

Квазианалитическая теория giro-ЛОВ с зигзагообразной квазиоптической электродинамической системой

Е.М. Новак^{1,2}, С.В. Самсонов¹, А.В. Савилов^{1,2}

¹Институт прикладной физики РАН

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Аннотация: Развита теория гиротронной лампы обратной волны с секционированной квазиоптической системой с зигзагообразной траекторией луча рабочей волны. Объяснены особенности изменения рабочей частоты и мощности выходного сигнала в процессе широкополосной перестройки частоты генерации.

Ключевые слова: гиротрон, мазер на циклотронном резонансе, настройка частоты

1. Введение

В настоящее время активно разрабатываются субтерагерцовые циклотронные мазеры (гиротроны) с относительно высокой (десятки Ватт – единицы киловатт) мощностью в непрерывном режиме генерации, предназначенные для использования в спектроскопических приложениях. Однако с точки зрения ряда таких приложений было бы идеально иметь источник, который обеспечивает комбинацию стабильности (узкополосности) генерируемого волнового сигнала вместе с возможностью его плавной регулировки в полосе частот шириной не менее нескольких процентов. В то же время принципиальным недостатком гиротронов является то, что использование в этих автогенераторах селективного циклотронного возбуждения электронами аксиальной моды с высокой добротностью вблизи среза открытого резонатора существенно ограничивает возможности перестройки частоты.

Недавно в качестве электродинамической системы взаимодействия гиротрона была предложена микроволновая система в виде квазиоптической линии передачи [1]. Она состоит из фокусирующих зеркал, которые периодически разнесены вдоль продольной оси z и обеспечивают транспортировку пучка гауссовой волны по зигзагообразной траектории (рис. 1). Электронно-волновое взаимодействие происходит в областях, где волна, как в гиротроне, распространяется строго поперек электронного пучка, что приводит к взаимодействию с минимальной чувствительностью к разбросу скоростей частиц. Моделирование демонстрирует привлекательность этой схемы для реализации генератора типа лампа обратной волны (ЛОВ) с уникально широкой полосой частотной перестройки. В этой работе мы разрабатываем квазианалитическую теорию описанной выше зигзагообразной giro-ЛОВ, которая объясняет особенности изменения рабочей частоты и мощности выходного сигнала в процессе широкополосной перестройки частоты, обеспечиваемой изменением рабочего магнитного поля.

2. Модель и уравнения

Мы используем простую двумерную модель, подробно описанную в [2]. Электроны движутся вдоль продольного магнитного поля $\mathbf{B}_0 = z_0 B_0$ (рис. 1а), при этом поперечный размер электронного пучка d_x достаточно велик в масштабе длины излучаемой волны. Наряду с поступательным движением вдоль оси z частицы также совершают циклотронные колебания в плоскости x - y . Рисунок 1 б иллюстрирует 2-D

модель, использованную в нашем анализе в случае, когда система состоит из четырех секций электродинамической системы. Мы предполагаем, что амплитуда волны a_n однородна по z -координате внутри каждой секции n , поскольку эта структура поддерживается квазиоптической зеркальной системой.

Воспользуемся известными [3] асимптотическими уравнениями движения, описывающие изменение нормированной энергии частиц $u = (\gamma_0 - \gamma) / p_{\parallel} C$ и их фазы θ в поле рабочей волны.

$$\frac{du}{d\zeta} = \text{Re } a_n e^{i\theta}, \quad \frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{\delta - u}{1 + \varepsilon}, \quad \frac{da_n}{d\xi} = \frac{1}{L} \int_{\zeta_n}^{\zeta_n+L} \langle e^{-i\theta} \rangle d\zeta \quad (1)$$

Здесь $\zeta = C k z$ – нормированная продольная координата. Используется традиционная нормировка на фактор Пирса C , описывающий интенсивность электронно-волнового взаимодействия. Усиление волны описывается эволюцией ее амплитуды по поперечной координате $\xi = C k x$. В уравнениях выше n – номер секции, L – нормированная длина секции. Фактор $\varepsilon = \Delta V_z / V_z$ описывает учет разброса поступательных скоростей разных фракций электронного пучка, $-S/2 \leq \varepsilon \leq S/2$.

Граничные условия описывают отражение волны от «верхнего» зеркала секции « $n+1$ » в «нижнее» зеркало секции « n » со сдвигом по фазе Ψ , описывающим движение волнового пакета из одной секции в другую, а также отсутствие внешнего сигнала на входе в последнюю (в нашем примере – четвертую) секцию (здесь ξ_0 – нормированный поперечный размер секций):

$$a_4(\xi = 0) = 0, \quad a_n(\xi = 0) = a_{n+1}(\xi = \xi_0) e^{-i\Psi} \quad (2)$$

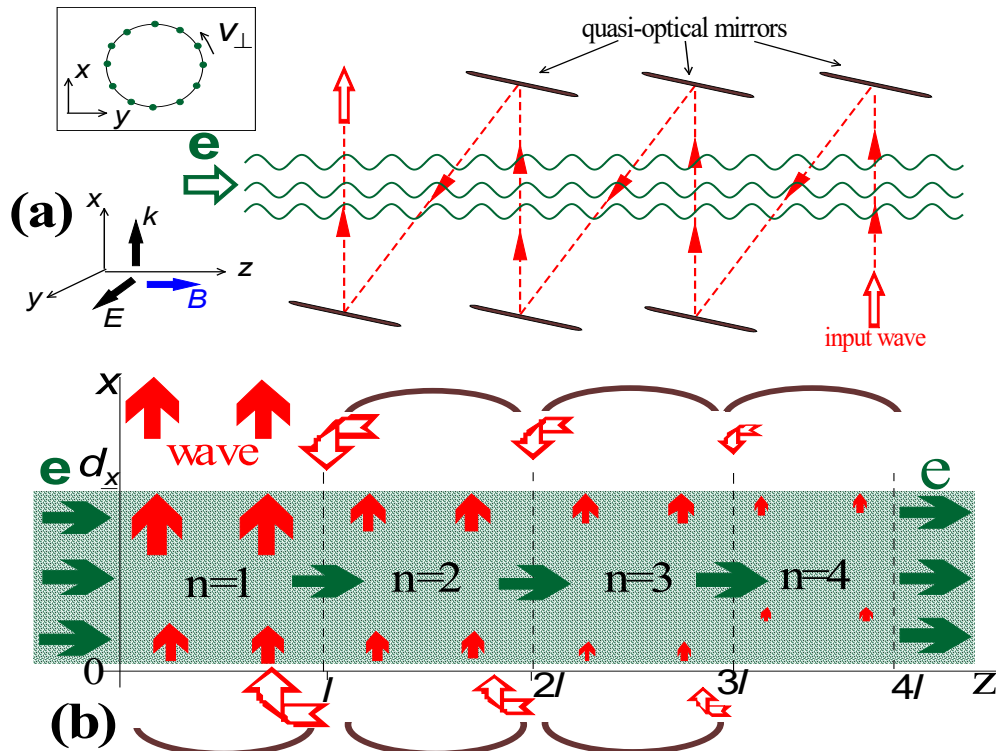


Рисунок 1. (а) Гиро-ЛОВ с зигзагообразной квазиоптической системой. (б) 2-D модель системы, состоящей из четырех секций электронно-волнового взаимодействия.

Эволюция системы во времени описывается введением временной переменной $\tau = C k V_z t$, так что $d\zeta/d\tau = 1$. При этом граничные условия (2) преобразуются следующим образом:

$$a_n(\xi = 0, \tau) = a_{n+1}(\xi = \xi_0, \tau - T), \quad n = 1, 2, 3, \quad (3)$$

$$a_4(\xi = 0, \tau) = 0,$$

Здесь $T \sim L$ – нормированное время задержки при пролете волны от секции к секции.

Заметим, в нашей задаче продольная и поперечная координата могут быть перенормированы следующим образом

$$\bar{\xi} = \xi/\xi_0, \quad \bar{\zeta} = \sqrt{\xi_0} \zeta. \quad (4)$$

3. Линейная стационарная теория

При моделировании уравнений (2) мы находим нормированную длину секции, $\sqrt{\xi_0}L$ и расстройку синхронизма δ , которые обеспечивают стартовые условия для этой системы, при этом считая сдвиг фазы Ψ волны между секциями независимым параметром. Согласно рис. 2, $\delta L \approx -\Psi$, что имеет простой физический смысл. Формула $\delta \sim (\omega - \Omega)/V_z$ соответствует резонансному условию $\omega - \Omega \approx hV_z$, где $h = -\Psi/L$ – эффективное продольное волновое число возбуждающейся волны. Соответственно, при $\Psi \rightarrow 0$ имеем гиротронный режим электронно-волнового взаимодействия, а при больших Ψ – критичные к скоростному разбросу режимы типа гиро-ЛОВ ($h < 0$) и гиро-ЛБВ ($h > 0$).

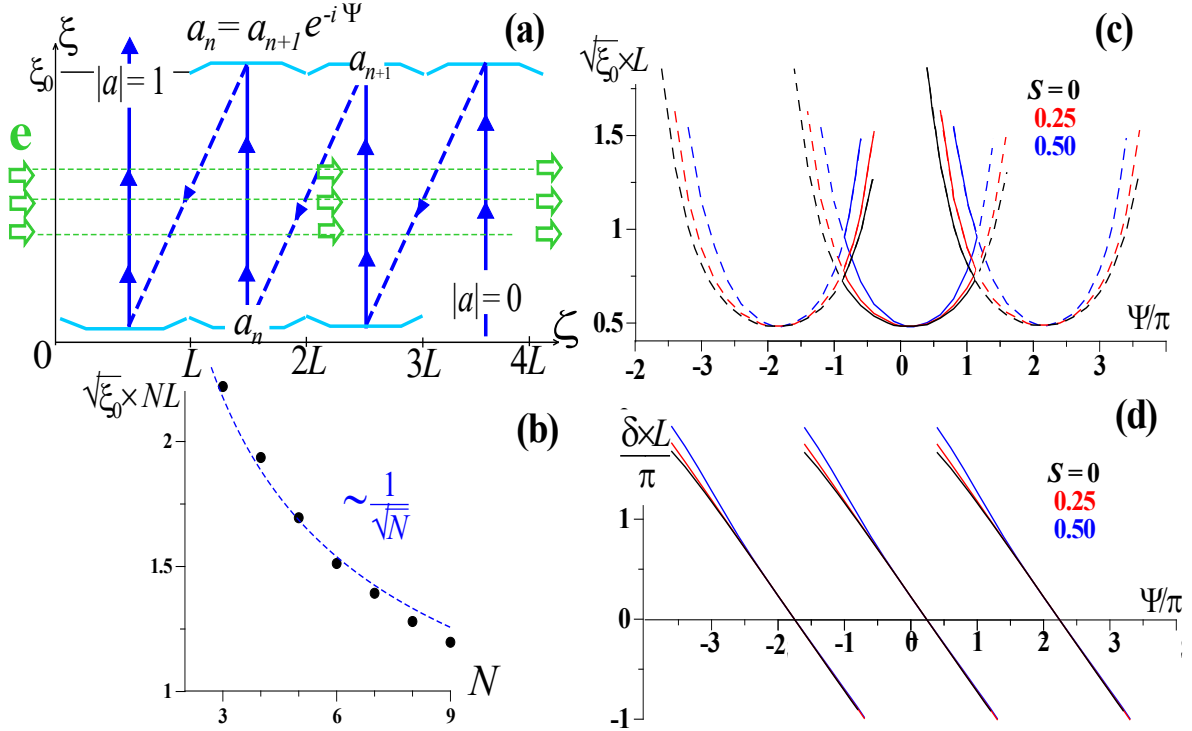


Рисунок 2. Иллюстрация модели (а). Полная нормированная стартовая длина системы в зависимости от числа секций в случае $\Psi = 0$ (б). Нормированная начальная длина одной секции и безразмерная расстройка в зависимости от сдвига фазы волны между участками Ψ при различных разбросах скорости электронов S (с и d).

Закон перестройки частоты с изменением магнитного поля носит кусочный характер, что объясняется периодической зависимостью стартовых характеристик (рис. 2) от фазы Ψ . Он отличается от простого закона $\omega = \Omega$, поскольку от частоты зависит и расстройка электронно-волнового синхронизма $\delta L = D(\omega - \Omega)$, и скачок фазы волны между секциями $\Psi = A\omega$. С учетом формулы $\delta L \approx -\Psi$ это приводит к тому, что производная $\partial\omega/\partial\Omega$ оказывается меньше единицы:

$$\omega(\Omega) = \frac{1}{1 + A/D} \Omega \quad (5)$$

4. Нелинейная пространственно-временная теория

Предсказанный кусочный характер зависимости частоты генерации от магнитного поля $\omega(\Omega)$ подтверждается и в рамках нелинейных пространственно-временных расчетов. Рисунок 3 иллюстрирует зависимости нормированной мощности генерации (электронного КПД) $\eta = \langle u \rangle$ и нормированной частоты генерируемой волны $\Delta [a \sim \exp(i\Delta\tau)]$ от «отвечающей» за изменение магнитного поля расстройки синхронизма δ (при этом зависимость $\omega = \Omega$ в терминах нормированных параметров соответствует зависимости $\Delta = -\delta$) в случае, когда нормированная длина секции $L = 0,7$ на 40% превышает стартовую длину ($L_{st} \approx 0,5$).

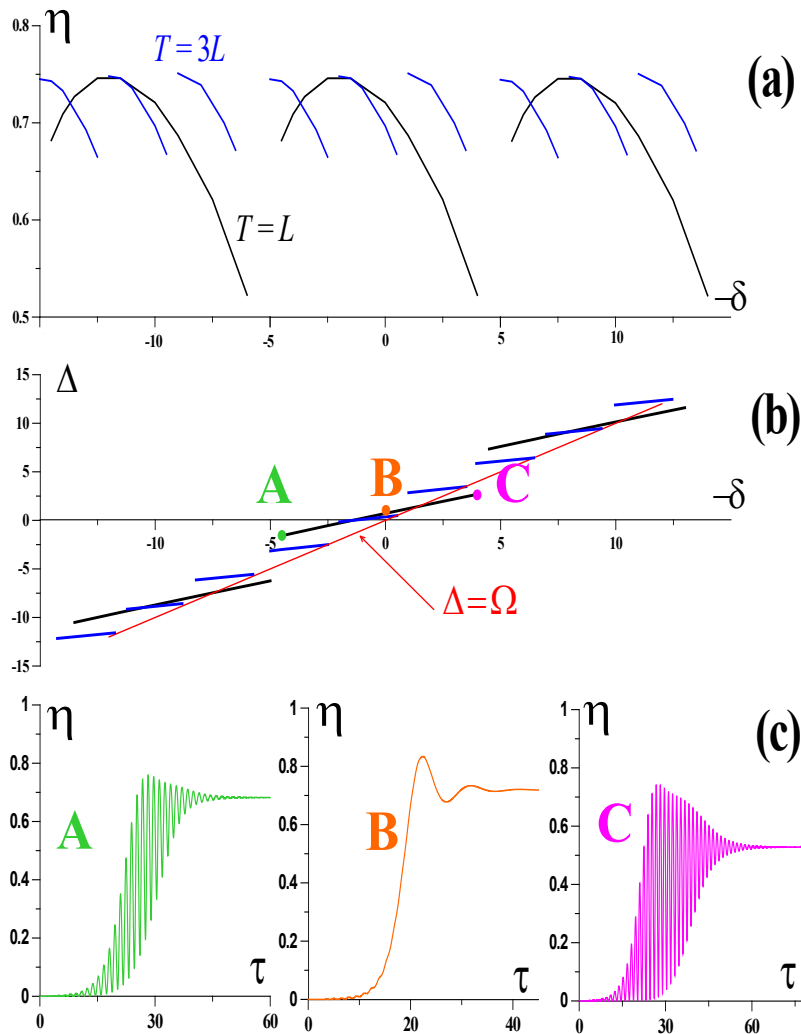


Рисунок 3. Зависимости выходного кпд η (а) и нормированной частоты возбужденной волны Δ (б) от нормированного магнитного поля (расстройки) $-\delta$ в стационарном режиме генерации в случаях времен запаздывания $T=L$ (черные кривые) и $T=3L$ (синие кривые). Рисунок 3 с иллюстрирует зависимости нормированной мощности выходного волнового сигнала η от времени τ для различных значений нормированного магнитного поля $-\delta$ (точки А, В и С на рис. 3 б).

При этом размер интервалов непрерывной перестройки частоты уменьшается с

ростом нормированного времени T , описывающего запаздывание волны при ее переходе от секции к секции.

Рисунок 3 с иллюстрирует зависимости нормированной мощности выходного волнового сигнала η от времени τ для различных значений нормированного магнитного поля $-\delta$ (точки А, В и С на рис. 3 б).

Видно, что мощность генерации в установившемся режиме примерно одна и та же во всех трех случаях, однако сценарии выхода системы на стационар несколько отличаются. В случае В, соответствующем центру рассматриваемого интервала (ветки) зависимости $\Delta(\delta)$ непрерывной частотной перестройки, выход на стационар происходит в практически одночастотном режиме колебания, в то время как в режимах А и С, соответствующих краям данной ветки $\Delta(\delta)$, наблюдаются колебания мощности генерации, которые соответствуют конкуренции волны из данной ветки зависимости $\Delta(\delta)$ с волнами на частотах, соответствующих соседним веткам.

Исследование выполнено за счет **гранта Российского научного фонда (проект № 21-19-00443)**.

Список литературы

1. Samsonov S.V., Denisov G.G., Bogdashov A.A., Gachev I.G. Cyclotron Resonance Maser with Zigzag Quasi-Optical Transmission Line: Concept and Modeling. // IEEE Trans. Electron Devices. – 2021. – Т. 68. – С. 5846.
2. Novak E.M., Samsonov S.V., Savilov A.V. Klystron-like Cyclotron Amplification of a Transversely Propagating Wave by a Spatially Developed Electron Beam. // Electronics (Switzerland). – 2022. – Т. 11. – С. 323.
3. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I., Common properties of free electron lasers. // Optics Communications. – 1979. – Т. 30. – С. 409.