

МИНОБРАЗОВАНИЯ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра радиотехники и электродинамики


ВЗАИМНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МАГНЕТРОНОВ, СВЯЗАННЫХ
С ЗАДЕРЖКОЙ
АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 4 курса 4033 группы
направления 03.03.03 «Радиофизика»
института физики
Красновой Екатерины Павловны

Научный руководитель

Доцент, к.ф.-м.н.

должность, уч. степень, уч. звание


подпись, дата

А.Б. Адилова

инициалы, фамилия

Зав. кафедрой

д.ф.-м.н., профессор

должность, уч. степень, уч. звание


подпись, дата

О.Е. Глухова

инициалы, фамилия

Саратов 2026 г.

ВВЕДЕНИЕ Магнетроны являются одними из наиболее эффективных и широко распространённых источников мощного СВЧ-излучения. Благодаря высокому КПД (до 60–80%), компактности и относительной простоте конструкции, они нашли применение в радиолокации, промышленном нагреве, ускорительной технике, а в последние годы активно рассматриваются для беспроводной передачи энергии с космических солнечных электростанций. Однако для многих из этих приложений мощности одного магнетрона недостаточно, что требует когерентного сложения сигналов нескольких генераторов. Решение этой задачи невозможно без синхронизации частот и фаз выходных колебаний, которая осложняется разбросом собственных частот приборов и неидеальной монохроматичностью их сигнала.

Ключевой особенностью, которая отличает реальные системы СВЧ-диапазона от классических моделей теории колебаний, является конечное время распространения сигнала между генераторами: расстояние между ними сравнимо с длиной волны или превышает её, что приводит к существенному набегу фазы и появлению эффектов запаздывания. Существующие теоретические модели либо полностью игнорируют задержку, либо учитывают её в недостаточно полном приближении, не рассматривая изменение амплитуд колебаний в процессе синхронизации. Это ограничивает их применимость, особенно в областях, где длина линии связи приводит к исчезновению диссипативной связи и доминированию консервативных эффектов.

Целью данной работы является построение теоретической модели взаимной синхронизации двух магнетронов, связанных с задержкой, которая позволила бы корректно описать как диссипативные, так и консервативные механизмы взаимодействия, и провести на её основе бифуркационный анализ устойчивости синхронных режимов.

Для достижения цели были поставлены следующие задачи: разработать модель двух связанных с задержкой магнетронов с использованием метода медленно меняющихся амплитуд; получить обобщённое уравнение Адлера, учитывающее поправки к амплитудам колебаний, и выделить в нём вклады

диссипативной и консервативной связи; исследовать стационарные состояния разности фаз и определить условия их устойчивости на плоскости параметров «расстройка собственных частот – коэффициент связи».

Работа состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы. Первая глава посвящена физическим основам работы магнетрона, его устройству и областям применения. Во второй главе представлен обзор классических и современных теоретических и экспериментальных исследований по синхронизации магнетронов, с акцентом на учёт эффектов запаздывания. В третьей главе изложены оригинальные результаты: построена модель, получено обобщённое уравнение Адлера, проведён бифуркационный анализ и численное моделирование.

В первой главе рассмотрены устройство и принцип действия многорезонаторного магнетрона. Магнетрон относится к классу электровакуумных приборов М-типа, в которых высокочастотное электромагнитное поле взаимодействует с электронным потоком, движущимся в скрещённых статических электрическом и магнитном полях [1-3]. Анодный блок выполнен в виде массивного медного цилиндра с системой объёмных резонаторов, образующих замкнутую кольцевую структуру. По оси анодного блока расположен цилиндрический катод, эмитирующий электроны, а пространство между катодом и анодом является областью взаимодействия. Вся конструкция помещается между полюсами мощного постоянного магнита, создающего поле, направленное параллельно оси катода [1-3].

Физические процессы в магнетроне описываются на основе модели плоского магнетронного диода. Движение электрона в статических скрещённых полях происходит по циклоидальным траекториям, а при наличии ВЧ-поля в дрейфовом приближении электроны группируются в вытянутые в направлении анода сгустки – так называемые спицы. Электроны, находящиеся в тормозящей фазе ВЧ-поля, отдают ему свою энергию и дрейфуют к аноду, который совмещает функции колебательной системы и коллектора электронов. В

приборах М-типа потенциальная энергия электронов постепенно преобразуется в кинетическую и одновременно передаётся ВЧ-полю.

Магнетроны подразделяются на импульсные и непрерывные [9]. Импульсные магнетроны генерируют мощные, но короткие всплески СВЧ-энергии длительностью от единиц наносекунд до нескольких микросекунд и достигают импульсной мощности от сотен киловатт до десятков мегаватт. Магнетроны непрерывного действия обеспечивают постоянное выходное излучение мощностью от десятков ватт до десятков киловатт. [10-11].

Во второй главе представлен обзор теоретических и экспериментальных исследований по синхронизации магнетронов. Первая модель была разработана Дж.К. Слэтером [17], который представил магнетрон в виде параллельного RLC-контура, а электронный поток – в виде нелинейной комплексной проводимости $Y_e = -(g_e + ib_e)$. На основе экспериментальных данных Слэтер предложил выражения для активной и реактивной проводимостей:

$$g_e = \frac{1}{R} \left(\frac{V_a}{V_{rf}} - 1 \right), \quad b_e = b_0 - g_e \tan \alpha$$

где V_a – анодное напряжение, V_{rf} – амплитуда ВЧ-напряжения, b_0 и α – эмпирические константы. Для двух магнетронов, работающих на общую нагрузку, Слэтер вывел уравнения для фаз и получил классическое уравнение Адлера [20-23]:

$$\frac{d\Delta\varphi}{dt} = \Delta\omega - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_1 \omega_{01}}{Q_{\text{ext},1}} + \frac{\rho_2 \omega_{02}}{Q_{\text{ext},2}} \right) \sin(\Delta\varphi)$$

где $\Delta\omega$ – расстройка частот, ширина полосы синхронизации определяется условием $|\Delta\omega| \leq \frac{\rho_1 \omega_{01}}{Q_{\text{ext},1}} + \frac{\rho_2 \omega_{02}}{Q_{\text{ext},2}}$.

В работах группы Дж. Бенфорда (конец 1980-х – начало 1990-х гг.) [25-30] было учтено конечное время распространения сигнала между генераторами.

Фаза колебаний в одном магнетроне зависит от фазы другого в момент времени $t - \tau$, где τ – время задержки. Уравнения для фаз были модифицированы:

$$\frac{d\varphi_1}{dt} = \omega_{01} - \frac{\rho\omega_{01}}{2Q_{ext}} \sin[\varphi_1 - \varphi_2(t - \tau)]$$

$$\frac{d\varphi_2}{dt} = \omega_{02} - \frac{\rho\omega_{02}}{2Q_{ext}} \sin[\varphi_2 - \varphi_1(t - \tau)]$$

В приближении малого запаздывания эти уравнения сводятся к уравнению Адлера с эффективным коэффициентом связи $\frac{\rho\omega_0}{Q_{ext}} \cos\varphi_c$, где $\varphi_c = \omega_0\tau$ – набег фазы в канале связи. При $\cos\varphi_c = 1$ устанавливается синфазная, а при $\cos\varphi_c = -1$ – противофазная синхронизация. Однако при $\cos\varphi_c \rightarrow 0$ теория становится неприменимой, так как не учитывает изменение амплитуд.

Экспериментально была продемонстрирована синхронизация релятивистских магнетронов S-диапазона с суммарной мощностью 1,6 ГВт [25], а также созданы модули из семи магнетронов с мощностью до 2,9 ГВт [30]. Обзор показывает, что существующие модели не учитывают изменение амплитуд, что ограничивает их применимость, особенно в области консервативной связи, и определяет необходимость построения более полной теории.

В третьей главе изложены оригинальные результаты автора. На основе эквивалентной схемы Слэтера построена модель двух магнетронов, связанных с задержкой. Используя метод медленно меняющихся амплитуд, из уравнения для колебательного контура с нелинейной электронной проводимостью получена система дифференциальных уравнений для амплитуд и фаз. В приближении малого запаздывания, когда амплитуды и фазы за время задержки меняются незначительно, система сводится к уравнениям

$$\dot{r}_1 = \frac{\omega_1}{2Q_{L,1}} \left(\frac{g_e(r_1)}{g_{нк,1}} - 1 \right) r_1 + \frac{\omega_1 \rho_{21}}{2Q_{e,1}} r_2 \cos(\Delta\varphi + \varphi_c)$$

$$\begin{aligned} \dot{r}_2 &= \frac{\omega_2}{2Q_{L,2}} \left(\frac{g_e(r_2)}{g_{нк,2}} - 1 \right) r_2 + \frac{\omega_2 \rho_{12}}{2Q_{e,2}} r_1 \cos(\Delta\varphi - \varphi_c) \\ \Delta\dot{\varphi} &= \Delta\omega + \frac{\omega_1}{2Q_{L,1}} \frac{b_e(r_1)}{g_{нк,1}} - \frac{\omega_2}{2Q_{L,2}} \frac{b_e(r_2)}{g_{нк,2}} - \\ &\quad - \frac{\omega_1 \rho_{21}}{2Q_{e,1}} \frac{r_2}{r_1} \sin(\Delta\varphi + \varphi_c) - \frac{\omega_2 \rho_{12}}{2Q_{e,2}} \frac{r_1}{r_2} \sin(\Delta\varphi - \varphi_c). \end{aligned}$$

В этих уравнениях коэффициенты ρ_{21} и ρ_{12} характеризуют долю мощности одного магнетрона, проникающую в резонатор другого.

В приближении слабой связи ($\rho \ll 1$) и малой расстройки частот обычно полагают амплитуды колебаний постоянными и равными амплитуде стационарной генерации одиночного магнетрона r_0 , что приводит к стандартному уравнению Адлера с коэффициентом $\frac{\rho\omega_0}{Q_{ext}} \cos\varphi_c$. Однако, как показано в работах [31-33], при $\cos\varphi_c \rightarrow 0$ такое приближение становится несправедливым. В данной работе учтены поправки к амплитудам первого порядка по параметру связи: $r_{1,2} = r_0 + \tilde{r}_{1,2}$. Линеаризация амплитудных уравнений позволяет получить выражения для поправок

$$\begin{aligned} \tilde{r}_1 &= \frac{\rho r_0 Q_L}{Q_e (1 + Q_L/Q_0)} \cos(\Delta\varphi + \varphi_c) = \frac{\rho r_0 Q_0 Q_L}{Q_e (Q_L + Q_0)} \cos(\Delta\varphi + \varphi_c), \\ \tilde{r}_2 &= \frac{\rho r_0 Q_L}{Q_e (1 + Q_L/Q_0)} \cos(\Delta\varphi - \varphi_c) = \frac{\rho r_0 Q_0 Q_L}{Q_e (Q_L + Q_0)} \cos(\Delta\varphi - \varphi_c). \end{aligned}$$

после чего подстановка в уравнение для разности фаз и разложение в ряд Тейлора с точностью до членов порядка ρ^2 даёт обобщённое уравнение Адлера:

$$\begin{aligned} \Delta\dot{\varphi} &= \Delta\omega - \frac{\omega_0 \rho}{Q_e} (\cos\varphi_c + \tan\alpha \sin\varphi_c) \sin\Delta\varphi - \\ &\quad - \frac{\omega_0 \rho^2 Q_0 Q_L}{Q_e^2 (Q_L + Q_0)} [\sin^2\varphi_c + \tan\alpha \sin(2\varphi_c)] \sin(2\Delta\varphi). \end{aligned}$$

Анализ этого уравнения показывает, что первое слагаемое ($\sim\rho$) соответствует диссипативной (резистивной) связи между осцилляторами, а второе слагаемое ($\sim\rho^2$) – консервативной (ёмкостной) связи. Определены

условия доминирования типов связи: при $\sin \varphi_c = 0$ или $\tan \varphi_c = -2 \tan \alpha$ связь чисто диссипативная; при $\cot \varphi_c = -\tan \alpha$ – чисто консервативная.

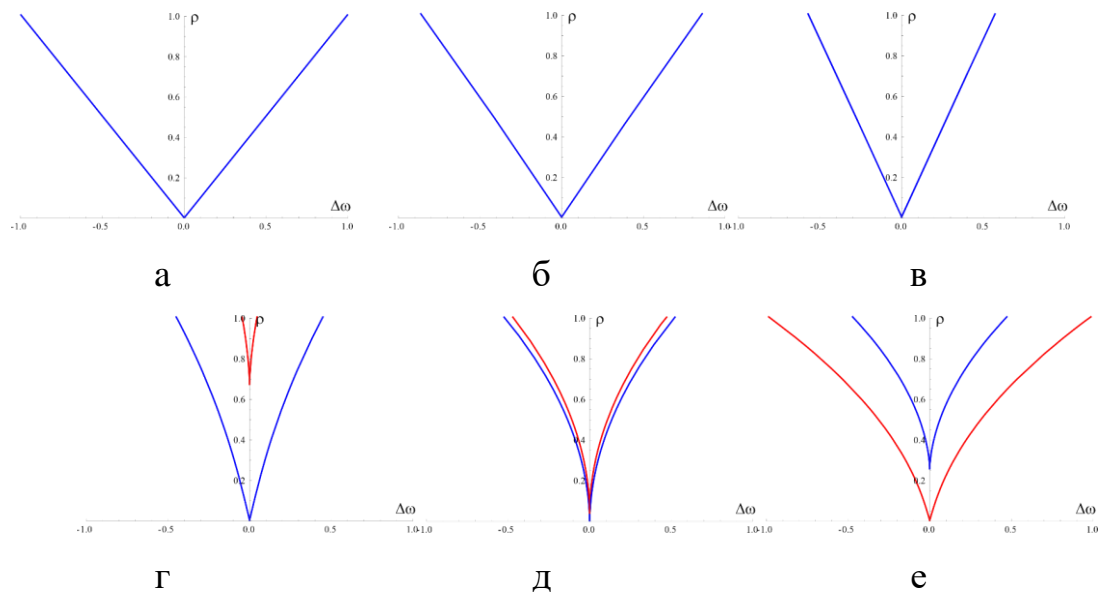
Для стационарного режима синхронизации ($\Delta\varphi = \text{const}$) получено уравнение для стационарной разности фаз. Граница устойчивости задаётся соотношениями:

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0 \rho}{Q_e} (\cos \varphi_c + \tan \alpha \sin \varphi_c) \sin \Delta\varphi_0 + \frac{\omega_0 \rho^2 Q_0 Q_L}{Q_e^2 (Q_L + Q_0)} (\sin^2 \varphi_c + \tan \alpha \sin(2\varphi_c)) \sin(2\Delta\varphi_0),$$

$$\rho = -\frac{Q_e (Q_L + Q_0)}{2Q_0 Q_L} \cdot \frac{\cos \Delta\varphi_0 (\cos \varphi_c + \tan \alpha \sin \varphi_c)}{\cos(2\Delta\varphi_0) (\sin^2 \varphi_c + \tan \alpha \sin(2\varphi_c))}.$$

которые определяют в параметрическом виде границу области синхронизации на плоскости параметров $\Delta\omega - \rho$.

На основе полученных соотношений проведены расчёты для параметров магнетрона X-диапазона Raytheon QK582 с мощностью 200 Вт в непрерывном режиме ($Q_0 = 1000$, $Q_e = 200$, $Q_L = 170$, $\alpha = 20^\circ$), исследованного экспериментально в работе [19]. На рис. 1 представлены границы областей синхронизации (языки Арнольда) для различных значений набег фазы φ_c .



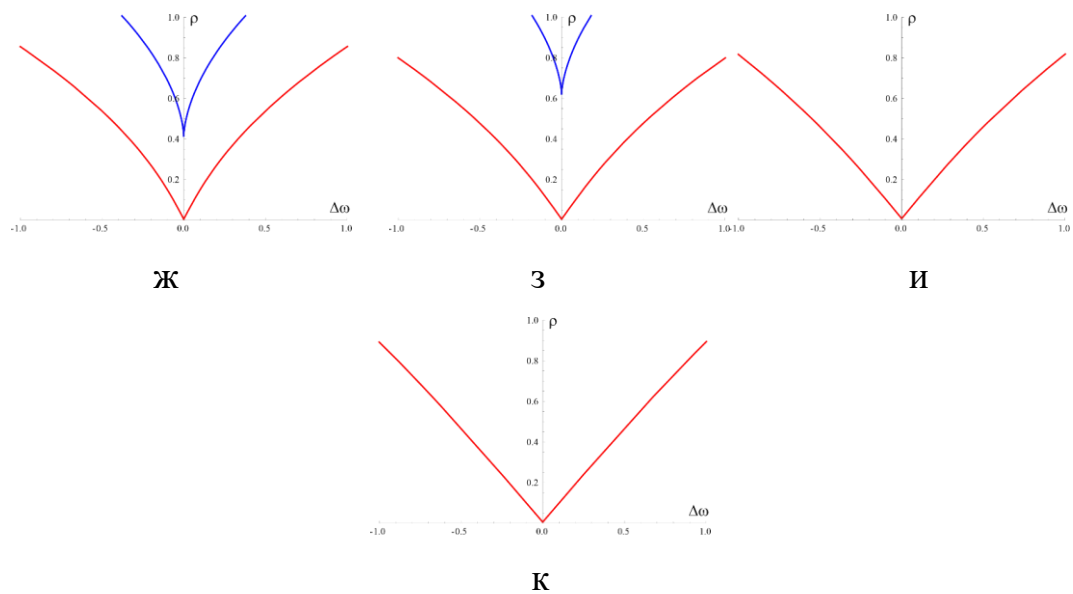


Рис. 1. Границы области синхронизации на плоскости параметров $\Delta\omega - \rho$ при $\alpha = 20^\circ$ и различных значениях набега фазы: $\varphi_c = 0$ (а); 0.1π (б); 0.2π (в); 0.3π (г); 0.4π (д); 0.5π (е); 0.6π (ж); 0.7π (з); 0.8π (и); 0.9π (к).

При $\varphi_c = 0$ (рис. 1(а)) наблюдается случай чисто диссипативной связи: язык синхронизации имеет классическую форму с прямолинейными границами, ширина полосы линейно растёт с коэффициентом связи ($\Delta\omega \sim \rho$), устанавливается синфазная синхронизация. С ростом φ_c полоса синхронизации сужается, границы искривляются (рис. 1(б,в)). При $\varphi_c = 0.3\pi$ (рис. 1(г)) появляется область противофазной синхронизации (показана красным цветом). При $\varphi_c = 0.4\pi$ (рис. 1(д)) языки синхронизации, соответствующие синфазной и противофазной модам, сильно сближаются, ширина полосы становится наиболее узкой ($\Delta\omega \sim \rho^2$), наблюдается полное вырождение мод. При дальнейшем увеличении φ_c языки меняются местами (рис. 1(е-з)), а при $\varphi_c \rightarrow \pi$ вновь доминирует диссипативная связь, но синхронизация становится противофазной (рис. 1(и,к)). При $\varphi_c = \pi$ язык синхронизации совпадает с представленным на рис. 1(а), но с противоположным знаком $\cos \varphi_c$.

На рис. 2 приведены зависимости стационарной разности фаз $\Delta\varphi_0$ от набега фазы φ_c при фиксированных значениях расстройки и параметра связи.

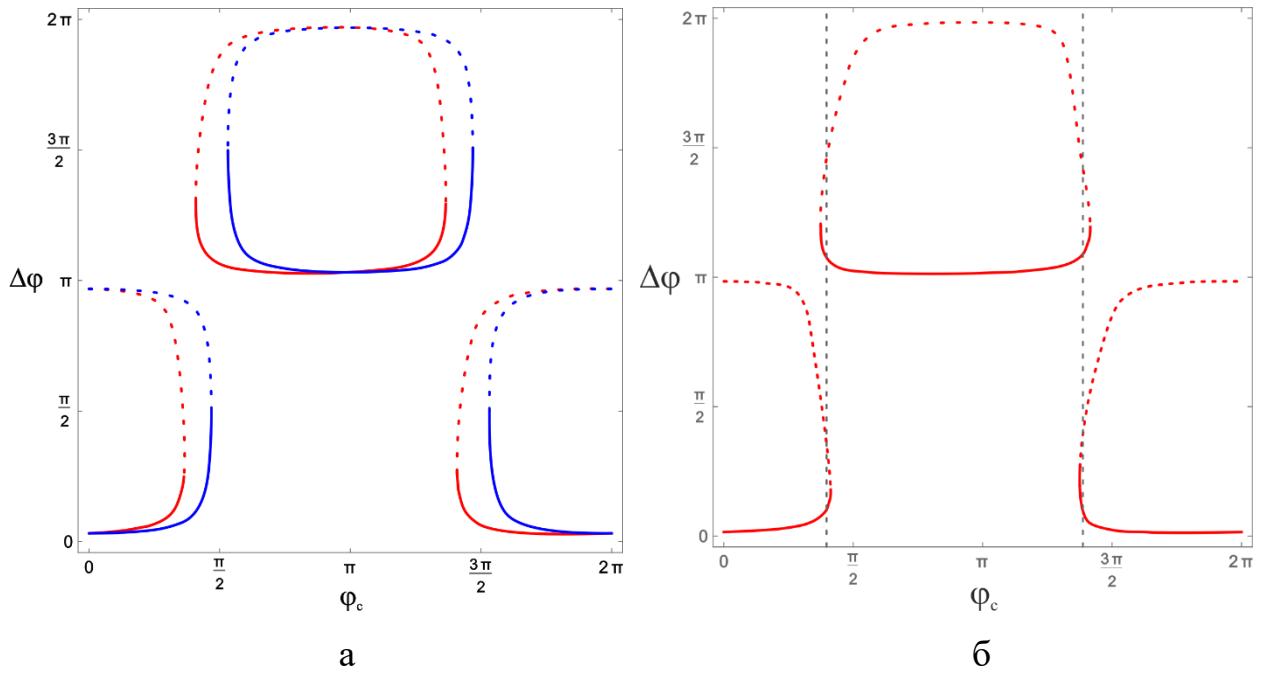


Рис. 2. Зависимости разности фаз от набега фазы φ_c при $\Delta\omega Q_e/\omega_0 = 0.01$, $\rho = 0.1$ (а) и $\rho = 0.2$ (б).

Красными кривыми показаны результаты, полученные на основе развитой теории (обобщённое уравнение Адлера), синими – для сравнения приведены результаты стандартной теории, не учитывающей изменение амплитуд. Сплошные линии соответствуют устойчивым состояниям, пунктирные – неустойчивым. Видно, что при изменении φ_c режимы синфазной и противофазной синхронизации чередуются. При $\rho = 0.2$ (рис. 2(б)) появляются области (показаны штриховыми линиями), в которых наблюдается фазовая мультстабильность – при одних и тех же значениях параметров одновременно устойчивы как синфазное, так и противофазное состояния. Это означает, что система может установиться в любой из двух режимов в зависимости от начальных условий. Области мультстабильности соответствуют доминированию консервативной связи и отсутствуют в стандартной теории.

На рис. 3 представлены зависимости нормированных амплитуд колебаний $r_{1,2}/r_0$ от расстройки частот $\Delta\omega$.

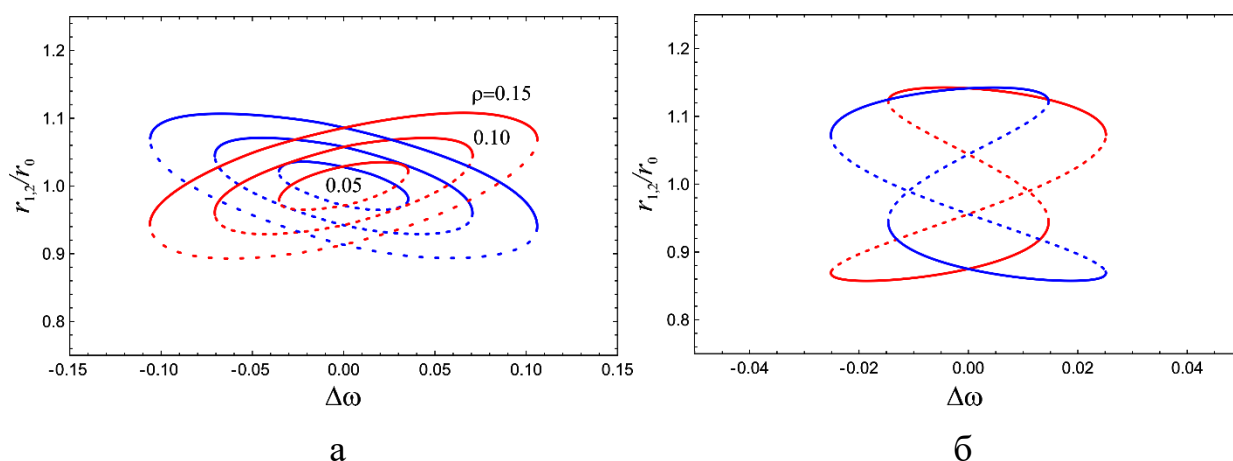


Рис. 3. Зависимости амплитуд от $\Delta\omega$ при $\phi_c = 0.2\pi$ и различных значениях ρ (а); $\phi_c = 0.4\pi$ и $\rho = 0.2$ (б).

При $\phi_c = 0.2\pi$ (диссипативная связь, рис. 3(а)) амплитудные кривые имеют вид, напоминающий эллипсы: при увеличении расстройки амплитуда одного генератора возрастает, другого – убывает. При $\phi_c = 0.4\pi$ (консервативная связь, рис. 3(б)) кривые становятся значительно более сложными и приобретают форму восьмерки. Это соответствует наличию четырёх стационарных состояний при одной и той же расстройке, из которых два устойчивы (синфазное и противофазное) и два неустойчивы, что согласуется с результатами, представленными на рис. 1 и 2. Таким образом, учёт изменения амплитуд колебаний в процессе синхронизации позволяет выявить новые эффекты, не описываемые стандартным уравнением Адлера, в частности фазовую мультистабильность и узкие языки синхронизации при консервативной связи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ В данной работе была развита модель, описывающая взаимную синхронизацию двух магнетронов, связанных с задержкой. Модель обобщает предложенные ранее в работах и позволяет более корректно учесть запаздывающий характер связи.

В рамках фазового приближения получено обобщённое уравнение Адлера, из которого следует, что в зависимости от набега фазы сигнала, распространяющегося от одного генератора к другому (ϕ_c), связь может носить как диссипативный, так и консервативный характер. Определены условия, при

которых доминирует тот или иной тип связи. При доминировании диссипативной связи устанавливается либо синфазная, либо противофазная синхронизация в зависимости от значения φ_c .

При консервативной связи имеет место фазовая мультистабильность: при одних и тех же значениях параметров устойчивы как противофазная, так и синфазная синхронизации. Ширина полосы синхронизации при консервативной связи существенно уже, чем при диссипативной, и нарастает как $\Delta\omega \sim \rho^2$. Построены области устойчивости на плоскости параметров расстройка – коэффициент связи.

Полученные результаты позволяют предсказывать оптимальные параметры соединительных линий для эффективного сложения мощности магнетронов и объясняют экспериментальные данные, не описываемые классической теорией.

Целью дальнейшей работы является обобщение результатов на случай амплитудно-фазового приближения, применимость которого не ограничивается малыми значениями расстройки и коэффициента связи, а также учёт изменения медленно меняющихся амплитуд и фаз за время запаздывания, что актуально для релятивистских магнетронов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Том 1. М.: Физматлит, 2003. С. 201-234.
2. Лебедев И. В.; под ред. Н. Д. Девяткова. Техника и приборы сверхвысоких частот: учебник для вузов по специальности «Электронные приборы». Т. II: Электровакуумные приборы СВЧ. М: Высш. шк. 1972. 376 с.
3. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. // Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. С. 51-96.
4. Электронные приборы СВЧ. Часть III: Взаимодействие электронов с электромагнитными полями резонансных колебательных систем в скрещенных электрическом и магнитном полях (М-тип взаимодействия). Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1980. С. 161-212.
5. Жеребцов И.П. Основы электроники. Ленинград: Энергоатомиздат. Ленинградское отделение, 1989. 352 с.
6. Алексеев Н.Ф. К вопросу о создании многорезонаторного магнетрона // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1970. № 4. С. 159-167.
7. Alekseev N.F., Malairov D.E. Generation of high-power oscillations with a magnetron in the centimeter band // Proc. IRE. 1944. Vol. 32, No. 3. P. 136-139.
8. Boot H., Randall J. Historical notes on the cavity magnetron // IEEE Trans. Electron Devices. 1976. Vol. 23, No. 7. P. 724-729.
9. Anilkumar P., Pamu D., Tiwari T. Historical development sand recent advances in high-power magnetron: a review// IETE Technical Review. 2023. Vol. 40, No. 2. P. 173-193.
10. Капица П.Л. Электроника больших мощностей // УФН. 1962. Т. 78, № 10. С. 181–265.
11. Hu B. et al. A long-distance high-power microwave wireless power transmission system based on asymmetrical resonant magnetron and cyclotron-wave rectifier // Energy Reports. 2021. Vol. 7. P. 1154-1161.

12. Bekefi G., Orzechowski T.J. Giant microwave bursts emitted from a field-emission, relativistic-electron-beam magnetron // *Phys. Rev. Lett.* 1976. Vol. 37, No. 6. P. 379-382.
13. Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д., Нечаев В.Т., Офицеров М.М., Солуянов Е.И., Фукс М.И. Релятивистский магнетрон с дифракционным выводом // *Письма в ЖТФ.* 1977. Т. 3, № 20. С. 1048.
14. Фукс М.И., Schamiloglu E., Ковалев Н.Ф. Этапы развития релятивистских магнетронов // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2016. Т. 24, № 6. С. 39-53.
15. Andreev D., Kuskov A., Schamiloglu E. Review of the relativistic magnetron // *Matter Radiat. Extremes.* 2019. Vol. 4, No. 6. P. 067201.
16. Benford J. History and future of high power microwaves // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2024. Vol. 52, No. 4. P. 1137–1144.
17. Slater J.C. The Phasing of Magnetrons. Technical Report No. 35. Cambridge, MA, USA: Research Laboratory of Electronics, Massachusetts Institute of Technology, 1947. 35 p.
18. Chen S.C. Growth and frequency pushing effects in relativistic magnetron phase-locking // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1990. Vol. 18, No. 3. P. 570-576.
19. Lehr C.G., Kalnajs A.J. The electronic admittance of a C.W. magnetron oscillator // *Int. J. Electronics.* 1960. Vol. 8, No. 1. P. 19-38.
20. Adler R. A study of locking phenomena in oscillators // *Proc. IRE.* 1946. Vol. 34, No. 6. P. 351-357.
21. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М. Нелинейные колебания. М.: Физматлит, 2005. 292 с.
22. Кузнецов А.П., Емельянова Ю.П., Сатаев И.Р., Тюрюкина Л.В. Синхронизация в задачах. Саратов: Издательский центр «Наука», 2010. 256 с.
23. Кузнецов А.П., Сатаев И.Р., Трубецков Д.И., Селиверстова Е.С. Удивительный Роберт Адлер: лампа Адлера, уравнение Адлера и многое

- другое // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2015. Т. 23, № 3. С. 3-26.
24. Erneux T. Applied Delay Differential Equations. Springer, 2009. 204 p.
 25. Benford J., Sze H., Woo W., et al. Phase locking of relativistic magnetrons // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. P. 969-971.
 26. Woo W., Benford J., Fittinghoff D., Harteneck G., Price D., Smith R., Sze H. Phase locking of high-power microwave oscillators // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65, № 3. P. 861–866.
 27. Sze H., Smith R.R., Benford J.N., Harteneck B.D. Phase-locking of strongly coupled relativistic magnetrons // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 1992. Vol. 34, No. 3. P. 235-241.
 28. Levine J.S., Benford J., Sze H., Woo W., Smith R.R., Harteneck B. Strongly coupled relativistic magnetrons for phase-locked arrays // Proc. SPIE. 1989. Vol. 1061, Microwave and Particle Beam Sources and Directed Energy Concepts. P. 144-156.
 29. Benford J., Levine J. A compact phase locked module of relativistic magnetrons // 1990 8th International Conference on High-Power Particle Beams, 2–5 July 1990, Novosibirsk, USSR. P. 321-328.
 30. Levine J.S., Aiello N., Benford J., Harteneck B. Design and operation of a module of phase-locked relativistic magnetrons // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 70. P. 2838-2848.
 31. Usacheva S.A., Ryskin N.M. Phase locking of two limit cycle oscillators with delay coupling // Chaos. 2014. Vol. 24, No. 2. 023123.
 32. Adilova A.B., Balakin M.I., Gerasimova S.A., Ryskin N.M. Bifurcation analysis of multistability of synchronous states in the system of two delay-coupled oscillators // Chaos. 2021. Vol. 31, No. 11. 113103.
 33. Adilova A.B., Ryskin N.M. Theory of peer-to-peer locking of high-power gyrotron oscillators coupled with delay // Electronics. 2022. Vol. 11, № 5. 811.