

УДК 533.951

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ-УСИЛИТЕЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЫ МИЛЛЕРА

© 2021 г. И. Н. Карташов¹, *, М. В. Кузелев¹, **¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: igorkartashov@mail.ru

**E-mail: kuzelev@mail.ru

Поступила в редакцию 12.06.2020 г.

После доработки 30.06.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Рассмотрена динамика плазмы в плазменном СВЧ-усилителе большой мощности с субмикросекундной длительностью импульсов. Показано, что в случае линейного режима (малая длина системы или малый уровень входного сигнала) вблизи выходной границы может сформироваться разрыв плотности плазмы за счет ухода частиц по направлению ко входу усилителя, что может привести к срыву излучения. При работе усилителя в режиме насыщения смещение плазмы имеет разнонаправленный характер, и разрыв плотности не формируется. С ростом начальной плотности плазмы эффект ее выталкивания ослабевает.

DOI: 10.31857/S0040364421010075

ВВЕДЕНИЕ

Согласно данным эксперимента, частота усиливаемого сигнала в плазменном черенковском СВЧ-усилителе несколько отличается от частоты сигнала, создаваемого на входе усилителя задающим генератором [1]. В той же работе показано, что это может быть объяснено нестабильностью параметров плазмы в СВЧ-усилителе. Плазма в таком усилителе создается путем ионизации остаточного газа вспомогательным нерелятивистским электронным пучком малой плотности. Поскольку такая плазма отличается высокой стабильностью (характерное время распада составляет порядка сотни микросекунд), причина ее изменения за время СВЧ-импульса усилителя (не более одной микросекунды) может быть обусловлена только воздействием на плазму релятивистского сильноточного пучка или СВЧ электромагнитного поля. Ниже обсуждается возможность воздействия на плазму в усилителе со стороны электромагнитного поля усиливаемого сигнала.

Амплитуда усиливаемой электромагнитной волны¹ нарастает от входа усилителя ($z = 0$) к его выходу ($z = L$). Со стороны поля неоднородной электромагнитной волны на заряженную частицу действует средняя сила (сила Миллера) [2, 3], выталкивающая частицу в область слабого поля. Влияние силы Миллера на пучково-плазменную

неустойчивость в непрерывном режиме исследовалось в [4]. Это влияние приводит к установлению пространственной модуляции плотности как баланса высокочастотного давления (за счет силы Миллера) и добавочного газокINETического давления в плазме. Ввиду выраженного резонансного характера пучковой неустойчивости это может приводить к нарушению резонансных условий и подавлению неустойчивости. В настоящей работе рассмотрено влияние силы Миллера на пучково-плазменную неустойчивость в импульсном режиме, когда стационарные состояния с модулированной плотностью плазмы не устанавливаются, а частицы плазмы испытывают импульсное воздействие со стороны неоднородного в продольном направлении СВЧ-поля. Выталкивание электронов из области сильного переменного поля имеет и важные практические приложения. В оптической области частот выталкивание электронов из области распространения короткого лазерного импульса приводит к образованию сильных электрических полей и ускорению электронов [5–7].

ВЫТАЛКИВАНИЕ ПЛАЗМЫ УСИЛИВАЕМЫМ СВЧ-ПОЛЕМ

Вычислим среднюю силу, действующую на электрон плазмы в поле неоднородной СВЧ-волны. Учитывая, что из-за наличия сильного продольного внешнего магнитного поля, используемого в системах плазменной СВЧ-электроники, электроны могут смещаться только в продольном

¹ В плазменном усилителе с тонкой трубчатой замагниченной плазмой это — плазменная кабельная волна.

направлении – параллельно оси z , запишем следующее уравнение движения электронов плазмы:

$$m \frac{d^2 z_e}{dt^2} = e \frac{1}{2} [E_z(z_e, r_p) \exp(-i\omega t + ikz_e) + C.C.]. \quad (1)$$

Здесь r_p – радиус плазменной трубки, ω – частота СВЧ-поля, $k \approx \omega/u$ – продольное волновое число (u – скорость пучка), $E_z(z_e, r_p)$ – медленная комплексная амплитуда усиливаемой волны, символами $C.C.$ здесь и далее обозначено комплексно сопряженное к предшествующему слагаемому. Медленное изменение амплитуды $E_z(z_e, r_p)$ обусловлено усилением волны.

Представим решение уравнения (1) в виде

$$z_e(t) = \hat{z}_e(t) + \tilde{z}_e(t), \quad (2)$$

где $\hat{z}_e(t)$ – медленная функция времени, а функция $\tilde{z}_e(t)$ описывает быстрые осцилляции, происходящие за время $\sim 2\pi/\omega$, и удовлетворяет неравенству

$$|k\tilde{z}_e| \ll 1. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (1), учитывая неравенство (3) и разделяя быстрые и медленные процессы, имеем

$$m \frac{d^2 \tilde{z}_e}{dt^2} = e \frac{1}{2} [E_z(\hat{z}_e, r_p) \exp(-i\omega t + ik\hat{z}_e) + C.C.],$$

$$m \frac{d^2 \hat{z}_e}{dt^2} = e \frac{1}{2} \times$$

$$\times \left\langle \tilde{z}_e \left[\left(ik + \frac{\partial}{\partial \hat{z}_e} \right) E_z(\hat{z}_e, r_p) \exp(-i\omega t + ik\hat{z}_e) + C.C. \right] \right\rangle,$$

где угловые скобки означают усреднение по периоду колебаний $2\pi/\omega$, а производная $\partial/\partial \hat{z}_e$ действует только на амплитуду. Учитывая медленность функций $E_z(\hat{z}_e, r_p) \exp(ik\hat{z}_e)$, решение первого уравнения (4) запишем в виде

$$\tilde{z}_e = -\frac{1}{2} \frac{e}{m\omega^2} [E_z(\hat{z}_e, r_p) \exp(-i\omega t + ik\hat{z}_e) + C.C.]. \quad (5)$$

Подставляя далее выражение (5) во второе уравнение (4) и отбрасывая быстро осциллирующие члены, получим следующее выражение для медленной составляющей координаты электрона:

$$m \frac{d^2 \hat{z}_e}{dt^2} = -\frac{1}{4} \frac{e^2}{m\omega^2} \frac{\partial}{\partial \hat{z}_e} |E_z(\hat{z}_e, r_p)|^2. \quad (6)$$

Правая часть уравнения (6) является искомой силой Миллера, действующей на электрон в неоднородном поле.

В плазменном усилителе на линейной стадии усиления амплитуда $E_z(z, r_p) = E_0 \exp(\delta k z)$, где E_0 – амплитуда СВЧ-поля на входе, а $\delta k > 0$ – коэффициент усиления, известный из линейной тео-

рии [8]. При этом из уравнения (6) для силы Миллера имеем

$$F_e(z) = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{m\omega^2} \delta k |E_0|^2 \exp(2\delta k z). \quad (7)$$

Аналогичные вычисления для силы Миллера, действующей непосредственно на ионы, дают следующий результат:

$$F_i(z) = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{M\omega^2} \delta k |E_0|^2 \exp(2\delta k z). \quad (8)$$

В уравнении (8) M – масса иона.

Как видим, сила Миллера выталкивает частицы плазмы в область слабого поля, т.е. на линейной стадии работы усилителя по направлению к его входу. Таким образом, сила Миллера способствует уходу плазмы за пределы области усиления. Рассмотрим динамику этого процесса. Сила Миллера, действующая на ион, в M/m раз меньше силы Миллера, действующей на электрон. Поэтому электроны и ионы смещаются под действием силы Миллера по-разному. Смещение иона оказывается меньше смещения электрона (за одинаковый промежуток времени) в $(M/m)^2$ раз. В результате электроны плазмы смещаются относительно ионов, нарушается квазинейтральность плазмы и возникает продольное квазистатическое электрическое поле – амбиполярное поле. Сила амбиполярного поля противодействует силе Миллера, действующей на электроны, но подтягивает в сторону входной границы ионы плазмы. Плазма начинает постепенно выходить из области усиления, т.е. имеет место амбиполярное смещение плазмы в неоднородном СВЧ-поле. Заметим, что в системах плазменной СВЧ-электроники столкновениями электронов обычно пренебрегается, поскольку время между столкновениями велико по сравнению с длительностью импульса и временем пролета электронами пространства взаимодействия электродинамической системы. Тепловые эффекты в плазме и пучке могут быть учтены, но их действие сведется к некоторому уменьшению инкремента неустойчивости δk , который вычислен в [9–11], в том числе и в рамках кинетической модели. Таким образом, смещение плазмы как целого за счет амбиполярного поля носит механический, а не диффузионный характер.

Для качественного описания амбиполярного смещения рассмотрим однородный одномерный слой квазинейтральной плазмы $0 < z < L$, в котором на электроны и ионы действуют постоянные внешние силы F_e и F_i . Смещения электронов и ионов относительно положения равновесия обозначим через $\hat{z}_e(t)$ и $\hat{z}_i(t)$ соответственно. Эти

величины, очевидно, удовлетворяют следующим уравнениям:

$$m\hat{z}_e'' + 4\pi e^2 n_0 \hat{z}_e - 4\pi e^2 n_0 \hat{z}_i = F_e, \quad (9)$$

$$M\hat{z}_i'' + 4\pi e^2 n_0 \hat{z}_i - 4\pi e^2 n_0 \hat{z}_e = F_i.$$

Два последних слагаемых в левых частях обоих уравнений (9) описывают воздействие на заряженные частицы самосогласованного поля, возникающего при разделении зарядов, при этом n_0 – невозмущенная плотность плазмы. Решения уравнений (9) с нулевыми начальными условиями имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{z}_e = & \frac{1}{2} \frac{F_e + F_i}{M + m} t^2 + \frac{F_e M - F_i m}{\omega_{Li}^2 (M + m)^2} \times \\ & \times \left(1 - \cos \sqrt{\omega_{Le}^2 + \omega_{Li}^2} t \right), \quad \hat{z}_i = \frac{1}{2} \frac{F_e + F_i}{M + m} t^2 - \\ & - \frac{F_e M - F_i m}{\omega_{Le}^2 (M + m)^2} \left(1 - \cos \sqrt{\omega_{Le}^2 + \omega_{Li}^2} t \right), \end{aligned} \quad (10)$$

где ω_{Le} и ω_{Li} – электронная и ионная ленгмюровские частоты. При выполнении неравенств $F_e \gg F_i$, $M \gg m$ решения (10) упрощаются:

$$\begin{aligned} \hat{z}_e = & \frac{1}{2} \frac{F_e}{M} t^2 + \frac{F_e}{M \omega_{Li}^2} (1 - \cos \omega_{Le} t), \\ \hat{z}_i = & \frac{1}{2} \frac{F_e}{M} t^2 - \frac{m}{M} \frac{F_e}{M \omega_{Li}^2} (1 - \cos \omega_{Le} t). \end{aligned} \quad (11)$$

Из решений (10) и (11) видно, что смещение электронов и ионов имеет как постоянную составляющую, так и осцилляторную с электронной ленгмюровской частотой. Осцилляции связаны с возбуждением плазменных колебаний в системе при разделении зарядов за счет различных ускорений, сообщаемых электронам и ионам. На временах $t \gg \omega_{Li}^{-1} = \omega_{Le}^{-1} \sqrt{M/m}$ роль этих осцилляций ослабевает и доминирующими становятся одинаковые первые слагаемые в (11). Таким образом, плазма как целое равноускоренно перемещается с ускорением F_e/M . Из уравнений (9) также легко заметить, что центр масс системы электрон-ион движется в соответствии с уравнением

$$\hat{z}'' = \frac{F_e + F_i}{M + m} \approx \frac{F_e}{M}. \quad (12)$$

В случае плазменного усилителя, работающего в линейном режиме, сила F_e определяется формулой (7) и зависит от координаты z . Однако, если эта зависимость медленная, то формула (12) применима и в этом случае. Подставляя в (12) силу (7), получаем следующее уравнение для центра масс системы электрон-ион при амбиполярном смещении:

$$\frac{d^2 \hat{z}}{dt^2} = -\frac{1}{2} \delta k \frac{e^2}{m M \omega^2} |E_0|^2 \exp(2\delta k \hat{z}). \quad (13)$$

Решая уравнение (13) с начальными условиями

$$\hat{z}(t=0) = z_0, \quad \frac{d\hat{z}}{dt}(t=0) = 0, \quad (14)$$

определяем функцию $\hat{z}(t, z_0)$ и по этой функции, используя метод интегрирования по начальным данным [12], находим выражение для плотности плазмы в усилителе

$$n(t, z) = n_0 \int_0^L \delta[z - \hat{z}(t, z_0)] dz_0. \quad (15)$$

Если амплитуда входного сигнала достаточно велика, то при заданной длине плазменного СВЧ-усилителя возможно насыщение пучково-плазменной неустойчивости и выход усилителя на нелинейный режим работы. В этом случае пространственная динамика усиления описывается системой нелинейных уравнений [8]:

$$\begin{aligned} (1 - \alpha_p \hat{L}) j = & \theta \alpha_p \alpha_b \hat{L} \rho, \quad \frac{dy}{d\xi} = \eta, \\ \frac{d\eta}{d\xi} = & \frac{i}{2} \left(1 + 2\gamma^2 \frac{u^2}{c^2} \eta \right)^{3/2} \times \\ & \times [\exp(-iy) \hat{L} (j + \alpha_b \rho) - C.C.], \\ j(\xi=0) = & j_0, \quad y(\xi=0) = y_0, \quad \eta(\xi=0) = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь j и $\rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(iy) dy_0$ – безразмерные амплитуды тока в плазме и плотности электронного пучка; $\eta = 1 - v_z/u$, $y = \omega t - \xi$ и $\xi = \omega z/u$ – безразмерные скорость электронов пучка, время и координата; $\hat{L} = 1 - 2i\gamma^2 d/d\xi$ – дифференциальный оператор; α_p и α_b – параметры плотности плазмы и пучка; θ – коэффициент связи пучковой и плазменных волн. Последние три величины определяются геометрическими параметрами системы [8]. Амплитуда напряженности электрического поля в плазме связана с амплитудой тока соотношением

$$E_z(z, r_p) = -i \frac{m}{e} \omega u \gamma^{3/2} \frac{\omega_b}{\omega_p} \frac{j(z)}{\sqrt{\alpha_p \alpha_b \theta}}. \quad (17)$$

Разрешая систему (16), можно получить пространственное распределение поля в плазменном СВЧ-усилителе. Используя выражение в правой части (6) для силы Миллера и подставляя его в уравнение движения (12), получим нелинейное обобщение уравнения (13). Его решение вместе с начальными условиями (14) после вычисления интеграла (15) дает динамику пространственной плотности плазмы в плазменном СВЧ-усилителе

с учетом нелинейного насыщения пучковой неустойчивости.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для вычислений будем ориентироваться на следующие значения пучково-плазменной системы, используемой в экспериментальных исследованиях [1]: скорость электронного пучка $u = 2.6 \times 10^{10}$ см/с, его ток – 2 кА, плотность плазмы $n_0 = 10^{12}$ см $^{-3}$, радиус волновода $R = 4.9$ см, средние радиусы плазмы и пучка $r_p = 2$ см и $r_b = 1.25$ см, их толщины $\Delta_p = 0.2$ см и $\Delta_b = 0.5$ см, длина системы $L = 50$ см, частота и мощность задающего генератора $\omega/2\pi = 2.71$ ГГц и $P_0 = 50$ кВт. Рабочим газом является ксенон.

На рис. 1 представлено пространственное распределение напряженности продольной компоненты электрического поля в усилителе, вычисленное с помощью (16) и (17) для двух значений начальной плотности плазмы $n_0 = 10^{12}$ см $^{-3}$ (кривая 1) и $n_0 = 2 \times 10^{12}$ см $^{-3}$ (кривая 2). Такие значения выбраны, исходя из того, что они соответствуют граничным значениям характерного

диапазона изменения плотности плазмы в экспериментах. Уровень входного сигнала для обеих кривых примерно одинаков. При меньшей плотности плазмы пространственный инкремент неустойчивости больше и уровень сигнала, при котором достигается насыщение, примерно в два раза выше. На том же графике штриховыми линиями показаны те же зависимости, но в логарифмическом масштабе. Сравнение кривых показывает, что при низкой плотности плазмы выход на насыщение неустойчивости осуществляется через промежуточную область более быстрого (чем дает линейная теория) роста сигнала. На рис. 1 длина системы и уровень входного сигнала выбраны такими, что вблизи выхода усилителя неустойчивость насыщается и рост амплитуды усиливаемой волны прекращается, т.е. реализуется нелинейный режим работы. Уменьшая длину или уровень входного сигнала, приходим к ситуации, когда нелинейные эффекты не успеют проявиться и, таким образом, усилитель работает в линейном режиме.

Неоднородное в продольном направлении СВЧ-поле с различными участками пространственной зависимости приводит к появлению силы Миллера и выталкиванию плазмы. Действие силы Миллера оказывается различным в зависимости от режима работы усилителя (линейный режим или режим насыщения). Рассмотрим плазму с плотностью $n_0 = 10^{12}$ см $^{-3}$ и начнем с линейного режима работы усилителя. Заранее ясно, что при достаточно низком уровне входного сигнала усиленный сигнал на выходе также будет слабым, сила Миллера мала и плазма не успеет существенно сместиться. При уровне сигнала на входе усилителя в два раза меньшем, чем на рис. 1, нелинейные эффекты на заданной длине не проявляются, однако действие силы Миллера оказывается существенным. На рис. 2 представлены пространственные зависимости плотности плазмы для различных моментов времени. Ввиду растущей (экспоненциально) зависимости поля от координаты сила Миллера направлена влево (в сторону слабого поля), что и приводит к однонаправленному смещению плазмы, причем тем сильнее, чем ближе к выходу расположены частицы. Это ведет к формированию разрыва плотности вблизи выходной границы длиной до 1.5 см и может спровоцировать запираение излучения. Уплотнение плазмы вблизи разрыва не имеет существенного значения, а приводит только к незначительному локальному изменению пространственного инкремента неустойчивости. Заметим, что о формировании разрыва в плотности плазмы сообщалось в работах [13, 14], где на основе прямого численного моделирования методом particle-in-cell установлен факт укорочения импульса генерации в плазменном релятивистском СВЧ-генераторе

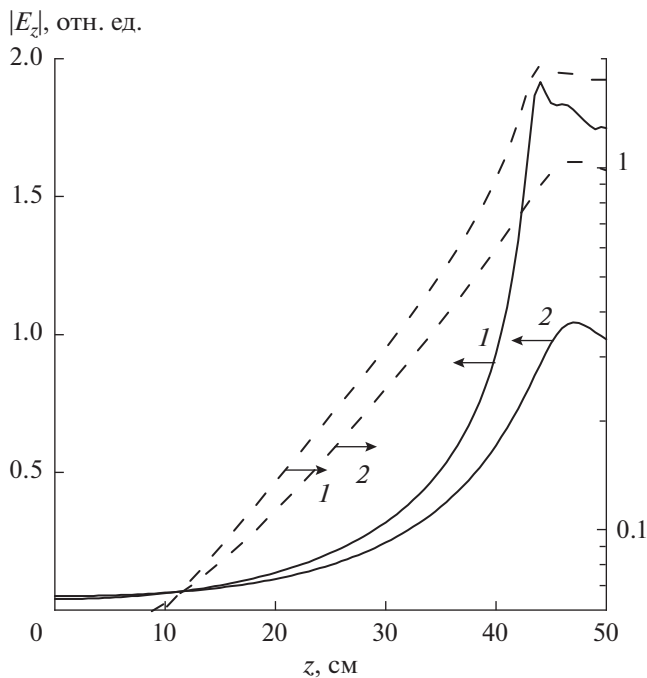


Рис. 1. Пространственное распределение напряженности электрического поля волны для плотностей плазмы $n_0 = 10^{12}$ см $^{-3}$ (1) и $n_0 = 2 \times 10^{12}$ см $^{-3}$ (2): штриховые линии – те же зависимости в логарифмическом масштабе.

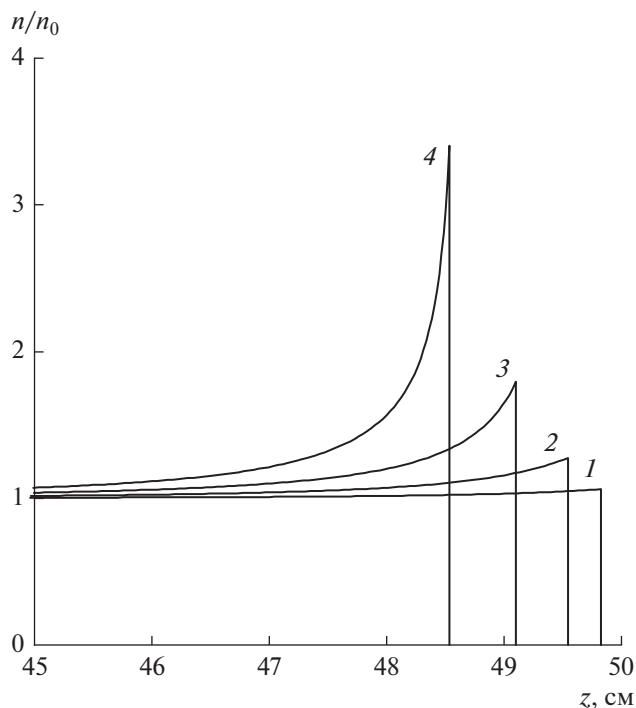


Рис. 2. Пространственное распределение плотности плазмы в усилителе в линейном режиме работы для различных моментов времени: 1 – $t = 100$ нс, 2 – 200, 3 – 300, 4 – 400.

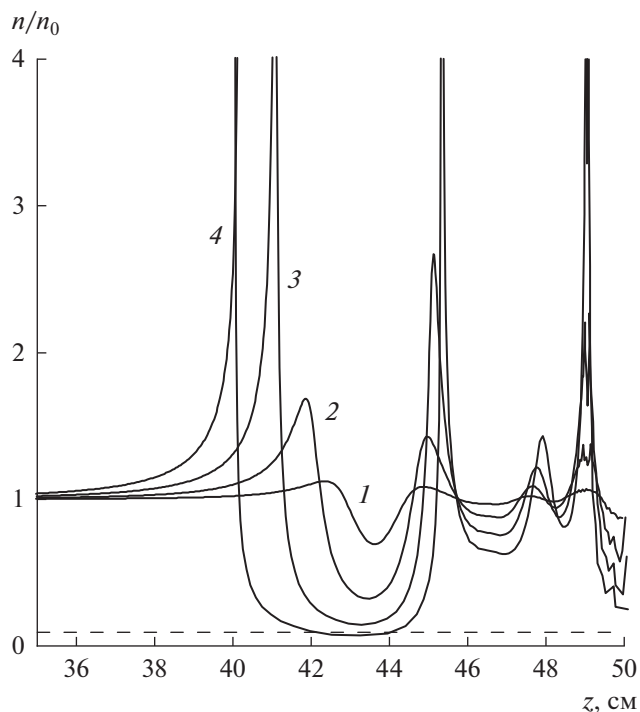


Рис. 3. Пространственное распределение плотности плазмы в усилителе в режиме насыщения работы для различных моментов времени: 1–4 – то же, что на рис. 2; штриховая линия – критическая плотность плазмы для рассматриваемой частоты.

наносекундной длительности. В этих работах в качестве основной причины формирования разрыва указывался уход плазмы за счет отрицательного потенциала, возникающего на коллекторе электронов. Возможно, влияние силы Миллера имело место и в этих случаях, но выделить отдельные механизмы на основе моделирования движения частиц затруднительно. Кроме того, как будет указано ниже, сила Миллера не во всех случаях оказывает существенное влияние на динамику плотности плазмы. В частности, при увеличении концентрации электронов ее вклад ослабевает.

Иная ситуация имеет место при работе усилителя в режиме насыщения. При уровне входного сигнала, как на рис. 1, действие силы Миллера и смещение плазмы имеют разные направления для различных участков плазменного столба. Вблизи входной границы усилителя напряженность поля имеет еще малое значение и сила Миллера не приводит к существенному смещению плазмы. На участке вблизи точки насыщения сила Миллера выталкивает плазму влево, а на участке вблизи выходной границы – вправо. В результате на расстоянии порядка 10 см от выхода усилителя формируется сложная пространственная структура (рис. 3). Один из элементов этой структуры – область с пониженной плотностью плазмы. Однако вплоть до времени окончания им-

пульса тока электронного пучка ($t = 400$ нс) плотность плазмы не опускается ниже критической, сохраняя условия для распространения плазменной волны, т.е. разрыв не формируется и импульс излучения не срывается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена динамика плазмы в СВЧ-усилителе с начальной плотностью $n_0 = 10^{12}$ см $^{-3}$. В зависимости от режима работы усилителя (линейный или режим насыщения) смещение плазмы имеет разный характер. При линейном режиме (малая длина системы или малый уровень входного сигнала) вблизи выходной границы может сформироваться разрыв плазмы за счет ухода частиц по направлению ко входу усилителя и произойдет срыв излучения. При работе усилителя в режиме насыщения смещение плазмы имеет разнонаправленный характер и разрыв плотности не формируется. Область пониженной плотности плазмы не препятствует распространению волны при значениях плотности выше критической. При увеличении n_0 до 2×10^{12} см $^{-3}$, как видно на рис. 1, уровень насыщения по продольной компоненте электрического поля снижается примерно в два раза. Ввиду квадратичной зависимости от

поля силы Миллера это приводит к ее уменьшению в четыре раза. Дополнительно уменьшение силы Миллера вызывается и снижением инкремента неустойчивости δk . Таким образом, смещение плазмы происходит существенно медленней и это не приводит к значительной модуляции плотности плазмы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-00625.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Карташов И.Н., Кузелев М.В., Стрелков П.С., Тараканов В.П.* Влияние неустойчивости плазмы на спектр и форму СВЧ-импульсов плазменного релятивистского СВЧ-усилителя // *Физика плазмы*. 2018. Т. 44. № 2. С. 250.
2. *Миллер М.А.* Движение заряженных частиц в высокочастотных электромагнитных полях // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1958. Т. 1. № 3. С. 110.
3. *Гапонов А.В., Миллер М.А.* Потенциальные ямы для заряженных частиц в высокочастотном электромагнитном поле // *ЖЭТФ*. 1958. Т. 34. № 1. С. 242.
4. *Блиох Ю.П., Любарский М.Г., Землянский Н.М. и др.* Влияние пондеромоторной силы на развитие пучково-плазменной неустойчивости // *Физика плазмы*. 2003. Т. 29. № 4. С. 336.
5. *Tajima T., Dawson J.M.* Laser Electron Accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 43. P. 267.
6. *Андреев Н.Е., Горбунов Л.М.* Лазерно-плазменное ускорение электронов // *УФН*. 1999. Т. 169. С. 53.
7. *Костюков И.Ю., Пухов А.М.* Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы // *УФН*. 2015. Т. 185. С. 89.
8. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С.* Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: Ленанд, 2018.
9. *Карташов И.Н., Кузелев М.В.* Возбуждение поверхностных плазменных волн в СВЧ-источниках излучения электронным пучком с учетом теплового разброса // *ТВТ*. 2018. Т. 56. № 3. С. 346.
10. *Карташов И.Н., Кузелев М.В.* О влиянии разброса электронов пучка по скоростям на механизм черенковского пучково-плазменного взаимодействия // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3: Физика. Астрономия*. 2016. № 6. С. 15.
11. *Kartashov I.N., Kuzelev M.V.* Cherenkov Instability of a Magnetized Beam-Plasma System with Allowance for a Momentum Spread of Beam Electrons // *Physics of Wave Phenomena*. 2017. V. 25. № 1. P. 43.
12. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: URSS, 2018.
13. *Богданкевич И.Л., Лоза О.Т., Павлов Д.А.* Укорочение импульса излучения плазменного релятивистского СВЧ-генератора в численных расчетах с моделированием плазмы по методу крупных частиц // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2010. № 2. С. 16.
14. *Ернылева С.Е., Богданкевич И.Л., Лоза О.Т.* Механизм укорочения импульса излучения плазменного релятивистского СВЧ-генератора // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2013. № 7. С. 10.