

01;09;12

## Исследование колебаний в гирогенераторе со встречной волной и связанными электродинамическими системами

© А.А. Короновский, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
Государственный учебно-научный центр „Колледж“,  
410026 Саратов, Россия  
e-mail: aeh@cas.ssu.runnet.ru

(Поступило в Редакцию 28 августа 2002 г. В окончательной редакции 10 ноября 2002 г.)

Исследуются автоколебания в гиролампе встречной волны со связанными электродинамическими структурами. Теоретически и численно показано, что в такой системе возможно значительно отодвинуть по току границу области автомодуляции и получить большую мощность в одночастотном режиме генерации. На основании численных расчетов следует ожидать существенного увеличения КПД гирогенератора при оптимальной настройке связи между волноведущими системами.

### Введение

В последнее время большое внимание привлекают вопросы генерации и усиления высокочастотного электромагнитного излучения при взаимодействии винтовых электронных пучков с бегущими волнами [1–6]. При выполнении условия синхронизма электронной и встречной электромагнитной волн в регулярном волноводе

$$\omega \approx \hat{\omega}, \quad \hat{\omega} + \beta_0(\hat{\omega})v_{\parallel} - \omega_c = 0 \quad (1)$$

имеет место генерация высокочастотного излучения [7–12]. Здесь  $\hat{\omega}$  — частота синхронизма;  $\omega_c$  — циклотронная частота;  $v_{\parallel}$  — продольная скорость электронов, т. е. скорость направленная вдоль приложенного магнитного поля;

$$\beta_0(\hat{\omega}) = -\frac{\omega_{cr}}{c} \sqrt{(\omega/\omega_{cr})^2 - 1}$$

— постоянная распространения в волноводе без электронного потока;  $\omega_{cr}$  — критическая частота рассматриваемой моды. В такой системе, называемой гиролампой встречной волны (гиро-ЛВВ), имеется возможность получить генерацию с легко перестраиваемой частотой излучения за счет изменения продольной скорости электронов или статического магнитного поля [1,13]. Однако gyro-ЛВВ имеет сравнительно низкий КПД, максимальное значение которого порядка 20% [14]. Это связано с особенностями взаимодействия электронов-осцилляторов пучка с ВЧ полем вдоль пространства взаимодействия: ВЧ мощность распространяется навстречу пучку и электроны-осцилляторы группируются в сильном выходном поле. Быстро сгруппировавшись, пучок также быстро разгруппировывается, не успев отдать полю свою энергию. Далее происходит образование вторичного фазового сгустка на длине системы. В результате характерными для gyro-ЛВВ оказываются многогорбые распределения тока и поля, которые обусловлены многократной перегруппировкой пучка. Как следствие, с увеличением длины системы или тока пучка

в gyro-ЛВВ быстро возникает автомодуляция выходного сигнала — спектр генерации становится многочастотным [5,14,15]. Для повышения КПД и выходной мощности (которая определяется увеличением рабочего тока пучка) с сохранением одночастотной генерации необходимо так изменить распределение поля вдоль длины системы, чтобы вблизи выхода поле было мало, а в области коллектора оно имело один максимум, где сформировавшийся фазовый сгусток электронов отдавал бы полю значительную долю своей энергии. Одним из путей решения данной задачи может быть использование распределенного отбора мощности в приборах с длительным взаимодействием путем применения идентичных связанных волноведущих систем (СВС), через одну из которых проходит винтовой электронный пучок [16–18].

В данной работе исследуются автоколебания в gyro-ЛВВ СВС, в частности, анализируется возможность расширения области одночастотной генерации в гирогенераторе путем применения распределенного отбора мощности ВЧ поля.

### Теоретическая модель gyro-ЛВВ СВС

Получим уравнения, описывающие усиление и генерацию сигнала в gyro-ЛВВ СВС. Цилиндрический слаборелятивистский винтовой пучок пропускается через одну из связанных волноведущих систем. Будем рассматривать взаимодействие пучка с  $TE$ -модой волновода, предполагая, что поле в поперечном сечении электронного пучка однородно. Будем пренебрегать взаимодействием электронов с ВЧ составляющими магнитного поля, что означает постоянство продольной скорости потока  $v_{\parallel} \approx \text{const}$ . Будем также считать, что в рабочей полосе частот можно учитывать взаимодействие винтового пучка только со встречной волной. Последнее означает, что дисперсионное уравнение вблизи частоты синхронизма

$\hat{\omega}$  можно линеаризовать и представить в виде

$$\omega \approx \hat{\omega} + \left( \frac{d\omega}{d\beta_0} \right)_{\omega=\hat{\omega}} [\beta_0(\omega) - \beta_0(\hat{\omega})], \quad (2)$$

где  $(d\omega/d\beta_0)_{\omega=\hat{\omega}} = v_g(\hat{\omega})$  — групповая скорость волны на частоте  $\hat{\omega}$  (см. условие (1)).

Тогда для амплитуд  $E_1(x)$  и  $E_2(x)$  напряженностей электрических полей двух слабосвязанных волнующих систем, через одну из которых (для определенности — первую) движется винтовой электронный пучок, в стационарном случае можно записать [19,20]

$$\frac{dE_1}{dx} + j\beta_0 E_1 + \alpha_1 E_2 = i_1, \quad (3)$$

$$\frac{dE_2}{dx} + j\beta_0 E_2 + \alpha_2 E_1 = 0, \quad (4)$$

где величина  $i_1$  пропорциональна амплитуде ВЧ тока винтового электронного пучка и  $\alpha_{1,2}$  — параметры связи.

Вследствие идентичности систем  $|\alpha_1| = |\alpha_2| = \hat{\alpha}$ , а из закона сохранения потока мощности при  $i_1 = 0$  следует, что  $\alpha_1 = -\alpha_2^* = j\hat{\alpha}$ .

Перепишем уравнение (3) и (4) в форме связанных волн

$$\frac{dE_S}{dx} + j(\beta_0 + \hat{\alpha})E_S = i_1, \quad (5)$$

$$\frac{dE_F}{dx} + j(\beta_0 - \hat{\alpha})E_F = i_1, \quad (6)$$

где  $E_S = E_1 + E_2$  — амплитуда „медленной“ нормальной волны (ее постоянная распространения  $\beta_S = \beta_0 + \hat{\alpha}$ ;  $\beta_0$  — постоянная распространения встречной волны на частоте „холодного“ синхронизма) и  $E_F = E_2 - E_1$  — амплитуда „быстрой“ ( $\beta_F = \beta_0 - \hat{\alpha}$ ) нормальной волны связанной системы.

Перейдем в системе уравнений (5), (6) к новым переменным  $\tilde{E}_F = E_F \exp[-j\beta_F x]$  и  $\tilde{E}_S = E_S \exp[-j\beta_S x]$  и используем следующую нормировку переменных. Пусть  $\xi = \beta_0(\hat{\omega})\varepsilon x$  — безразмерная координата;  $\tau = \hat{\omega}\varepsilon(t - x/v_{||})(1 + v_{||}/|v_g|)^{-1}$  — безразмерное время;  $F_{F,S} = \tilde{E}_{F,S}/2\varepsilon^2 V_0 \beta_0$ ;  $I_1 = (2i_1/\beta_0^2 K I_0) \exp[-j\beta_0 x]$ ;  $\varepsilon = \sqrt{I_0 K/4V_0(1 + v_{\perp 0}^2/v_{||}^2)}$  — параметр взаимодействия (который по своему физическому смыслу эквивалентен параметру усиления Пирса  $C$  в приборах с длительным взаимодействием  $O$ -типа [21];  $\varepsilon \ll 1$ );  $K$  — сопротивление связи;  $v_{\perp 0}$  — начальная поперечная скорость электронов;  $I_0$  и  $V_0$  — постоянные составляющие тока и напряжения электронного пучка. Тогда, осуществляя переход от стационарных уравнений к нестационарным [22], окончательно получаем систему уравнений в безразмерных переменных

$$\frac{\partial F_S}{\partial \tau} - \frac{\partial F_S}{\partial \xi} = -I_1 \exp[j\alpha \xi], \quad (7)$$

$$\frac{\partial F_F}{\partial \tau} - \frac{\partial F_F}{\partial \xi} = -I_1 \exp[-j\alpha \xi], \quad (8)$$

которая определяет полевую часть задачи об усилении и генерации сигналов в гиро-ЛВВ СВС. Коэффициент связи в новых переменных записывается как  $\alpha = \hat{\alpha}/\beta_0 \varepsilon$ . Нормальные волны  $F_{S,F}$  системы связаны с медленно меняющимися комплексными амплитудами ВЧ полей  $F_{1,2}(E_{1,2}(x, t) = \text{Re} \{F_{1,2}(x, t)E_0 \exp[j(\hat{\omega}t + \beta_0 x)]\})$  каждой из волнующих систем соотношениями вида

$$F_S = (F_1 + F_2) \exp[j\alpha \xi], \quad F_F = (F_2 - F_1) \exp[-j\alpha \xi]. \quad (9)$$

Система уравнений (7), (8) решается при следующих начальных и граничных условиях:

$$F_{1,2}(\xi, \tau = 0) = f_{1,2}^0(\xi), \quad F_{1,2}(\xi = A, \tau) = 0, \quad (10)$$

где  $A$  — безразмерная длина системы.

Рассмотрим теперь электронную часть задачи. В работах [10,11] было получено уравнение движения электронов слабoreлятивистского винтового пучка, которое в наших переменных записывается как

$$\frac{d\beta}{d\xi} - j\mu(1 - |\beta|^2)\beta = \frac{1}{2} (F_S \exp[-j\alpha \xi] - F_F \exp[j\alpha \xi]), \quad (11)$$

где  $\beta = r \exp[j\Theta]$  — комплексный радиус траекторий электронов ансамбля, первоначально равномерно распределенных по фазе относительно ВЧ поля  $B(\xi = 0) = \exp[j\Theta_0]$  ( $\Theta_0 \in [0, 2\pi]$ );  $\mu$  — параметр неизохронности электронов-осцилляторов, связанный с релятивистской зависимостью массы электронов от энергии и определяющий меру инерционности системы.

Амплитуда ВЧ тока пучка  $I_1$ , определяемого фазовой группировкой электронов-осцилляторов винтового пучка, пропускаемого через первую волнующую структуру, определяется как

$$I_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \beta d\Theta_0. \quad (12)$$

Таким образом, управляющими параметрами модели являются длина системы  $A$ , параметр неизохронности  $\mu$  и коэффициент связи  $\alpha$ . Если рассматривается система с постоянным током пучка  $I_0$ , то при постоянном  $\mu$  изменение  $A$  соответствует изменению длины системы  $l$ . При неизменной длине  $l$  и изменении  $A$  за счет изменения тока  $I_0$  постоянное значение сохраняет параметр  $\mu A$ .

## Линейная теория гиро-ЛВВ СВС

Рассмотрим пусковые условия гиро-ЛВВ СВС, для чего линеаризуем нелинейные уравнения, описывающие динамику гиро-ЛВВ СВС. В предположении  $|F_{S,F}| \ll 1$  из уравнений (7)–(12) легко получить систему линейных уравнений

$$\frac{d\bar{F}_S}{d\xi} - j(b + \mu)\bar{F}_S = -\bar{I}_1 \exp[j\alpha \xi], \quad (13)$$

$$\frac{d\bar{F}_F}{d\xi} - j(b + \mu)\bar{F}_F = -\bar{I}_1 \exp[-j\alpha\xi], \quad (14)$$

$$\frac{d^2\bar{I}_1}{d\xi^2} + \bar{I} = -j\frac{b}{2}(\bar{F}_S \exp[-j\alpha\xi] + \bar{F}_F \exp[j\alpha\xi]), \quad (15)$$

где  $b = (\omega + \beta_0 v_{\parallel} - \omega_c)/k\varepsilon v_{\parallel}$  — параметр рассинхронизма,  $\bar{I}_1 = I_1 \exp[j\mu\xi]$ ,  $\bar{F} = F \exp[j\mu\xi]$ ,  $k = \omega/c$ .

Из численного решения линейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений (13)–(15) следует, что порог самовозбуждения гирогенератора растет с введением связи между волноведущими системами.

На рис. 1, *a* показаны зависимости величины параметра неизохронности  $\mu$ , при котором наблюдаются самовозбуждение лампы и установление режима стационарной генерации, от коэффициента связи  $\alpha$  для трех значений длины  $A$ . Параметр неизохронности  $\mu$  нормировался на величину  $\mu_0$ , соответствующую возбуждению лампы при коэффициенте связи  $\alpha = 0$ . Из рисунка видно, что при введении связи между электродинамическими системами величина параметра неизохронности  $\mu$ , при котором возникает самовозбуждение, растет по сравнению со случаем  $\alpha = 0$ . При этом зависимости  $\mu(\alpha)$  имеют вид кривых с одним максимумом. С увеличением длины системы  $A$  относительное увеличение „пускового“ значения параметра неизохронности  $\mu(\alpha)/\mu_0$  становится меньше: соответствующие кривые при больших коэффициентах связи располагаются на рис. 1, *a* тем ниже, чем больше длина системы  $A$ .

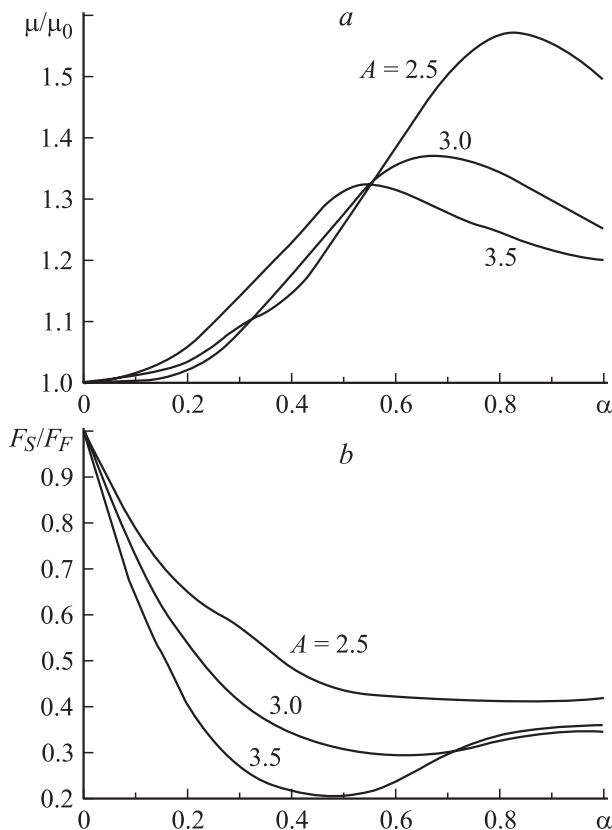


Рис. 1.

Рассмотрим, с чем связано такое поведение пускового значения параметра  $\mu$  при введении связи между волноведущими системами. Для этого изучим поведение амплитуды возбуждаемых нормальных мод системы при возникновении генерации в гиро-ЛВВ СВС.

На рис. 1, *b* представлены зависимости отношения амплитуд медленной и быстрой нормальных волн  $F_S/F_F$  на выходе системы  $\xi = 0$  вблизи границы самовозбуждения лампы от коэффициента связи  $\alpha$  для различных длин пространства взаимодействия  $A$ . Сравнивая части *a* и *b* на рис. 1, можно сделать вывод, что максимальное увеличение пускового значения параметра неизохронности соответствует минимальным значениям величины  $F_S/F_F$ . Последнее означает, что с ростом коэффициента связи имеет место преимущественное возбуждение быстрой волны в связанных электродинамических системах, т. е. пучок взаимодействует селективно с нормальными волнами. Сопротивление связи каждой из нормальных волн в два раза меньше, чем сопротивление связи  $K$  гиро-ЛВВ с такой же электродинамической системой. При отсутствии связи ( $\alpha = 0$ ) разложение поля по нормальным волнам означает, что каждая из нормальных волн имеет одинаковую амплитуду  $F_S \equiv F_F$ . Учитывая, что при  $\alpha > 0$  имеет место  $F_F > F_S$ , для самовозбуждения гиро-ЛВВ СВС необходимо увеличение тока пучка по сравнению с гиро-ЛВВ при  $\alpha = 0$ . Это означает, что при фиксированной длине системы  $A$  для возбуждения лампы необходимо увеличение величины параметра неизохронности  $\mu$  электронов-осцилляторов.

## Результаты нелинейной нестационарной теории гиро-ЛВВ СВС

Рассмотрим теперь результаты моделирования динамики гиро-ЛВВ СВС с помощью нелинейных нестационарных уравнений (7)–(12). Уравнения решались численно с использованием метода „крупных частиц“, двухшаговой схемы „предиктор–корректор“ для интегрирования уравнений движения и схемы Лакса-Вендроффа для интегрирования уравнения возбуждения нормальных волн (уравнения в частных производных), которые имеют второй порядок точности [23–25].

На рис. 2, *a* представлена величина параметра неизохронности  $\mu_{\text{aut}}$ , при котором наблюдается возникновение автомодуляции, как функция коэффициента связи  $\alpha$  для различных длин пространства взаимодействия  $A$ . Как следует из представленных данных, значения  $\mu_{\text{aut}}$  значительно увеличиваются при введении связи между волноведущими системами. Максимальное увеличение наблюдается при  $\alpha \approx 1.0$ , которое по абсолютной величине тем больше, чем меньше длина пространства взаимодействия  $A$ . При этом максимальное относительное увеличение примерно одинаково для разных длин  $A$ : так, при  $A = 2.5$  отношение  $\mu_{\text{aut}}/\mu_{\text{aut}}(\alpha = 0) \approx 2.52$ , при  $A = 3.0$  — 2.77,  $A = 3.5$  — 3.76.

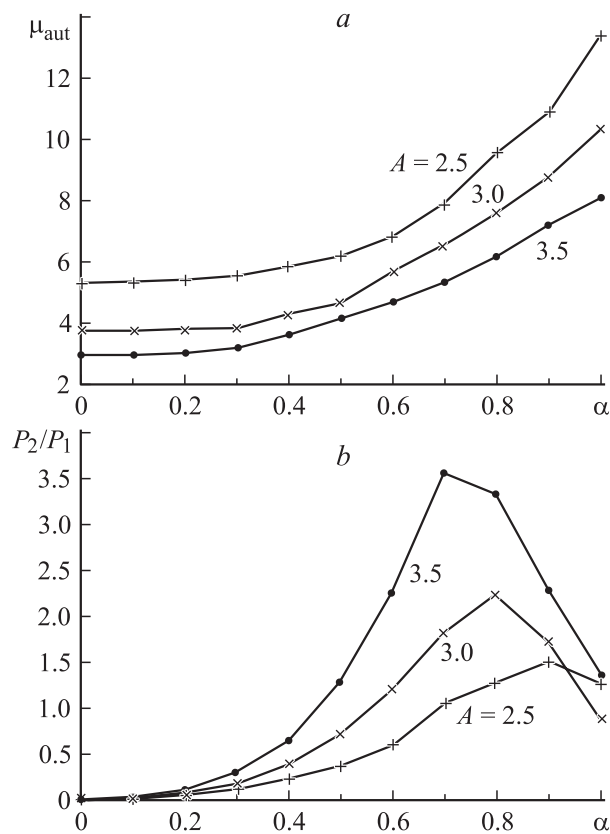


Рис. 2.

Заметим также, что в гиро-ЛВВ СВЧ меняется характер возникновения режима автомодуляции. Если при  $\alpha = 0$  автомодуляция возникала жестким образом, т.е. при  $\mu = \mu_{\text{aut}}(\alpha = 0)$  амплитуда автомодуляции имела конечное значение, то при введении связи при  $\alpha > 0.2-0.4$  автомодуляции возбуждается мягко — амплитуда автомодуляции равна нулю на границе области автомодуляции  $\mu = \mu_{\text{aut}}(\alpha)$ . Далее, с ростом параметра  $\mu$  имеет место плавное увеличение амплитуды автомодуляции.

Исследуем, с чем связано такое поведение границы автомодуляции в гиро-ЛВВ СВЧ. Как хорошо известно [15,26,27], возникновение автомодуляционных режимов в СВЧ приборах с длительным взаимодействием связано с формированием дополнительной распределенной обратной связи в системе: сгруппированный в сильном поле винтовой электронный пучок приходит к коллекторному концу системы  $\xi = A$  со скоростью  $v_{\parallel}$ , уже перегруппировавшись; возбуждаемое сгруппированным током поле смещается со скоростью  $v_g$  (где  $v_g$  — групповая скорость встречной электромагнитной волны в волноводе) к входному концу  $\xi = 0$  системы; сгруппированный в слабом поле пучок возбуждает теперь сильное поле, в котором винтовой электронный пучок и перегруппировывается. В результате вся картина повторяется во времени с периодом  $T \sim 2A(1/v_{\parallel} + 1/v_g)$ , а время  $T/2$  можно рассматривать как характерное вре-

мя запаздывания в возникающей цепи дополнительной обратной связи.

При введении связи между двумя электродинамическими системами возникающая дополнительная обратная связь подавляется, так как теперь часть мощности встречной волны с групповой скоростью  $v_g$ , обеспечивающей обратную связь, „уходит“ в систему без винтового пучка. В результате граница области автомодуляции сдвигается в область больших значений параметра неизохронности  $\mu$  (больших токов пучка).

Для понимания процесса перекачки ВЧ мощности между волноведущими системами на рис. 2, b представлены зависимости отношений  $P_2/P_1$  величин потоков мощности в волноведущих системах без пучка и с пучком от коэффициента связи  $\alpha$ . Видно, что с ростом коэффициента связи в диапазоне  $\alpha \in (0.0, 0.7)$  имеет место быстрый рост мощности, „перекачиваемой“ из первой во вторую систему, так что  $\sqrt{P_2/P_1} \sim \exp[\gamma\alpha]$ , где коэффициент  $\gamma$  лежит в диапазоне 1.2–1.8 в зависимости от длины системы. При больших коэффициентах связи  $\alpha > 0.7$  имеет место насыщение роста потока мощности  $P_2$ . Однако рост величины  $\mu_{\text{aut}}(\alpha)$  продолжается, что связано с особенностями распределений полей  $F_{1,2}$  в связанных волноведущих структурах при больших коэффициентах связи. При больших коэффициентах связи  $\alpha$  существенная часть мощности встречной волны в системе с пучком начинает ответвляться в связанную с ней волноведущую структуру уже вблизи входа лампы  $\xi = A$ , что также способствует разрыву дополнительной обратной связи, приводящей к автомодуляции. Это иллюстрирует рис. 3, a, b, на котором представлены распределения полей  $F_{1,2}$  в СВЧ при параметре  $A = 3.5$  и различных значениях коэффициента связи  $\alpha$  в режиме стационарной генерации при значении параметра неизохронности, близкого к пусковому значению  $\mu \lesssim \mu_{\text{aut}}(\alpha)$ . При величине  $\alpha = 0.7$ , соответствующей максимальному отношению  $P_2/P_1$ , распределение поля в волноведущей системе с пучком (сплошная кривая на рис. 3) имеет два максимума в начале и конце пространства взаимодействия. Распределение поля  $F_2(\xi)$  во второй волноведущей системе имеет вид функции, возрастающей от входа  $\xi = A$  к выходу  $\xi = 0$  гиро-ЛВВ СВЧ.

При большей связи  $\alpha = 1.0$  порог возникновения автомодуляции выходного излучения сдвигается в область больших значений параметра неизохронности  $\mu$ . В результате распределение поля  $F_1(\xi)$  становится „трехгорбым“ (штриховая кривая на рис. 3), что связано с многократной фазовой перегруппировкой электронов-осцилляторов винтового пучка на длине  $A$ . Одновременно амплитуда поля  $F_1$  в области вблизи входа лампы  $\xi > 0.4A$  становится существенно меньше, чем в случае  $\alpha = 0.7$ . Поле  $F_2(\xi)$  второй волноведущей системы в области  $\xi > 0.4A$  имеет более сложное („многогорбое“) распределение в пространстве, но такую же амплитуду, что и поле  $F_2$  при  $\alpha = 0.7$ . Учитывая, что при  $\alpha = 1.0$  амплитуда  $F_1(\alpha = 0.7, \xi) > F_1(\alpha = 1.0, \xi)$  в области

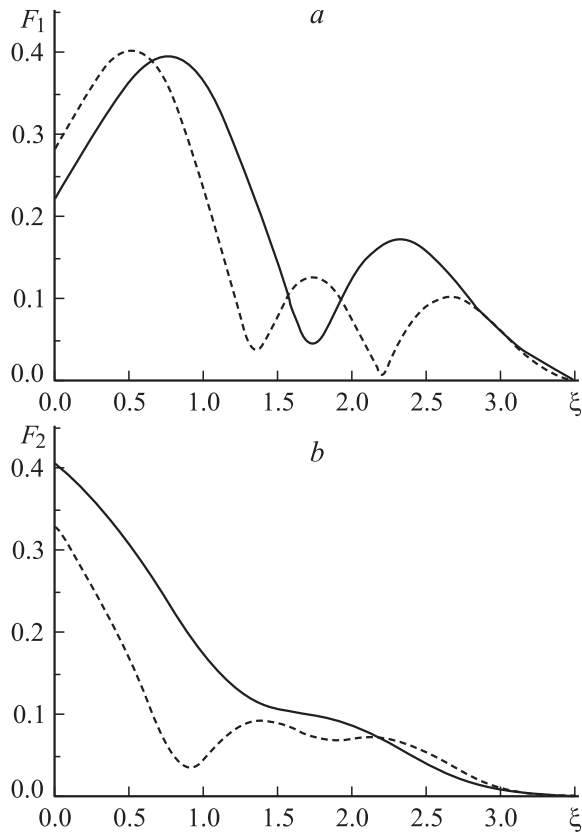


Рис. 3.

$\xi > 0.4A$ , находим, что часть мощности, которая ответвляется во вторую структуру в области коллекторного конца, существенно больше в случае большой связи, чем при  $\alpha = 0$ . Поэтому, несмотря на то что абсолютная величина ВЧ мощности, ответвляемая во вторую волноведущую структуру, уменьшается, распределение поля остается таким, что дополнительная обратная связь мала, и автомодуляция выходного сигнала не возникает.

Одновременно с ростом связи между волноведущими системами наблюдается увеличение КПД стационарного режима генерации (примерно в 1.2–1.4 раз). Эффективность преобразования поперечной кинетической энергии винтового пучка в энергию поля (поперечный КПД) определяется как [11,23]

$$\eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |\beta|^2 d\Theta_0. \quad (16)$$

Полный КПД giro-ЛВВ выражается соотношением

$$\eta = \eta_{\perp} \frac{\kappa^2}{1 + \kappa^2},$$

в котором  $\kappa = v_{\perp 0}/v_{\parallel}$ .

При постоянном коэффициенте  $\kappa$  КПД лампы определяется только величиной  $\eta_{\perp}$ .

На рис. 4 представлены зависимости величины поперечного КПД giro-ЛВВ СВС от коэффициента связи  $\alpha$  для различных параметров  $A$ . Из зависимостей следует, что максимальное значение КПД в режиме одночастотной генерации достигается при  $\alpha \approx 0.5-0.6$  и далее наблюдается его уменьшение. При малых длинах системы  $A \leq 3.2$  рост КПД незначителен и при  $\alpha \sim 1.0$  величина  $\eta_{\perp} < \eta_{\perp}(\alpha = 0)$ . При больших длинах системы максимум функции  $\eta_{\perp}(\alpha)$  смещается в область меньших  $\alpha$  и величина  $[\eta_{\perp}(\alpha)]_{\max}$  значительно увеличивается по сравнению со случаем отсутствия связи  $\alpha = 0$ . Это связано с тем, что распределение поля в первой волноведущей системе при данных значениях коэффициента связи оптимально для эффективного отбора энергии у электронов-осцилляторов винтового пучка.

Для анализа этого обратимся снова к рис. 3, где представлены распределения полей  $F_{1,2}$  для значения коэффициента связи  $\alpha = 0.7$ , близкого к оптимальному по эффективности энергообмена ( $\eta_{\perp} = 0.22$ ;  $\mu = 5.2$ ), и коэффициента связи  $\alpha = 1.0$  ( $\eta_{\perp} = 0.18$ ;  $\mu = 8.0$ ), при котором КПД существенно ниже. Распределения  $F_1$  таковы, что вблизи выходного (пушечного) конца лампы  $\xi = 0$  в обоих случаях амплитуды полей примерно одинаковы. Однако вблизи коллекторного конца лампы  $\xi = A$  амплитуда поля в случае оптимальной связи ( $\alpha = 0.7$ ) существенно больше, чем в случае с меньшим поперечным КПД ( $\alpha = 1.0$ ). Это означает, что сформировавшийся в примерно одинаковых условиях вблизи выходного конца лампы  $\xi = 0$  фазовый сгусток электронов-осцилляторов в первом случае благодаря большей амплитуде  $F_1$  в области  $\xi > 0.6A$  отдает полю большую долю своей энергии, чем во втором случае, когда амплитуда  $F_1(\alpha = 1.0) < F_1(\alpha = 0.7)$  вблизи коллекторного конца лампы. В результате КПД giro-ЛВВ при больших величинах связи  $\alpha$  снижается по сравнению с оптимальным случаем.

Рассмотрим теперь возникающие режимы генерации giro-ЛВВ СВС с изменением управляющих параметров  $\mu$  и  $A$  при фиксированной связи между волноведущими системами  $\alpha = 0.6$ , соответствующей макси-

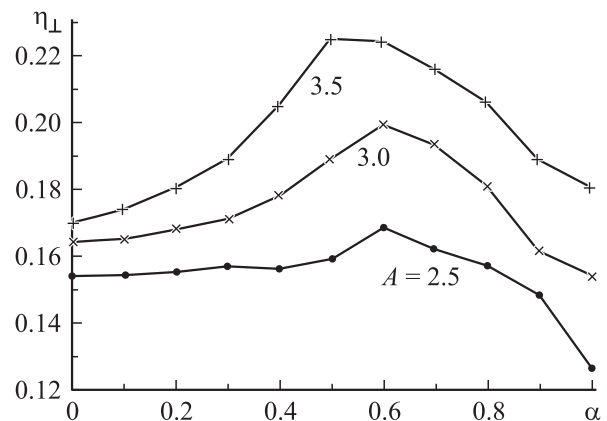


Рис. 4.



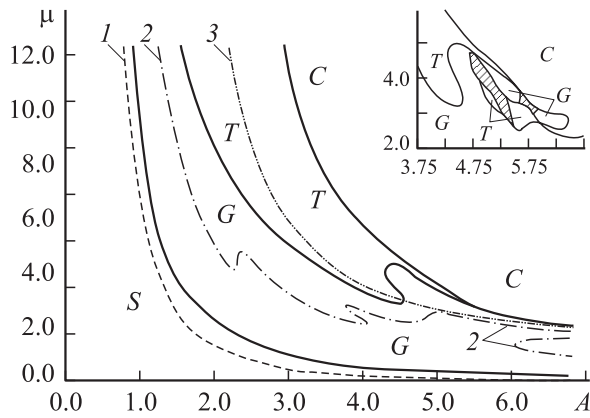


Рис. 5.

мальному КПД генерации при изменении коэффициента связи СВС.

На рис. 5 представлено разбиение плоскости параметров „безразмерная длина системы  $A$ –параметр неизохронности  $\mu$ “ на характерные режимы пространственно-временных колебаний в гиро-ЛВВ СВС. На рисунке выделены области отсутствия колебаний (область  $S$ ), одночастотной генерации ( $G$ ), периодической ( $T$ ) и хаотической ( $C$ ) автомодуляции выходного сигнала. Одновременно на карте режимов нанесены линии возникновения стационарной генерации (штриховая линия 1) и перехода к периодической (штрихпунктир 2) и хаотической (штрихпунктир 3) автомодуляции выходного сигнала в гиро-ЛВВ без связанных волноведущих систем ( $\alpha = 0$ ).

Из анализа карты режимов (рис. 5) можно сделать следующие выводы.

*Во-первых*, область стационарной генерации гиро-ЛВВ СВС резко расширяется по сравнению со случаем  $\alpha = 0$ . Одновременно, как обсуждалось выше, возрастает эффективность энергообмена в режиме монохроматического выходного сигнала.

*Во-вторых*, граница области автомодуляции имеет сложную изрезанную форму. Последнее связано с тем, что для гиро-ЛВВ СВС (как и для гиро-ЛВВ без СВС [15]) характерны устойчивые „многогорбые“ распределения амплитуды электромагнитного поля (рис. 3). Как отмечается в работе [15], это связано с конкуренцией двух механизмов нелинейности в исследуемой системе — фазовым и инерционным. Первый определяется фазовой нелинейностью электронов-осцилляторов винтового пучка и приводит к нарушению фазовых соотношений между электронной и электромагнитной волнами. Вторым механизмом связан с инерционностью взаимодействия электронной и электромагнитной волн и сводится к разрушению фазовых сгустков и перегруппировке электронов-осцилляторов. Возникновение сложной формы границы области автомодуляции обусловлено возможностью перехода в режим периодической автомодуляции из режимов стационарной генера-

ции с различными пространственными распределениями. Заметим, что подобный эффект был обнаружен и в релятивистской ЛОВ типа  $O$  в [28,29]. Одновременно выше и ниже области стационарной генерации, имеющей сложную форму, при  $A = 4.5$  наблюдаются различные частоты и амплитуды автомодуляции выходного сигнала. Это также является подтверждением того, что сложная форма области автомодуляции обусловлена конкуренцией принципиально различных автоколебательных режимов гиро-ЛВВ СВС.

*В-третьих*, граница области хаотической автомодуляции выходного сигнала гиро-ЛВВ СВС при малых длинах пространства взаимодействия, как и линия потери устойчивости режима стационарной генерации, отодвигается в сторону больших значений параметра  $\mu$  (ср. расположение линии 3, соответствующей гиро-ЛВВ без СВС, с границе области  $C$  хаотической автомодуляции гиро-ЛВВ СВС на карте режимов; рис. 5). При больших значениях параметра  $A$  граница области хаотических автоколебаний также отодвигается в область больших  $\mu$ , но менее значительно.

В гиро-ЛВВ со связанными волноведущими системами изменяется характер перехода к хаотической генерации по сравнению с гиро-ЛВВ без распределенного отбора мощности (без СВС). Для гиро-ЛВВ характерен переход к хаотической динамике через постепенное усложнение формы периодической автомодуляции (например, при увеличении параметра  $A$  возникновению хаоса предшествует одно-два удвоения периода автомодуляции). Ситуация меняется при введении связи  $\alpha > 0.3-0.4$ . Численное моделирование показало, что для гиро-ЛВВ СВС в отличие от гиро-ЛВВ или ЛОВ типа  $O$  не характерны сложнопериодические режимы автомодуляции. В анализируемом диапазоне изменения управляющих параметров наблюдались следующие два основных типа перехода от режимов регулярной динамики к хаотической генерации.

При больших значениях параметра неизохронности  $\mu$  и малых длинах системы  $A$  имеет место переход к хаотической автомодуляции через перемежаемость. Амплитуда выходного сигнала  $|F_{1,2}(\tau)|$  в этом случае ведет себя во времени так, что стадии почти периодических колебаний (близких к колебаниям в области периодической автомодуляции) сменяются стадиями коротких хаотических всплесков, которые резко отличаются по амплитуде и частоте от стадии регулярной динамики. С увеличением надкритичности ( $\mu - \mu_{\text{aut}}$ ) ( $\mu_{\text{aut}}$  — параметр неизохронности, соответствующий границе потери устойчивости режима стационарной генерации) длительность регулярных фаз колебаний удлиняется, пока они практически совсем не исчезают. Характеристики возникающего при этом режима хаотической автомодуляции представлены на рис. 6, *a*, на котором приведены спектры мощности, фазовые портреты, построенные ме-

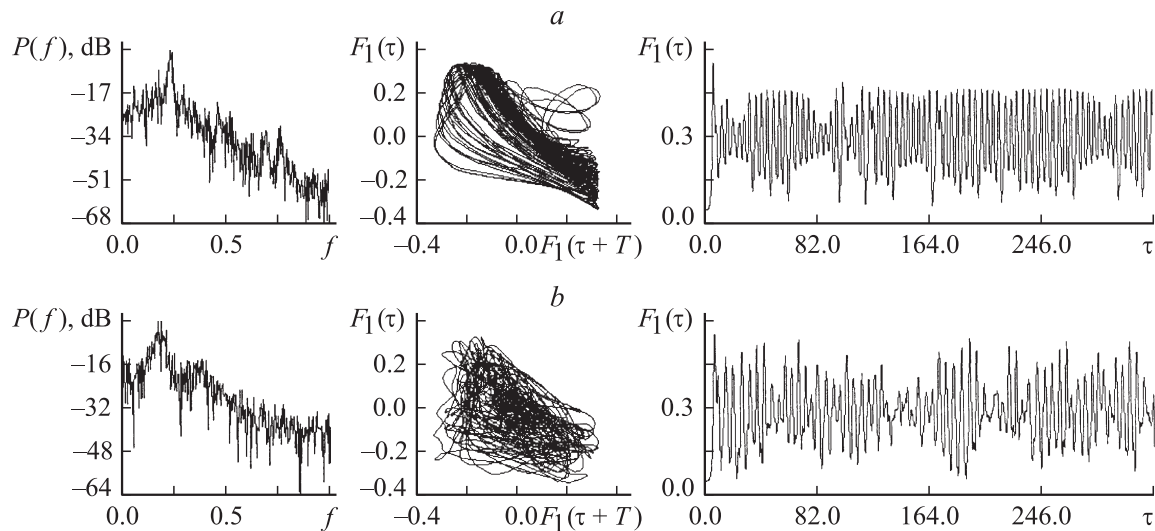


Рис. 6.

тодом задержек (методом Такенса [30]),<sup>1</sup> и временные реализации амплитуды выходного поля  $|F_1(\tau)|$  волноведущей системы, через которую пропускается винтовой пучок. На временной реализации еще прослеживается стадия колебаний, близких к регулярным, которые случайным образом перемежаются всплесками амплитуды поля.

При больших  $A$  и малых  $\mu$  имеет место переход к хаотической генерации через постепенное усложнение динамики выходного поля с ростом надкритичности ( $\mu - \mu_{\text{aut}}$ ). Характеристики развитых хаотических колебаний для этого случая представлены на рис. 6, *b*. Сравнивая *a* и *b* на рис. 6, можно сделать вывод, что сложность хаотических колебаний во втором случае (при больших  $A$ ) выше, чем при малых длинах пространства взаимодействия  $A$ . Так, шумовой пьедестал в спектре мощности во втором случае медленнее спадает с ростом частоты, фазовый портрет бесструктурен и представляет собой однородное заполнение некоторой области фазового пространства. Напротив, в первом случае (рис. 6, *a*) хаотический аттрактор возникает на базе предельного множества периодической автомодуляции медленно меняющейся амплитуды  $|F|$  выходного поля (предельного цикла).

При значениях параметра  $A > 5-6$  переход к хаосу в гиро-ЛВВ СВС происходит сразу от режима стационарной генерации, минуя режим периодической автомодуляции.

На вставке к рис. 5 показано устройство пространства параметров в окрестности линии потери устойчивости режима стационарной генерации при больших безразмерных длинах системы  $A$ . На „основной“

плоскости параметров эти режимы не показаны, чтобы не загромождать рисунок. Из представленного увеличенного фрагмента карты режимов видна достаточно сложная картина перестройки колебательных режимов в гиро-ЛВВ СВС в этом случае. Отметим присутствие нескольких чередующихся при изменении параметров узких областей периодической, квазипериодической и хаотической динамики. Можно предположить, что их появление связано, как и сложная форма границы области  $T$  периодической автомодуляции, с конкуренцией различных режимов пространственно-временной динамики в исследуемой связанной системе.

## Заключение

Таким образом, применение в гиролampe со встречной волной связанных волноведущих систем при определенной величине связи позволяет отодвинуть по току границу области самовозбуждения гиролampe. При этом имеет место увеличение величины управляющих параметров  $A$  и  $\mu$ , при которых наблюдается возникновение автомодуляционных режимов, что в итоге позволяет получить большую выходную мощность в одночастотном режиме. Одновременно при оптимальной настройке связи между волноведущими системами наблюдается увеличение эффективности преобразования энергии электронов-осцилляторов винтового пучка в энергию ВЧ поля в режимах стационарной генерации, что связано с установлением на длине пространства взаимодействия оптимальных распределений тока и поля в смысле эффективного отбора энергии у электронов-осцилляторов винтового пучка встречной волной. В работе также изучены режимы хаотической генерации и показано, что в гиро-ЛВВ СВС имеют место три типа перехода к хаосу от режимов регулярной динамики.

<sup>1</sup> По временному ряду  $x(t)$  строится  $n$ -мерный вектор вида  $\{x(t), x(t+T), x(t+2T), \dots, x(t+nT)\}$ , который, как показано Такенсом, может рассматриваться как вектор в фазовом пространстве. Величина  $T$  — время задержки, которое выбирается произвольно [30].

Работа поддержана РФФИ (проекты № 01-02-17392 и 02-02-16351), а также научно-образовательным центром „Нелинейная динамика и биофизика“ при Саратовском госуниверситете им. Н.Г. Чернышевского (грант N REC-006 of U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF)).

## Список литературы

- [1] *Felch K.L., Danly B.G., Jory H.R.* et al. // Proc IEEE. 1999. Vol. 87. N 5. P. 752.
- [2] *Rodgers J., Guo H., Nusinovich G.S., Granatstein V.L.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2001. Vol. 48. N 10. P. 2434.
- [3] *Nusinovich G.S., Chen W., Granatstein V.L.* // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. N 2. P. 631.
- [4] *Nusinovich G.S., Sinitsyn O.V., Kesar A.* // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. N 7. P. 3427.
- [5] *Nusinovich G.S., Vlasov A.N., Antonsen T.M.* // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. N 21. P. 218301-1.
- [6] *Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 18. С. 34.
- [7] *Гапонов А.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1959. Т. 2. № 3. С. 443.
- [8] *Гапонов А.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1959. Т. 2. № 3. С. 450.
- [9] *Гапонов А.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1961. Т. 4. № 3. С. 547.
- [10] *Юлпатов В.К.* // Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1965. № 12. С. 15.
- [11] *Юлпатов В.К.* // Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1965. № 12. С. 24.
- [12] *Гиротрон* / Сб. науч. тр. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1981.
- [13] *Chen Z.G., Döring H.* // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1984. Vol. 5. N 5. P. 691.
- [14] *Дмитриев А.Ю., Трубецков Д.И., Четвериков А.П.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. № 9. С. 595.
- [15] *Трубецков Д.И., Четвериков А.П.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2. № 5. С. 3.
- [16] *Трубецков Д.И.* // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. 3-я зимняя школа-семинар инженеров. Кн. 5. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1978. С. 89.
- [17] *Исаев В.А., Фишер В.Л., Четвериков А.П.* // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. 7-я зимняя школа-семинар инженеров. Кн. 2. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1986. С. 3.
- [18] *Балакирев В.А., Островский А.О., Ткач Ю.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 9. С. 94.
- [19] *Льюиселл У.* Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: ИЛ, 1963.
- [20] *Трубецков Д.И., Шахин В.П.* // Вопросы электроники сверхвысоких частот / Под ред. В.Н. Шевчика. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1973. Вып. 7. С. 44.
- [21] *Шевчик В.Н., Трубецков Д.И.* Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970.
- [22] *Кузнецов С.П., Трубецков Д.И.* Электронная лампа с обратной волной. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1975. С. 135.
- [23] *Дмитриев А.Ю., Коневец А.Е., Пищик Л.А., Трубецков Д.И., Четвериков А.П.* // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Материалы 7-й зимней школы-семинара инженеров. Кн. 3. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1986. С. 61.
- [24] *Hockney R.W., Eastwood J.W.* Computer Simulation Using Particles. New York: McGraw Hill, 1981.
- [25] *Роуч П.* Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
- [26] *Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037.
- [27] *Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И.* / Нелинейные волны. Стохастичность и турбулентность. Горький: Институт прикладной физики АН СССР, 1980. С. 29.
- [28] *Трубецков Д.И., Анфиногентов В.Г., Рыскин Н.М., Титов В.Н., Храмов А.Е.* // Радиотехника. 1999. Т. 63. № 4. С. 61.
- [29] *Рыскин Н.М., Титов В.Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42. № 6. С. 566.
- [30] *Takens F.* // Lectures Notes in Mathematics. Warwick 1980 / Ed. D. Rand, L.-S. Young. New York: Springer Verlag, 1981. P. 366.