

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО РАСПАДА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СТОХАСТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕ

*А.Н. Антонов, В.А. Буц, О.Ф. Ковпик, Е.А. Корнилов, И.К. Ковальчук,
В.Г. Свиченский, Д.В. Тарасов*

*Национальный Научный Центр «Харьковский Физико-технический институт»,
Харьков, Украина
E-mail: vbuts@kipt.kharkov.ua*

Приведены результаты исследований возможности преобразования энергии узкополосных регулярных спектров генераторов в широкополосные шумовые спектры. При этом используется механизм стохастической распадной неустойчивости. Показано, что при превышении некоторого уровня колебаний, вводимых в плазменный резонатор, спектры их существенно уширяются и становятся шумовыми. Теоретические и экспериментальные результаты исследований качественно совпадают. Обнаружено, что существуют условия, при которых в плазменном резонаторе реализуется режим, аналогичный режиму Ферми-Паста-Улама для нелинейной струны. Эксперимент выполнен в условиях электронно-циклотронного резонанса для колебаний с частотой 2,77 ГГц, мощностью до 1 МВт в плазме плотностью 10^9 см^{-3} при электронной температуре $\sim 60 \text{ эВ}$. Показана возможность уширения в десятки раз спектра колебаний, формируемых магнетронным генератором.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для формирования излучения с заданными спектральными характеристиками в плазме мы предлагаем использовать особенности динамики заряженных частиц и электромагнитных колебаний при достаточно больших напряженностях электромагнитных полей. Такой подход позволяет разделить процесс трансформации энергии потоков заряженных частиц в энергию электромагнитного излучения с последующим формированием спектра излучения. Механизмами уширения спектров возбуждаемых колебаний может быть хаотическая динамика частиц, а также хаотическая динамика нелинейного взаимодействия волн. Причем, основное внимание обращается на использование распадных процессов с хаотической динамикой. Для реализации распадных процессов необходимо, чтобы дисперсия плазменной электродинамической структуры обладала определенными свойствами – спектр должен быть распадным. Кроме того, для реализации хаотической динамики распадного процесса необходимо, чтобы расстояние между собственными типами колебаний электродинамической структуры удовлетворяло определенным дополнительным соотношениям.

Такие процессы могут быть реализованы в плазменном цилиндре, помещенном в соосный с ним металлический кожух.

Ниже приведены результаты теоретического и экспериментального изучения колебаний цилиндрического резонатора, частично заполненного плазмой. Показано, что при возбуждении такой колебательной системы достаточно интенсивным внешним источником с узкой спектральной линией колебание такой системы оказывается широкополосным и шумовым. Таким образом, наблюдается режим

стохастического распада. Простейшей моделью такой колебательной системы может быть модель нелинейной струны. Как известно, колебание нелинейной струны обладает высокой степенью регулярности. Впервые такие режимы были обнаружены Ферми, Пастой и Уламом и известны как проблема Ферми-Паста-Улама (ФПУ). В экспериментах при подавлении процесса развития стохастической неустойчивости частиц плазмы были обнаружены аналогичные режимы. Они проявляются в том, что первоначально возбужденные моды вначале распределяют свою энергию по большому количеству собственных мод резонатора с плазмой, а затем практически полностью восстанавливают свои первоначальные значения. В описанных ниже экспериментах наблюдалось три таких возврата. Ограниченное количество возвратов обусловлено тем фактом, что в условиях эксперимента остаются условия развития стохастической неустойчивости движения частиц плазмы, которые разрушают корреляцию взаимодействия волн, а также благодаря диссипативным процессам.

2. СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА, ЗАПОЛНЕННОГО ПЛАЗМОЙ

В настоящем разделе представлены результаты аналитических исследований дисперсионных свойств металлического волновода, частично заполненного плазмой. Основные результаты касаются области верхнего гибридного резонанса. Для этого используется дисперсионное уравнение, представленное в [1]. Дисперсионные свойства такой системы, но в другой области параметров, исследовались, например в [2].

Рассмотрим цилиндрический идеально проводящий волновод радиуса b , частично заполненный плазмой с плазменной частотой ω_p . Плазма представляет собой цилиндр радиуса a , соосный с волноводом. Вся система помещена в постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси системы. В такой системе могут существовать как быстрые, так и медленные волны. Нас, прежде всего, интересуют быстрые волноводные моды, которые могут участвовать в распадных процессах. Дисперсионное уравнение для быстрых волн получено отдельно, аналогично тому, как это сделано для медленных волн в [1]. Уравнение для медленных волн, приведенное в [1], является громоздким и не очень удобным для аналитического анализа. Поэтому оно было преобразовано к следующему виду:

$$\begin{aligned} & \left(y_1 + \frac{\kappa \Delta_{00}(a)}{\Delta_{10}(a)} \right) \left(y_2 + \frac{\kappa \Delta_{01}(a)}{\Delta_{11}(a)} \right) f_2 - \\ & - \left(y_1 + \frac{\kappa \Delta_{01}(a)}{\Delta_{11}(a)} \right) \left(y_2 + \frac{\kappa \Delta_{00}(a)}{\Delta_{10}(a)} \right) f_1 = \\ & = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\kappa \Delta_{00}(a)}{\Delta_{10}(a)} \left[f_2 y_2 - f_1 y_1 + \frac{\kappa \Delta_{01}(a)}{\Delta_{11}(a)} (f_2 - f_1) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где ω – возбуждаемая в системе частота, $\kappa^2 = k_z^2 - k^2$, $k = \omega / c$, k_z – продольное волновое число, ω – частота колебаний,

$$y_{1,2} = (k_{1,2} J_0(k_{1,2} a)) / (k J_1(k_{1,2} a)),$$

$\Delta_{ik}(r) = K_i(\kappa r) I_k(\kappa b) - (-1)^{i+k} I_i(\kappa r) K_k(\kappa b)$, $I_i(x)$ – модифицированная функция Бесселя, $K_i(x)$ – функция Макдональда, $k_{1,2}$ – поперечные волновые числа, описывающие поперечную структуру поля в плазме, которые имеют вид:

$$\begin{aligned} k_{1,2}^2 = & - \left[k_z^2 - k^2 (1 - \omega_p^2 / \omega^2) \right] - \\ & \frac{\omega_p^2 \omega_h^2 (k_z^2 + k^2)}{2 \omega^2 \Delta \omega^2} \pm \\ & \pm \frac{\omega_p^2 \omega_h^2 \sqrt{4 k_z^2 k^2 \Delta \omega^2 + \omega_h^2 (k_z^2 + k^2)^2}}{2 \omega^2 |\Delta \omega^2|}, \end{aligned} \quad (2)$$

$\Delta \omega^2 = \omega^2 - \omega_h^2 - \omega_p^2$, ω_h – электронная циклотронная частота,

$$f_{1,2} = \omega_h \kappa^2 \mp \text{sign}(\Delta \omega^2) \sqrt{4 k_z^2 k^2 \Delta \omega^2 + \omega_h^2 (k_z^2 + k^2)^2}.$$

Дисперсионное уравнение для быстрых волн имеет структуру, подобную (1), только функции $\Delta_{ik}(r)$ заменяются на другие, содержащие функции Бесселя и Неймана. В каждое из уравнений входят поперечные волновые числа $k_{1,2}$, определяемые выражением (2). Квадраты этих чисел могут быть как отрицательными, так и положительными. В зависимости от их знаков дисперсионные уравнения будут иметь совершенно разную форму и структуру решений. Выражения (2) были проанализированы для области частот вблизи верхнего гибридного резонанса, $\Delta \omega^2 \ll \omega^2$, ω_h^2 , $\omega^2 \square \omega_h^2$. Мы

предполагаем, что $\omega_p^2 \ll \omega^2$. В областях $\Delta \omega^2 > 0$ и $\Delta \omega^2 < 0$ одно из чисел $k_{1,2} \square |\kappa|$ и не зависит от приложенного магнитного поля. Второе наоборот, определяется величиной ω_h . В рассматриваемой задаче есть два малых параметра: $\omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$ и $\Delta \omega^2 / \omega_h^2 \ll 1$. От соотношения между ними существенно зависит характер решений дисперсионных уравнений. В зависимости от выполнения неравенств $\omega_p^2 / \omega^2 < |\Delta \omega^2|$ или $\omega_p^2 / \omega^2 > |\Delta \omega^2|$ существенно изменяется характер второго волнового числа. В частности, в области быстрых волн, при выполнении первого из этих условий, дисперсионные свойства системы остаются близкими к дисперсии цилиндрического волновода без плазмы. В этом случае для обоих чисел выполняется условие $k_{1,2} \square |\kappa|$, а структура поля в области плазмы близка к вакуумной.

3. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННЫХ УРАВНЕНИЙ

Дисперсионные уравнения для быстрых и медленных волн могут быть упрощены и проанализированы для разных областей параметров при выполнении условий $|\kappa| a > 1$, $|\kappa| b > 1$ и $b \gg a$. В этом случае цилиндрические и модифицированные цилиндрические функции могут быть заменены их асимптотическими приближениями. Мы определили области постоянства знаков $k_{1,2}^2$ и возможность существования решений в них. Дисперсионные уравнения удобно решать относительно продольного волнового числа k_z . Что касается быстрых волн, то влияние плазмы на дисперсию мало при выполнении условия $\omega_p^2 / \omega^2 < |\Delta \omega^2|$, что отмечалось в конце предыдущего раздела. При выполнении противоположного неравенства, число решений в области $\Delta \omega^2 > 0$ конечно и примерно равно целой части отношения $4b/a$.

Уравнение для медленных волн при условии $\Delta \omega^2 > 0$ по всей видимости не имеет решения. Для установления этого факта нужен тщательный анализ этого уравнения. Для области частот ниже верхней гибридной $\Delta \omega^2 < 0$ в случае $\omega_p^2 / \omega^2 > |\Delta \omega^2|$ уравнение имеет бесконечное число решений. В противоположном случае, когда k_1^2 положительно на ограниченном интервале продольных волновых чисел k_z , дисперсионное уравнение для медленных волн имеет конечное число решений. В этом случае, помимо оценки числа решений, удастся также получить приближенные значения корней. Различные области, где могут существовать решения, схематически изображены на Рис.1 на плоскости (ω, k) . Линия $\omega = kc$ делит ее на две области: быстрых и медленных волн. В окрестности

линии $\omega_{ng} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_h^2}$ можно выделить полосу $\omega_p^2 / \omega^2 > |\Delta\omega^2|$. Для быстрых волн в этой полосе может существовать конечное число решений. Выше и ниже этой области могут располагаться дисперсионные кривые металлического волновода, деформированные наличием плазмы. Для частот $\omega \ll \omega_h$ при условии $\omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$, дисперсионные свойства системы близки к свойствам плазмы, помещенной в бесконечное магнитное поле.

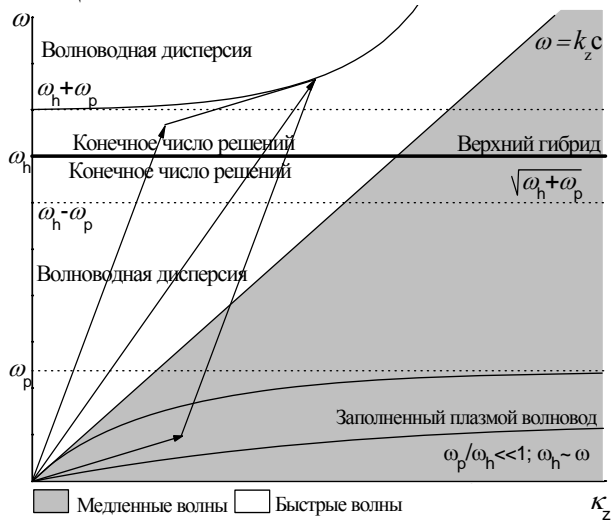


Рис.1. Дисперсия металлического волновода, заполненного плазмой

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ХАОТИЧЕСКОГО РАСПАДА

Теоретические исследования, положенные в основу экспериментов по формированию спектров хаотических колебаний, достаточно подробно изложены в [3-5], и могут быть представлены системой уравнений, которая в общем случае описывает процесс распада ВЧ-волны на ВЧ и НЧ. Она имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} i \frac{d\varepsilon_i}{d\tau} &= \varepsilon_s \rho \exp(i\Delta\tau), \\ i \frac{d\varepsilon_s}{d\tau} &= \varepsilon_i \rho \exp(-i\Delta\tau), \\ \frac{d^2\rho}{d\tau^2} + \Omega^2 \rho &= -\varepsilon_i \varepsilon_s^* \exp(-i\Delta\tau), \end{aligned} \quad (3)$$

где ε_i – амплитуда распадающейся волны, ε_s – амплитуда образовавшейся электромагнитной волны, ρ – амплитуда низкочастотной волны, Ω – безразмерная амплитуда низкочастотной волны, Δ – безразмерная разность частот ВЧ-волн. К системе (3) может быть сведено большое число процессов нелинейного взаимодействия волн. Переход к хаосу определяется следующим критерием[3]:

$$K = \frac{\sqrt{3}}{2\Delta} > 1, \quad (4)$$

что справедливо при $\Omega^2 \gg 1$. Было проведено численное моделирование уравнения (3). Стохастические режимы наблюдались при выполнении критерия (4).

В цилиндрическом резонаторе, заполненном плазмой, распадные условия могут реализовываться на модах, изображенных сторонами параллелограмма на Рис.1. Для этого может быть использована волноводная мода с частотой $\omega > \sqrt{\omega_p^2 + \omega_h^2}$, которая распадается на ВЧ-волну, расположенную в области $\omega_p^2 / \omega^2 > |\Delta\omega^2|$, и низкочастотную, $\omega < \omega_p$.

5. СОХРАНЕНИЕ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ. ПРОБЛЕМА ФЕРМИ-ПАСТА-УЛАМА (ФПУ)

Выше мы рассмотрели процесс взаимодействия волн в плазменном резонаторе в условиях, при которых реализуется стохастический распад. Рассмотренное нами приближение учитывает взаимодействие только небольшого количества взаимодействующих волн (трех или четырех). Реально в резонаторе, заполненном плазмой, существует большое количество собственных волн, которые при наличии нелинейной плазмы могут взаимодействовать друг с другом. Динамика взаимодействия большого числа волн, в принципе, может отличаться от динамики взаимодействия небольшого их числа. Классическим примером такой особой динамики является динамика нелинейной струны или проблема Ферми-Паста-Улама. Известно, что в своих исследованиях Ферми, Паста и Улам обнаружили, что колебания нелинейной струны, имеющей большое число степеней свободы (32 или 64), может оказаться регулярным, в отличие от ожидаемого результата – хаотической динамики такой струны. Эти исследования привели к возникновению нового понятия в физике – к теории солитонов. В нашем случае – в случае колебания резонатора, заполненного нелинейной плазмой, также могут реализоваться режимы, аналогичные режиму колебаний нелинейной струны. Действительно, в простейшем случае колебания в резонаторе с нелинейной плазмой могут быть описаны следующим уравнением:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} - \frac{\varepsilon(E)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 0. \quad (5)$$

В уравнении (5) диэлектрическая проницаемость плазмы является функцией напряженности поля волны, которая распространяется в плазме. Мы будем рассматривать случай, когда плотность плазмы незначительная ($\omega_p^2 / \omega^2 \ll 1$). Поэтому нелинейность плазмы также небольшая. Это дает возможность представить зависимость диэлектрической проницаемости плазмы в ряд по величине напряженности волны:

$$\varepsilon(E) \approx \varepsilon_0 + \beta \cdot |E|^2. \quad (6)$$

Подставляя это выражение для диэлектрической проницаемости в уравнение (5), мы получаем уравнение нелинейной струны (так называемая β -модель ФПУ). Такое уравнение исследовалось многими авторами. Одним из последних обзоров по

этой проблеме является [6]. Главным результатом проведенных анализов является тот факт, что амплитуды первоначально возбужденных волн нелинейной струны по истечении некоторого времени приобретают свое первоначальное значение. Периоды возвратов к исходному состоянию зависят от многих параметров. Важным является тот факт, что эти возвраты не являются обычным циклом Пуанкаре. В подавляющем большинстве случаев они значительно короче этих циклов. В описанных ниже экспериментах при определенных условиях также наблюдается такой возврат к исходным состояниям.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальная установка представляет собой многомодовый резонатор, помещенный в продольное магнитное поле. Для создания плазмы в резонатор инжектируется электронный пучок. Резонатор возбуждался на частоте 2,77 ГГц. Электромагнитные колебания принимались на малом расстоянии от стенки резонатора на зонд-петлю. При проведении экспериментов было обнаружено, что импульс возбуждаемых СВЧ-колебаний по длительности значительно больше, чем длительность импульса магнетрона. При превышении на 20% пороговой мощности, при которой развивается распадный процесс, сопровождающийся установлением спектра колебаний, представленном на Рис.2, и появлением в плазме электронов с энергией сотни килоэлектронвольт, в плазме через несколько микросекунд после окончания импульса появляются импульсы излучения СВЧ-колебаний. В этих импульсах регистрировались колебания с частотами 1,3; 2,68; 3,75; 5,0 ГГц с шириной спектра, не превышающей 10 МГц. Временной интервал между импульсами может колебаться в пределах 0...30 мкс.

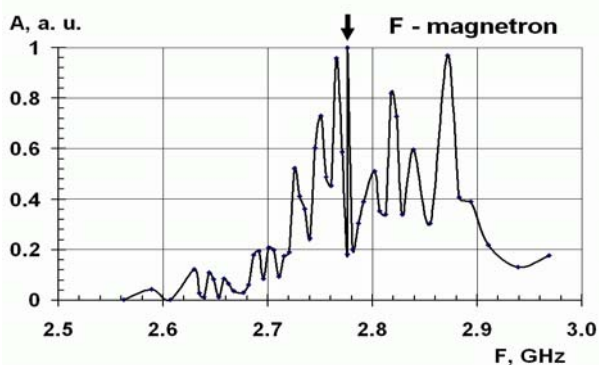


Рис.2. Спектр колебаний в резонаторе

Появление импульсов носило случайный характер по времени и амплитуде. При уменьшении величины магнитного поля на половине длины резонатора на 25% регулярность появления повторных импульсов СВЧ-излучения увеличивалась. Следует отметить, что повторные импульсы излучения появлялись в интервале давлений аргона в резонаторе $1.6...6 \cdot 10^{-4}$ мм. рт. ст. Повторные импульсы СВЧ-излучения

сопровождаются появлением импульсов свечения плазмы и рентгеновского излучения, обусловленные торможением ускоренных электронов (десятки-сотни килоэлектронвольт) на нейтралах газа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнения теоретических результатов с экспериментальными показывают, что в целом имеется качественное их согласие. Прежде всего, видно, что при превышении некоторого уровня вводимой в резонатор с плазмой СВЧ-мощности от магнетрона реализуется стохастический распад. Спектр колебаний внутри резонатора существенно уширяется.

В этих условиях возврат колебаний к исходным начальным условиям практически не наблюдается.

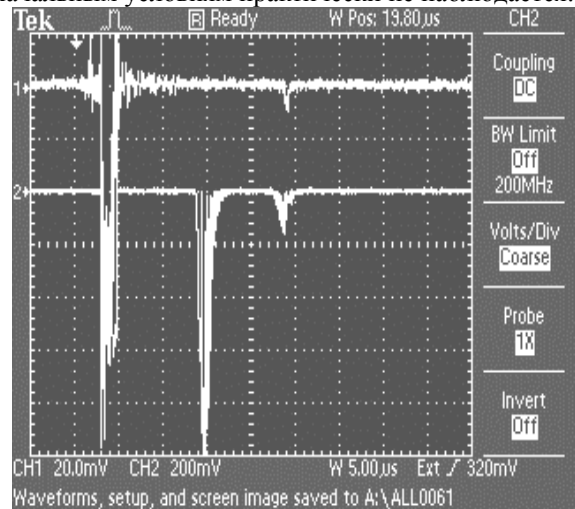


Рис.3. Осциллограммы СВЧ-колебаний, излучаемых из резонатора в волноводном питающем тракте (верхний луч), в резонаторе (нижний луч). Скорость развертки 5 мкс на деление. Давление аргона в резонаторе $5.2 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст

Если же внешнее магнитное поле имеет неоднородность, то в большинстве случаев мы наблюдаем, что по истечении некоторого, достаточно продолжительного интервала времени, исходные значения большинства амплитуд, возбуждаемых в начальный момент времени в резонаторе мод, возвращаются к своему первоначальному значению. Такое различие в динамике возбуждаемых мод в постоянном магнитном поле и при наличии неоднородности можно объяснить тем фактом, что в однородном магнитном поле происходит не только процесс стохастического распада возбуждаемых мод, но одновременно с этим выполняется условие для перекрытия нелинейных циклотронных резонансов для частиц. Частицы в этих условиях очень быстро теряют корреляцию своего движения. Вместе с разрушением корреляции динамики частиц происходит, хотя и медленнее, разрушение корреляции волн. Это приводит к тому, что возвраты, характерные для ФПУ, в этих условиях практически не наблюдаются. Следует сказать, что и при наличии неоднородности внешнего магнитного поля стохастизация движения частиц также происходит, однако, за значительно большие

времена. Это позволяет обнаружить первые возвраты колебаний модели нелинейной струны.

В целом, следует констатировать, что результаты экспериментов показывают, что использование плазмы в качестве нелинейного элемента для трансформации регулярного спектра в шумовой спектр является мало эффективным. Использование такой схемы преобразования приводит к большим потерям энергии на возбуждение большого количества собственных мод резонатора. Поэтому, если говорить о практическом использовании данной схемы преобразования энергии узких спектров в энергию широких спектров, необходимо использовать либо другие нелинейные компоненты (например, ферриты), либо находить более подходящие режимы. Принципиально такая возможность имеется. Для этого необходимо, чтобы амплитуды возбуждаемых волн были достаточными для перекрытия нелинейных резонансов между распадающимися волнами и в то же время недостаточными для перекрытия нелинейных циклотронных резонансов. Последнее, в частности, может быть реализовано в схеме, близкой к авторезонансу.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Кондратенко. *Плазменные волноводы*. М.: «Атомиздат», 1976, 232 с.
2. И.Н. Онищенко, Г.В. Сотников. Дисперсия плазменных волн в конечно магнитном поле // *Физика плазмы*. 1992, т.18, в.3, с.335-345.
3. V.A. Buts, I.K. Kovalchuk, E.A. Kornilov, D.V. Tarasov. Stabilization beam instability as a result of development of local instability at interaction of type a wave-wave // *Physics of plasma*. 2006, v.32, №6, p.1-10.
4. A.N. Antonov, V.A. Buts, O.F. Kovpik, et al. Stochastic heating of plasma at an electronic cyclotron resonance // *Letters in JETP*. 1999, v.69, №11.
5. V.A. Buts, O.V. Manujlenko, K.N. Stepanov, A.P. Tolstoluzhskij // *Physics of plasma*. 1994, v.20, p.794.
6. G.P. Berman, F.M. Izrailev. The Fermi-Pasta-Ulam problem: 50 years in progress, 2004 arXiv:nCin.CD/0411062 v.2 14 Dec

Статья поступила в редакцию 24.10.2007 г.

USING OF MODIFIED DECAY FOR FORMATION OF SPECTRUMS OF BEAM GENERATORS

A.M. Antonov, V.A. Buts, O.F. Kovpik, E.A. Kornilov, I.K. Koval'chuk, V.G. Svichensky, D.V. Tarasov

In the paper the results of capability of investigations of transformations of oscillations with narrow band regular spectrum to broadband noise spectrum are presented. The mechanism of stochastic decay instability is used in this case. It is shown that if some level of input oscillation in plasma resonator is exceeded, their spectrums becomes essentially more wide and noisy. The theoretical and experimental results coincide qualitatively. It is found that there are conditions in plasma resonator when regime which is analogous to Fermi-Pasta-Ulam regime for nonlinear string is realized. The experiment was carried out at conditions of electron cyclotron resonance for oscillations with frequency equal to 2.77 GHz and power up to 1 MW in plasma with density 10^9 cm^{-3} and electron temperature $\sim 60 \text{ eV}$. The capability of oscillations spectrum broadening in dozens of times formed by magnetron generator was shown.

ВИКОРИСТАННЯ МОДИФІКОВАНИХ РОЗПАДНИХ ПРОЦЕСІВ ДЛЯ ФОРМУВАННЯ СПЕКТРІВ ПУЧКОВИХ ГЕНЕРАТОРІВ

О.М. Антонов, В.О. Буц, О.Ф. Ковпик, Є.О. Корнілов, І.К. Ковальчук, В.Г. Свіченський, Д.В. Тарасов

Наведено результати досліджень можливості перетворення регулярних спектрів генераторів з вузькою смугою в такі, що мають широку смугу та є шумовими. При цьому використовується механізм розпадної стохастичної нестійкості. Показано, що при перевищенні деякого рівня коливань, що вводяться до плазмового резонатора, їхні спектри істотно розширюються і стають шумовими. Теоретичні і експериментальні результати досліджень якісно збігаються. Виявлено, що існують такі умови, коли в резонаторі реалізується режим, який є аналогічним режиму Фермі-Паста-Улама для нелінійної струни. Експеримент виконаний в умовах електронно-циклотронного резонансу для коливань з частотою 2.77 ГГц, потужністю до 1 МВт в плазмі з густиною 10^9 см^{-3} , при електронній температурі $\sim 60 \text{ eV}$. Показана можливість розширення в десятки разів спектру коливань, що формуються магнетронним генератором.