

Введение

Современные системы связи, радиолокации и электронной войны предъявляют высокие требования к мощным СВЧ-источникам. В мегаваттном диапазоне вакуумные электронные приборы (ВЭП) остаются незаменимыми, однако классические типы (клистроны, ЛБВ, магнетроны) имеют ограничения: узкополосность, сложность фокусировки, высоковольтное питание.

Особый интерес представляет резистивный усилитель (RWA). Теоретический анализ Бердсолла и Уиннери (1953) [1] показал, что при индуктивном характере проводимости стенки возможно высокое усиление волны пространственного заряда. Однако практическая реализация классического RWA столкнулась с проблемой – требованием ультратонких диэлектрических подложек.

Прорыв стал возможен с появлением метаматериалов, позволяющих реализовать отрицательную диэлектрическую проницаемость. Концепция метаматериал-усиленного RWA (ME-RWA) развита в работах Роу, Боске и Бехдада (2015–2017) [2–4]. В качестве практически реализуемой структуры предложена периодическая решетка индуктивных меандровых линий, обеспечивающая вакуумную совместимость и гибкую настройку параметров.

Актуальность работы обусловлена необходимостью параметрической оптимизации ME-RWA, в частности – определения оптимальных соотношений между параметрами пучка, геометрией метаматериала и коэффициентом усиления.

Цель работы – построение модели планарного резистивного усилителя с метаматериалом и её анализ.

Задачи: вывести дисперсионное уравнение для планарного ME-RWA, реализовать численный алгоритм его решения, проанализировать влияние геометрических и режимных параметров (зазора, толщины

метаматериала, плотности тока, напряжения, частотных характеристик) на коэффициент погонного усиления.

Объект исследования – планарный волноводный канал с электронным пучком и слоем метаматериала.

Предмет исследования – коэффициент усиления волны пространственного заряда.

Теоретическая основа – труды Birdsall & Whinnery [1], теория метаматериалов, работы Rowe, Booske, Behdad [2–4]. Метод – численное моделирование в Wolfram Mathematica.

Структура ВКР: введение, две главы, заключение, список литературы. Первая глава – обзор теории резистивного усиления, метаматериалов и эволюции к планарной модели. Вторая глава – вывод дисперсионного уравнения, параметрический анализ и влияние ключевых параметров на погонное усиление.

Основное содержание работы

Во второй главе диплома представлен вывод дисперсионного уравнения для планарной геометрии.

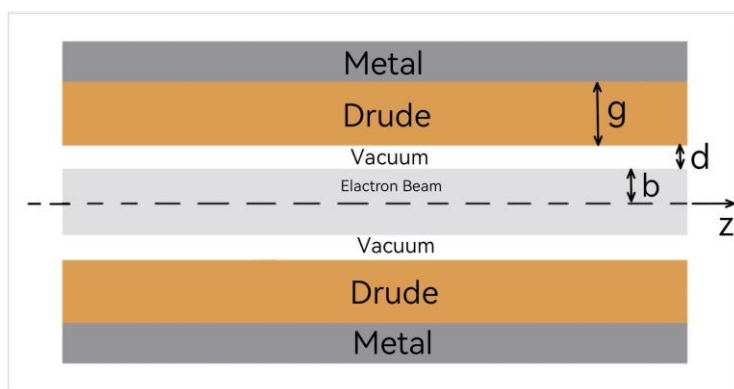


Рис.1 Планарная модель резистивного усилителя.

Рассматривается следующая модель (рис.1): электронный пучок толщиной $2b$ (полуширина b) летит вдоль оси Oz посередине пролетного канала, на расстоянии d от слоя метаматериала (сверху и снизу). Слой метаматериала толщиной g описывается моделью Друде с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{eff}(f) = 1 - \frac{f_{pm}^2}{f(f+j\nu)}$, где f_{pm} – плазменная частота, ν – частота столкновений. За слоем метаматериала находятся идеально проводящие стенки. Пучок считаем бесконечно широким вдоль оси Ox , рассматриваются ТМ-моды.

По методике из статьи [1], получено следующее дисперсионное уравнение, связывающее комплексную постоянную распространения $\beta = \beta_r + j\beta_i$ с параметрами системы:

$$Tb \operatorname{tg}(Tb) = \frac{(\psi b)^2}{j2\pi f \varepsilon_0 b} Y_b.$$

Здесь T определяется как $T^2 = \psi^2 \left[\frac{\beta_p^2}{(\beta - \beta_e)^2} - 1 \right]$, $\psi^2 = \beta^2 - k_0^2$, $k_0 = \frac{2\pi f}{c}$, $\beta_e = \frac{2\pi f}{v_0}$, – электронная постоянная распространения, $\beta_p = \frac{2\pi f_p}{v_0}$ – плазменная постоянная распространения, $f_p = \sqrt{\frac{\eta i_0}{\varepsilon_0 v_0}}$ – плазменная частота пучка, η – удельный заряд электрона, i_0 – плотность тока пучка, v_0 – средняя скорость электронов, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, c – скорость света, $j = \sqrt{-1}$ – мнимая единица. Входная проводимость Y_b рассчитывается через последовательность слоев (вакуумный зазор – слой Друде – металл): $Y_b = Y_2 \frac{Y_a + Y_2 \operatorname{th}(\psi d)}{Y_2 + Y_a \operatorname{th}(\psi d)}$, где $Y_a = Y_3 \operatorname{cth}(\varphi g)$, $Y_2 = \frac{j2\pi f \varepsilon_0}{\psi}$, $Y_3 = \frac{j2\pi f \varepsilon_0 \varepsilon_{eff}}{\varphi}$, $\varphi = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{eff}}$. В геометрических обозначениях b – полуширина электронного пучка, d – толщина вакуумного зазора между пучком и метаматериалом, g – толщина слоя метаматериала (Друде), f – рабочая частота. После решения дисперсионного уравнения коэффициент

погонного усиления в дБ/м вычисляется как $G = 8,686 \beta_i$, где $\beta_i = \text{Im}(\beta)$. Численное решение реализовано в среде Wolfram Mathematica.

Полученные результаты. С помощью разработанного алгоритма выполнено систематическое исследование влияния геометрических и режимных параметров на коэффициент погонного усиления G (дБ/м). Для каждого параметра в диапазоне частот 1-3 ГГц получены зависимости погонного усиления при фиксированных остальных величинах.

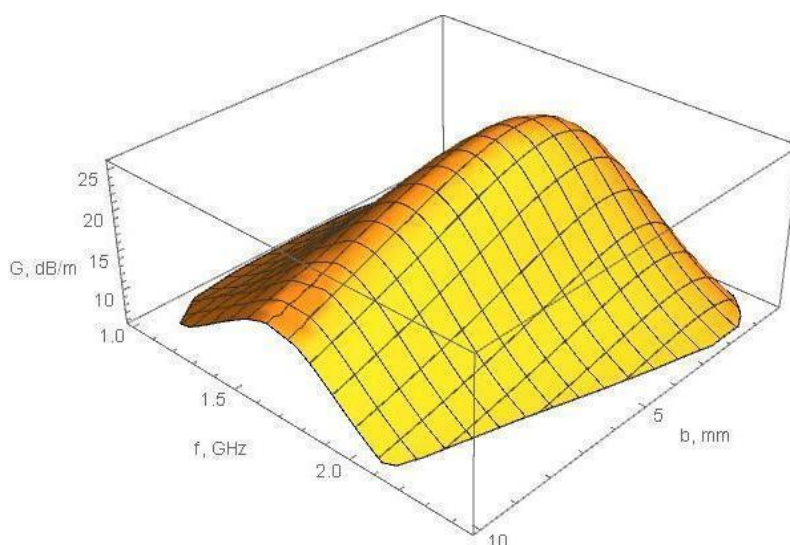


Рис.2 График, отображающий зависимость погонного усиления G от рабочей частоты f и полуширины пучка b .

На Рис.2 представлена зависимость погонного усиления G от рабочей частоты f и полуширины пучка b . Усиление растет при увеличении b от 0 до 3,2 мм, достигая максимума, а затем плавно снижается при $b > 3,2$ мм вплоть до 10 мм. Это объясняется тем, что при малом b взаимодействие пучка со стенкой слабое, при чрезмерно большом b затрудняется равномерное распределение поля. Оптимальная полуширина – около 3,2 мм.

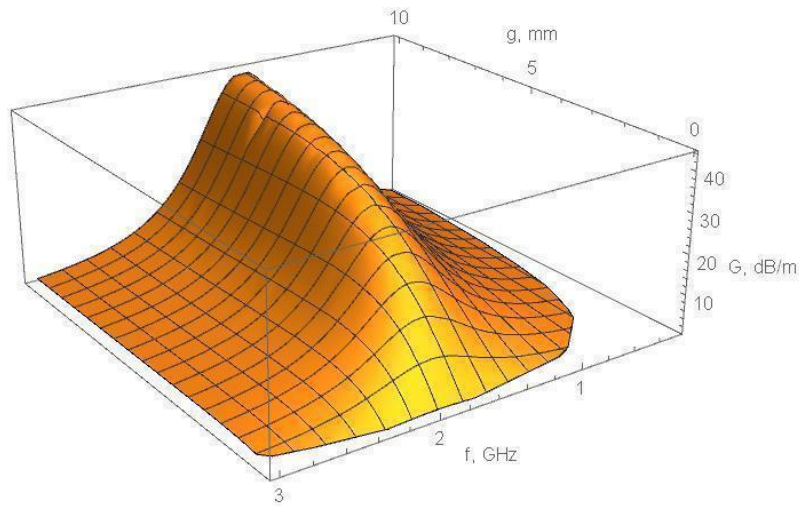


Рис.3 График, отображающий зависимость погонного усиления G от частоты f и толщины слоя Друде g .

На Рис.3 представлена зависимость погонного усиления G от частоты f и толщины слоя Друде g . В диапазоне $g = 0-10$ мм усиление монотонно возрастает с ростом g . Явно выраженного максимума не обнаружено, но физически чрезмерное увеличение g ведёт к росту омических потерь и технологическим сложностям. Рекомендован компромиссный интервал $g = 4-6$ мм, где усиление уже близко к максимальному, а потери приемлемы.

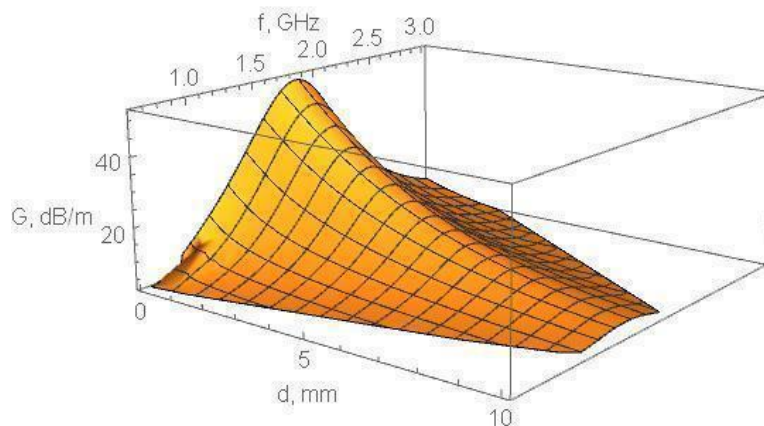


Рис.4 График, отображающий зависимость погонного усиления G от частоты f и толщины слоя вакуума d .

На Рис.4 представлена зависимость погонного усиления G от частоты f и толщины слоя вакуума d . Усиление максимально при минимальном d ($d = 0$) и монотонно падает с увеличением d . Это связано с ослаблением индуктивной связи между электронным пучком и метаматериалом.

Поскольку нулевой зазор нереализуем (пробой, фокусировка, допуски), практически рекомендуемое значение $d \approx 0,5$ мм.

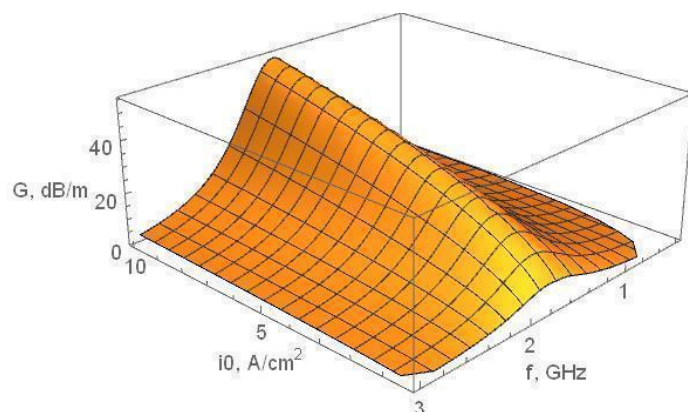


Рис.5 График, отображающий зависимость погонного усиления G от частоты f и плотности тока i_0 .

На Рис.5 представлена зависимость погонного усиления G от частоты f и плотности тока i_0 . Усиление растет с увеличением i_0 пропорционально $\sqrt{i_0}$ (поскольку $\omega_p \sim \sqrt{i_0}$). В работе показано, что при $i_0 = 2$ А/см² достигается $G \approx 50$ дБ/м, при $i_0 = 10$ А/см² – $G \approx 75$ –100 дБ/м. Оптимальным для практики признан диапазон $i_0 = 2$ –10 А/см². Более высокие плотности тока (до 20 А/см²) возможны, но требуют специальных эмиттеров и могут вызвать проблемы с фокусировкой.

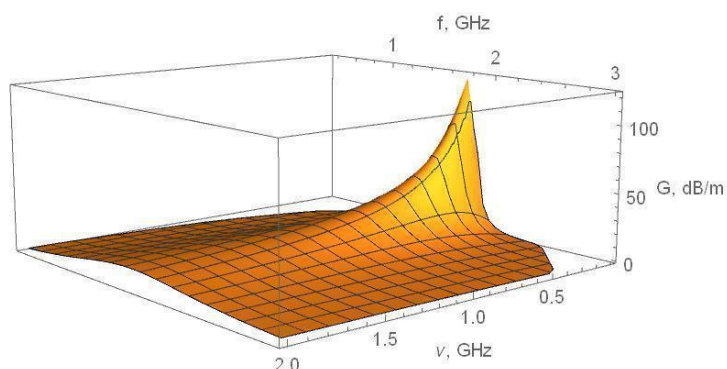


Рис.6 График, отображающий зависимость погонного усиления G от частоты f и затухания ν .

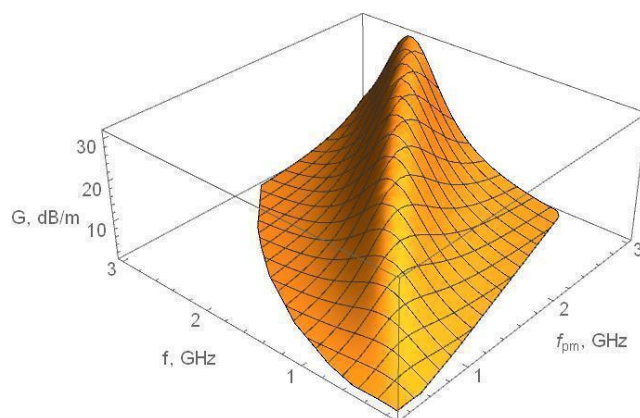


Рис.7 График, отображающий зависимость погонного усиления G от частоты f и плазменной частоты метаматериала f_{pm} .

Проведен отдельный анализ для частоты столкновений ν (Рис.6) и плазменной частоты f_{pm} (Рис.7). При $\nu = 0$ (идеальный случай) усиление максимально и составляет около 125 дБ/м. Уже при $\nu = 0,3$ ГГц усиление падает до ≈ 60 дБ/м, при дальнейшем росте ν – до 20 дБ/м. Следовательно, для высокого усиления необходимы метаматериалы с минимальными потерями. Увеличение f_{pm} смещает максимум частотной характеристики в область более высоких частот, но снижает абсолютную величину усиления. Оптимальным является соотношение $f_{pm}/f \approx 1,5-2$.

Сравнение с известными результатами. В работе отмечено, что полученные количественные значения G для параметров из статьи Rowe et al. (2015) [2] несколько отличаются от приведенных там. Причинами могут быть: различный способ оценки усиления, разные предположения при выводе дисперсионного уравнения; возможные опечатки в параметрах статьи (например, частота столкновений 1 Гц на фоне рабочей частоты 1,7 ГГц выглядит нереалистично). Тем не менее, качественное поведение зависимостей совпадает.

Параметрический анализ планарной модели ME-RWA позволил установить:

- оптимальная полуширина пучка $b \approx 3,2$ мм;
- рекомендуемая толщина слоя Друде $g = 4-6$ мм;

- вакуумный зазор d должен быть минимальным ($\approx 0,5$ мм);
- ускоряющее напряжение V_0 в нерелятивистской области не влияет на усиление;
- плотность тока i_0 целесообразно выбирать в диапазоне 2–10 А/см²;
- для метаматериала необходимы низкие потери ($\nu \rightarrow 0$) и отношение $f_{pm}/\omega \approx 1,5-2$.

Наибольшее влияние на эффективность МЕ-RWA оказывают толщина вакуумного зазора d и свойства метаматериала (g , ν , f_{pm}). Установленные значения параметров оптимальны для частотного диапазона 1 – 3 ГГц.

Заключение

В ходе выполнения работы разработана и проанализирована планарная модель метаматериал-усиленного резистивного усилителя (МЕ-RWA), учитывающая электронный пучок, вакуумный зазор, слой метаматериала с дисперсией Друде и проводящую стенку. На основе классической теории Бердсолла и Уиннери выведено дисперсионное уравнение, решенное численно в среде Wolfram Mathematica. Корректность модели подтверждена качественным сравнением с опубликованными результатами.

Параметрический анализ показал, что зависимость усиления от полуширины пучка b имеет экстремум при $b \approx 3,2$ мм. Усиление монотонно растёт с увеличением толщины слоя метаматериала g , причём практически рекомендован диапазон $g = 4-6$ мм. Вакуумный зазор d должен быть минимальным ($\approx 0,5$ мм), поскольку усиление падает с его ростом. Ускоряющее напряжение в нерелятивистском диапазоне практически не влияет на усиление, что отличает резистивный усилитель от ЛБВ. Плотность тока пучка i_0 желательна в интервале 2–10 А/см², обеспечивающем усиление от 50 до 100 дБ/м. Для метаматериала критически важны низкие

потери (частота столкновений $\nu - 0$) и отношение плазменной частоты к рабочей $f_{pm}/f \approx 1,5-2$.

Наибольшее влияние на эффективность ME-RWA оказывают толщина вакуумного зазора и свойства метаматериала. Полученные результаты могут служить основой для проектирования реального широкополосного СВЧ-усилителя. Дальнейшие исследования предполагают учет нелинейных эффектов, трехмерное моделирование и экспериментальную верификацию.

Список литературы:

- [1]. Birdsall, C. K., & Whinnery, J. R. (1953). Waves in an electron stream with general admittance walls* *Journal of Applied Physics*, 24(3), 314–323.
- [2]. Rowe, T., Booske, J. H., & Behdad, N. (2015). Metamaterial-enhanced resistive wall amplifiers: Theory and particle-in-cell simulations. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 43(7), 2122–2131.
- [3]. Rowe, T., Behdad, N., & Booske, J. H. (2016). Metamaterial-enhanced resistive wall amplifier design using periodically spaced inductive meandered lines. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 44(10), 2476–2484.
- [4]. Rowe, T., Forbes, P., Booske, J. H., & Behdad, N. (2017). Inductive meandered metal line metamaterial for rectangular waveguide linings. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 45(6), 1046–1054.