / (\omega^2 + \beta^2), \quad (2.16)$$

$$1 = \alpha C^2 y_0^2 \exp(2\beta) (\omega - \sin \omega) / (\omega \beta).$$

Здесь, как и ранее, использовано приближение $\beta \gg 1$. Первое равенство (2.16) позволяет определить частоту возникающей автомодуляции, а второе – критические значения параметров. Первое уравнение (2.16) имеет два корня: $\omega=0$ и

$$\omega = \omega_c \in (\pi, 2\pi). \quad (2.17)$$

Нулевое значение частоты нужно отбросить, так как в этом случае заведомо не выполняется второе равенство (2.16). Из второго уравнения (2.16), пренебрегая множителями порядка единицы, с учетом (2.4), (2.5) получим

$$\delta k/k \approx (1/\lambda) \ln[1/(C|\epsilon_0|^2)] + (1/\lambda) \ln(\delta k/k).$$

Поскольку λ – большой параметр (длина системы, измеренная в длинах ВЧ-волн), здесь можно отбросить второе слагаемое и записать критическое значение инкремента (тока) в виде

$$(\delta k/k)_c \approx (1/\lambda) \ln[1/(C|\epsilon_0|^2)]. \quad (2.18)$$

Проверим выполнимость условий (2.7) и (2.8) в режиме автомодуляции. После подстановки второго уравнения (2.16) условие (2.7) принимает вид $1/(8\beta) \ll 1$ и, очевидно, выполняется. Подставив (2.12), (2.15) и (2.17) в условие (2.8), несложно убедиться, что оно выполняется, если частота автомодуляции ω много меньше инкремента β .

Численным решением полной системы исходных уравнений (1.2)–(1.5) была проверена справедливость всех сделанных предположений и точность полученных результатов. Так, например, пространственный профиль амплитуды ВЧ-поля действительно близок к экспоненциальному (2.12). Частота возникающей автомодуляции при различных параметрах задачи всегда лежит в интервале $(\pi, 2\pi)$ в соответствии с (2.17). И, наконец, зависимость критического значения тока от различных параметров задачи с хорошей точностью соответствует (2.18).

На рис. 1 показаны логарифмические зависимости $\lambda(\delta k/k)_c$ от $1/(C|\epsilon_0|^2)$, полученные при численном решении точных уравнений (точки) и следующие из формулы (2.18) (сплошная линия).

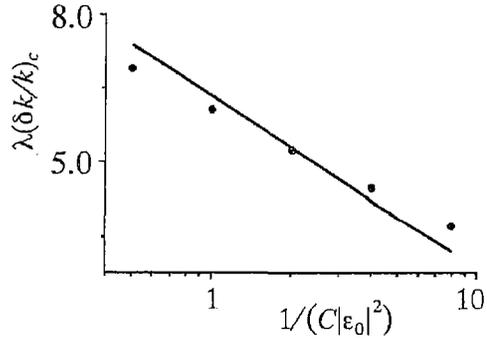


Рис. 1. Зависимости критического значения параметра $\lambda(\delta k/k)_c$ от $1/(C|\epsilon_0|^2)$

3. Численное моделирование

В предыдущем разделе было показано, что в линейном плазменно-пучковом усилителе стационарное пространственное распределение амплитуды ВЧ-поля и плотности плазмы становится неустойчивым при превышении критического значения тока пучка (2.18). В результате возникает слабая автомодуляция сигнала на частоте (2.17). Здесь мы рассмотрим как будет изменяться режим усилителя при дальнейшем увеличении тока пучка. Ввиду сложности системы, получить полную картину эволюции режимов усилителя удалось только с помощью численного решения исходных и упрощенных уравнений.

Рассмотрим основные возможности упрощения численного моделирования исходной системы (1.2)–(1.5). Поскольку известны точные решения (2.1), (2.2) уравнений в частных производных (1.3)–(1.5), исходную систему можно упростить, оставив обыкновенные дифференциальные уравнения плазменно-пучковой неустойчивости (1.2) с подстановкой плотности плазмы из (2.1) или (2.2). Это существенно упрощает и ускоряет численное решение исходных уравнений без потерь точности. Для решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений (1.2) необходимо знать двумерный массив значений амплитуды ВЧ-поля на пространственном отрезке $\zeta \in [0, 1]$ и в интервале времени $[\tau - 1, \tau]$ (τ – текущее значение времени). Этот массив используется для определения текущего профиля плотности плазмы. Таким образом, нужно держать в памяти массив значений $|\epsilon(\tau, \zeta)|^2$ на единичной площади в плоскости (τ, ζ) . Этот метод можно упростить, воспользовавшись экспоненциальным характером пространственного распределения амплитуды поля. Амплитуду поля в (2.1) можно считать отличной от нуля лишь в узкой области порядка β^{-1} вблизи правой границы системы. Это позволяет сохранять в памяти двумерный массив значений $|\epsilon(\tau, \zeta)|^2$ при $\zeta \in [1 - \beta, 1]$, то есть только на площади $\beta^{-1} \ll 1$ в плоскости (τ, ζ) .

Можно еще существенно упростить численное решение задачи, если воспользоваться приближением (2.8). В этом случае плотность можно выразить через текущее значение амплитуды поля и значение поля на правой границе (см. (2.9)). Для численного моделирования необходимо держать в памяти одномерный массив значений $|\epsilon(\tau, \zeta)|^2$ на правой границе. Получаемые таким методом решения с хорошей точностью описывают все стадии перехода к стохастическому режиму. Однако затем становится неверным используемое приближение (2.8), поскольку в спектре стохастических решений появляются высшие гармоники.

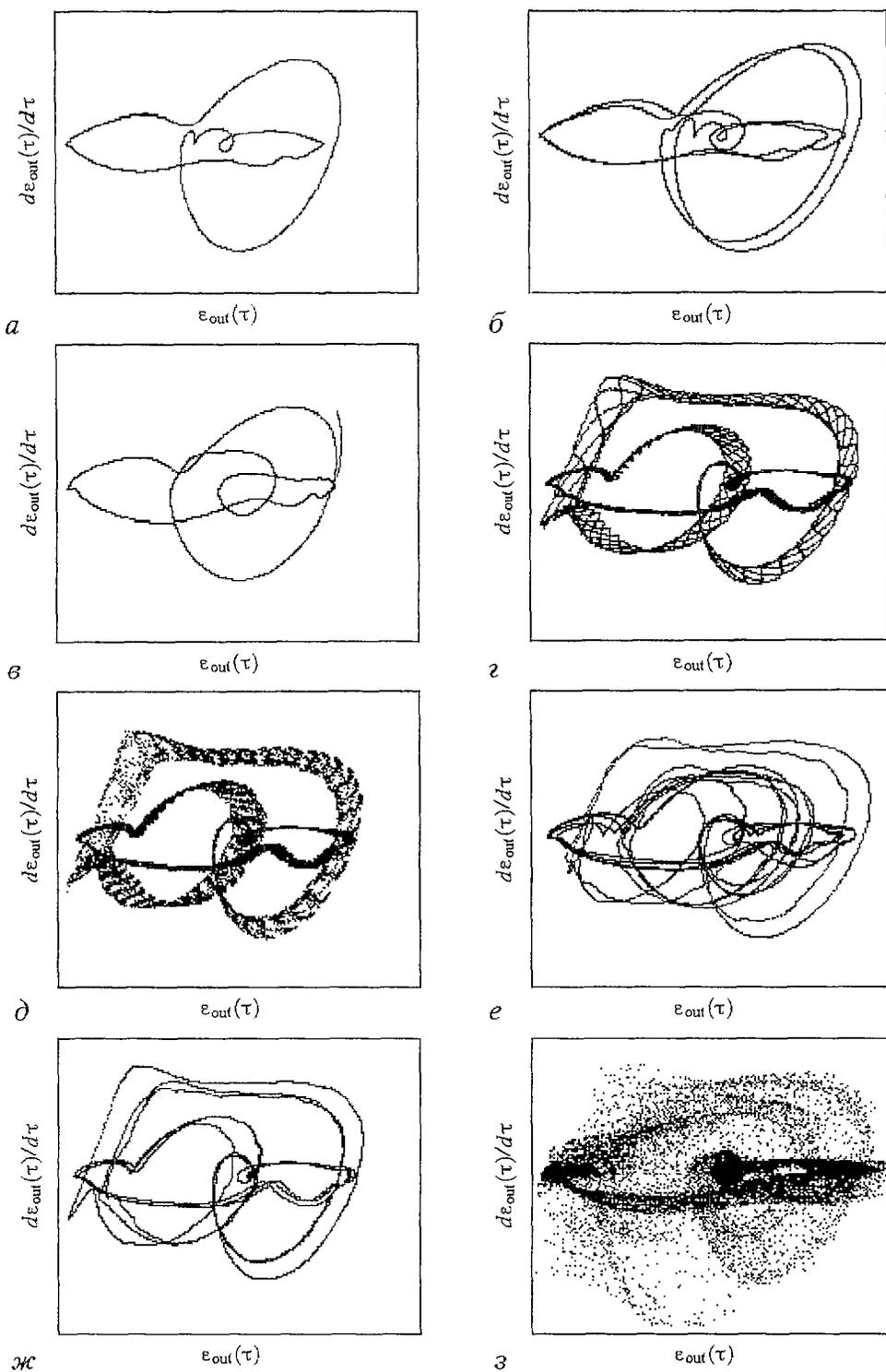


Рис. 2. Динамика изменений движения системы на плоскости $(\epsilon_{out}, d\epsilon_{out}/d\tau)$. Рисунки расположены в порядке возрастания параметра I (см. пояснения в тексте)

Численные решения, полученные указанными выше способами, показывают, что при увеличении тока пучка выше критического значения (2.18) решение (например, временная зависимость выходной амплитуды поля $\epsilon_{out}(\tau) \equiv |\epsilon(\tau, 1)|^2$) претерпевает сложные изменения. Чтобы наглядно проследить качественную эволюцию режимов, на рис. 2, а–з представлены траектории изображающей точки системы в плоскости $(\epsilon_{out}, d\epsilon_{out}/d\tau)$ при различных значениях параметра $I = (\delta k/k)^3$, пропорционального току пучка. При превышении критического значения параметра I возникает периодическая автомодуляция, приобретающая все более сложную форму по мере увеличения I (рис. 2, а). Затем происходит бифуркация удвоения периода (рис. 2, б, $I=0.03265$) и обратная бифуркация (рис. 2, в, $I=0.03370$). При значении параметра $I=0.03402$ движение системы представляет собой 6–цикл (рис. 2, г), разрушающийся при $I=0.03404$. Здесь следует отметить, что движение системы зависит, вообще говоря, от начальных условий. Пример другого конечного состояния, возникающего при одних и тех же значениях параметров, демонстрирует рис. 2, е (5–цикл). Параметр I имеет то же значение, что и на рис. 2, д. При дальнейшем увеличении параметра I наблюдается возникновение 3–цикла (рис. 2, ж, $I=0.03405$) и, наконец, хаотическое движение (рис. 2, з, $I=0.0361$).

Приведенные примеры демонстрируют разнообразие возможных состояний системы. Мы не исследовали детально тонкую структуру изменений вида движений при увеличении параметра I , поскольку рассматриваемая математическая модель СВЧ–усилителя является приближенной и ее небольшие модификации могут сильно изменить эту структуру. Однако такие грубые свойства, как возникновение регулярной и стохастической автомодуляции сохраняются при небольших изменениях исходной системы.

Заключение

Самосогласованная динамика плазмы и СВЧ–полей, возбуждаемых пучком в плазменнонаполненных замедляющих структурах, может играть определяющую роль в формировании энергетических и спектральных характеристик устройств СВЧ–электроники. Даже рассмотренный в работе простейший случай линейного усилителя показывает, что вызываемое высокочастотным давлением движение плазмы приводит к возникновению стохастических колебаний плотности плазмы в замедляющей структуре. Нестационарность плазмы, означающая нестационарность дисперсионных свойств структуры, приводит к искажению спектра усиливаемого сигнала. Спектр низкочастотных колебаний плотности определяет форму спектральной линии усилителя. Энергетические характеристики усиливаемого сигнала также связаны с динамикой плазмы в структуре, эта связь увеличивается по мере роста мощности СВЧ–сигнала.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно–технического центра, проекты № 256, № 277.

Библиографический список

1. Файнберг Я.Б. Плазменная электроника и плазменные методы ускорения заряженных частиц // Физика плазмы. 1994. Т. 20, №7–8. С. 613.
2. Шкварунец А.Г., Рухадзе А.А., Стрелков Р.С. Широкополосный релятивистский плазменный СВЧ–генератор // Физика плазмы. 1994. Т. 20, №7–8. С. 682.
3. Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Магда И.И. и др. Коллективные процессы при прохождении сильноточных релятивистских пучков через газ и плазму // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16, №7. С. 368.
4. Carmel Y., Lon W.R., Antonsen T.M. // Phys. Fluids. B.1992.Vol. 4. P. 2286.

5. Антонов А.Н., Блюх Ю.П., Дегтярь Ю.А. и др. Пучково-плазменный генератор, основанный на взаимодействии электронного пучка с плазменно-волноводной структурой, ограниченной цепочкой индуктивно связанных резонаторов // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 9. С. 777.

6. Zavjalov M.A., Mitin L.A., Perevodchikov V.I. // IEEE Trans. Pl. Sci. 1994. Vol. 22. P. 600.

7. Блюх Ю.П., Корнилов Е.А., Митин Л.А., Файнберг Я.Б. Экспериментальные исследования возбуждения мощных СВЧ-колебаний электронным пучком в гибридной замедляющей структуре с плазменным заполнением // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 9. С. 767.

8. Mitin L.A., Perevodchikov V.I., Shapiro A.L. Beam-plasma generators of stochastic microwave oscillations used for plasma heating in fusion and plasma-chemistry devices and ionospheric investigations // Proc. SPIE. Vol. 2843. Intense Microwave Pulses IV, 1996. P. 208.

9. Bliokh Yu.P., Fainberg Ya.B., Lyubarsky M.G., Podobinsky V.O. Self-consistent plasma motion as a possible mechanism of the power limitation and the pulse shortening in the plasma-filled TWT devices // Proc. SPIE. Vol. 3158. Intense Microwave Pulses V, 1997. P. 182.

10. Онищенко И.Н., Линецкий А.Р., Мациборко Н.Г. и др. К нелинейной теории возбуждения монохроматической волны электронным пучком // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. С. 407.

11. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. и др. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой электронов // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР, 1979. С. 249.

Радиоастрономический институт
НАН Украины

Институт плазменной электроники
и новых методов ускорения НИЦ «ХФТИ»
Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию 6.10.98
после переработки 29.12.98

AUTOMODULATION REGIME OF LINEAR BEAM-PLASMA MICROWAVE AMPLIFIER CAUSED BY EXCITATION OF ION-SOUND WAVES IN PLASMA

K.Yu. Bliokh, Yu.P. Bliokh, M.G. Lyubarsky, V.O. Podobinsky

A theory of the plasma-filled travelling-wave tube (TWT) linear amplifiers is developed in which the effect of ion-sound waves excited in plasma by the ponderomotive force of operating wave is taken into account. Ion-sound waves propagated against the beam form the distributed internal feedback which turns microwave amplifier into low frequency oscillator. Excited low frequency plasma variations lead to output microwave amplitude modulations. In dependence on the beam current this automodulation could be regular or stochastic.



Блюх Константин Юрьевич – 1976 года рождения, аспирант Радиоастрономического института НАН Украины. Окончил физический факультет Харьковского государственного университета (1998). Имеет 7 публикаций в отечественных и зарубежных журналах.



Блюх Юрий Павлович – 1946 года рождения. Окончил физико-технический факультет Харьковского государственного университета (1970). Начальник лаборатории Института плазменной электроники и новых методов ускорения Национального научного центра «ХФТИ». Область научных интересов – взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой, хаос в пучково-плазменных системах. Имеет более 90 публикаций в отечественных и зарубежных журналах. E-mail: bliokh@kipt.kharkov.ua



Любарский Михаил Григорьевич – 1947 года рождения. Окончил механико-математический факультет Харьковского государственного университета (1970), профессором которого является в настоящее время. Область научных интересов – теория дифференциальных уравнений и ее приложения к задачам СВЧ электроники. Имеет более 80 публикаций в отечественных и зарубежных журналах.



Подобинский Виталий Олегович – 1955 года рождения. Окончил физико-технический факультет Харьковского государственного университета (1981). Старший научный сотрудник Института плазменной электроники и новых методов ускорения Национального научного центра «ХФТИ». Область научных интересов – плазменная электроника, взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой. Имеет около 40 публикаций в отечественных и зарубежных журналах.