

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2023. Т. 31, № 4
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2023;31(4)

Научная статья
УДК 621.385.6

DOI: 10.18500/0869-6632-003050
EDN: UWBSKL

О теории гибрида ЛБВО и усилителя с комплексной диэлектрической проницаемостью

А. А. Фунтов

Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия
E-mail: aafuntov@mail.ru

Поступила в редакцию 6.03.2023, принята к публикации 5.04.2023,
опубликована онлайн 18.07.2023, опубликована 31.07.2023

Аннотация. Цель настоящей работы — построение нелинейной теории гибрида лампы бегущей волны и усилителя с комплексной диэлектрической проницаемостью. **Методы.** Рассматривается следующая модель: ионнокомпенсированный одномерный электронный поток пронизывает входную секцию (лампа бегущей волны), затем влетает в среду с комплексной диэлектрической проницаемостью, а далее попадает в выходную секцию (лампа бегущей волны). Построена линейная теория указанного гибрида, и проведено сравнение её результатов с результатами хорошо известной линейной теории лампы бегущей волны. Построена нелинейная теория указанного гибрида модифицированным волновым методом и проведено сравнение результатов с нелинейной теорией лампы бегущей волны, полученной классическим волновым методом Овчарова–Солнцева. Кроме того, для проверки пределов применимости полученных результатов была построена стационарная нелинейная теория гибрида, полученная с помощью метода крупных частиц. Результаты этой теории были также сравнены со стационарной нелинейной теорией лампы бегущей волны, построенной с помощью метода крупных частиц. **Результаты и заключение.** По результатам развитых теорий показано, что при определенных параметрах линейная теория и нелинейные теории (как по модифицированному волновому методу Овчарова–Солнцева, так и по методу крупных частиц) позволяют получить сопоставимые результаты для классической лампы бегущей волны и исследуемого гибрида. Показано, что при определенных параметрах за счет резистивной неустойчивости может заметно улучшаться группировка электронов и, как следствие, коэффициент усиления гибрида может превышать коэффициент усиления классической лампы бегущей волны при одинаковых параметрах и при той же полной длине прибора в линейном режиме работы. В нелинейном режиме работы исследуемый гибридный прибор при оптимальных параметрах среды может иметь значительно большие значения выходной мощности и коэффициент полезного действия, чем у лампы бегущей волны при том же значении параметра пространственного заряда и параметра Пирса.

Ключевые слова: резистивный усилитель, метаматериал, лампа бегущей волны.

Благодарности. Автор выражает благодарность доценту В. Н. Титову за ценные советы и обсуждение полученных результатов.

Для цитирования: Фунтов А. А. О теории гибрида ЛБВО и усилителя с комплексной диэлектрической проницаемостью // Известия вузов. ПНД. 2023. Т. 31, № 4. С. 452–468. DOI: 10.18500/0869-6632-003050. EDN: UWBSKL

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

About theory of hybride TWTO and an amplifire with a complex permittivity

A. A. Funtov

Saratov State University, Russia

E-mail: ✉aafuntov@mail.ru

Received 6.03.2023, accepted 5.04.2023, available online 18.07.2023, published 31.07.2023

Abstract. The *purpose* of this work is to construct a nonlinear theory of a hybrid between travelling wave tube (TWT) and an amplifier with a complex permittivity. *Methods.* The following model is considered: an ion-compensated one-dimensional electron beam penetrates the input travelling wave tube section, then flies into a medium with a complex permittivity, and then enters the output travelling wave tube section. A linear theory of this hybrid is constructed, and its results are compared with the results of the well-known linear theory of travelling wave tube. A nonlinear theory of this hybrid was constructed by a modified wave method, and the results were compared with the nonlinear travelling wave tube theory obtained by the classical Ovcharov–Solntsev’s wave method. In addition, to test the limits of applicability of the obtained results, a stationary nonlinear theory of the hybrid was constructed, obtained using the large particle method. The results of this theory were also compared with the stationary nonlinear travelling wave tube theory constructed using the large particle method. *Results and conclusion.* Based on the results of the developed theories, it is shown that, under certain parameters, the linear theory and nonlinear theories (both by the modified Ovcharov–Solntsev’s wave method and by the large particle method) make it possible to obtain comparable results both in the case of a classical travelling wave tube and for the hybrid under study. It is shown that under certain parameters, due to the resistive instability, the bunching of electrons can be noticeably improved and, as a result, the gain of the hybrid can exceed the gain in a classical travelling wave tube with the same parameters and the same total length of the device in the linear mode of operation. In the nonlinear mode of operation, the specified hybrid, with optimal environmental parameters, can have significantly higher values of output power and efficiency than travelling wave tube with the same value of the space charge parameter and the Pierce parameter.

Keywords: resistive wall amplifier, metamaterial, travelling wave tube.

Acknowledgements. The author is grateful to associate professor V. N. Titov for valuable advice and discussion of the results.

For citation: Funtov AA. About theory of hybride TWTO and an amplifire with a complex permittivity. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics.* 2023;31(4):452–468. DOI: 10.18500/0869-6632-003050

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Введение

Вопросы улучшения выходных параметров за счет применения метаматериалов важны для вакуумной СВЧ-электроники и ускорителей [1]. Также работы, посвященные различным вариантам и модификациям замедляющих систем (ЗС) в ЛБВ (в том числе и с метаматериалами), по-прежнему остаются актуальными и востребованными.

Например, как показано в работе [2], можно нагрузить ЗС ЛБВ метаматериалом с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Численный эксперимент проводился на частоте 48 ГГц при постоянном токе 200 мА и радиусе пучка, равном половине радиуса области, в которой движется электронный поток. Показано, что при исследуемых параметрах в нагруженной ЛБВ возможен коэффициент усиления, равный 29 дБ, что существенно превышает усиление в ненагруженной ЛБВ.

С другой стороны, можно сделать метаматериал из ЗС. В работе [3] смоделирован ЛБВ-усилитель, работающий на частоте 92 ГГц, на основе планарной замедляющей структуры, являющейся метаматериалом из меандров. В модели использовался цилиндрический электронный

поток с ускоряющим потенциалом 16 кВ и током 60 мА, использовалось магнитное поле с индукцией 0.35 Тл. Численный эксперимент показал, что максимальный коэффициент усиления при рассматриваемых параметрах равен 36.4 дБ, а в полосе пропускания 5 ГГц — 30 дБ. На частоте 92 ГГц зафиксирована выходная мощность 17.4 Вт.

В настоящей работе предлагается гибридный ЛБВ с усилителем с комплексной диэлектрической проницаемостью (в дальнейшем КДП)¹. Как известно по классической теории резистивного усилителя [4–6], ему необходимы модулирующее и съемное устройства. В первых экспериментах для этого использовались и резонаторы, и отрезки спирали [5]. Смысл вставки с КДП состоит в улучшении группировки за счет взаимодействия пучка с полями наведенного заряда в среде.

Насколько известно, не было попыток построения указанного гибрида. Ранее (в том числе и автором настоящей работы) рассматривался резистивный усилитель с модулирующим и съемным устройством в виде отрезков спирали в приближении заданного поля на модуляторе и заданного тока на съемнике (результаты не опубликованы). Показано, что если среда обладает активной или индуктивной проводимостью, то коэффициент усиления значительно больше, чем для вакуумной трубы дрейфа. Кроме того, неизвестно о попытках создания нелинейной теории резистивного усилителя с отрезками спирали в качестве модулирующего и съемного устройств.

Цель настоящей работы — построение теории гибрида ЛБВ и КДП-усилителя (ЛБВ – среда с КДП – ЛБВ)², а также приближенной нелинейной теории на основе модифицированного волнового метода Овчарова–Солнцева.

1. Классическая линейная теория

Прежде всего построим классическую линейную теорию гибрида ЛБВ и резистивного усилителя. Используем следующую модель: ионнокомпенсированный одномерный электронный поток пронизывает входную ЛБВ-секцию, затем влетает в среду с КДП, а далее попадает в выходную ЛБВ-секцию. Предполагаем, что первая ЛБВ играет роль модулятора и может работать в срыве Компфнера. Вторая ЛБВ работает в обычном режиме. Полагаем, что характеристики ЛБВ-секций, если не указано иначе, одинаковы.

Заметим, что для КДП-секции, в которой отсутствует ЗС, а следовательно, и ВЧ-поле в ней, вводить координату и параметр пространственного заряда (ПЗ) привычным для ЛБВ образом³ не представляется удобным, поэтому используется следующая нормировка: $F(\xi) = E(x) e^{j\beta_e x} / (2\beta_e V_0)$ — безразмерная амплитуда поля в ЗС (E — размерная напряженность электрического поля), $C = \sqrt[3]{I_0 K / (4V_0)}$ — параметр усиления Пирса, I_0 — средний ток пучка, K — сопротивление связи ЗС, V_0 — ускоряющее напряжение, $\beta_e = \omega / v_0$, ω — рабочая частота, v_0 — средняя скорость пучка, $N = \beta_e x / (2\pi)$, $\xi = 2\pi CN / C = \beta_e x$, $\omega_p^2 = \epsilon \rho_0 / (m\epsilon_0)$ — квадрат плазменной частоты, ρ_0 — средняя плотность заряда в пучке, $j = \sqrt{-1}$, $b = (v_0 - v_f) / v_{ph}$ — параметр рассинхронизма, v_{ph} — фазовая скорость волны в ЗС без пучка, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, e/m — удельный заряд электрона, $q = (\omega_p / \omega)^2$ — параметр ПЗ.

Так как ЗС отсутствует в КДП-секции, будем применять метод дисперсионного уравнения для расчета возмущения тока. В качестве начальных условий на вторую и третью секции выступает ток и его производная в конце предыдущей. Предполагаем, что в первую ЛБВ влетает

¹Заметим, что усилитель с комплексной диэлектрической проницаемостью является одним из вариантов хорошо известного резистивного усилителя.

²Электронный поток пронизывает входную ЛБВ-секцию, затем влетает в среду с КДП, а далее попадает в выходную ЛБВ-секцию.

³То есть с параметром Пирса.

немодулированный пучок и на неё подают входной сигнал. Во второй ЛБВ, кроме условия на ток, добавляется равенство нулю начального возмущения напряженности электрического поля.

При малом параметре усиления $C \ll 1$ и при отсутствии распределенных потерь в ЗС в первой ЛБВ-секции (в нормировке настоящей работы) поле в ЗС определяется следующим выражением [7]:

$$F = F_0 \left[\frac{(\delta_1^2 + q) e^{\xi \delta_1}}{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)} + \frac{(\delta_2^2 + q) e^{\xi \delta_2}}{(\delta_2 - \delta_3)(\delta_2 - \delta_1)} + \frac{(\delta_3^2 + q) e^{\xi \delta_3}}{(\delta_3 - \delta_1)(\delta_3 - \delta_2)} \right], \quad (1)$$

где F_0 – входной сигнал, δ_i – корни нормированного дисперсионного уравнения

$$(\delta + jb)(\delta^2 + q) = -j(1 + b)^2 C^3, \quad (2)$$

поскольку корни ненормированного дисперсионного уравнения имеют вид $\beta_e(1 + j\delta)$. Заметим, что такой вид δ_i , q и b позволяет не только исключить влияние параметра Пирса C на параметры рассинхронизма и ПЗ, но и упрощает последующие выкладки, сохраняя близкий к привычной записи вид выражений. Чтобы получить привычные значения параметров ПЗ и рассинхронизма, q и b в настоящей нормировке нужно разделить на C^2 и C , соответственно. Переменный, нормированный на $I_0 e^{-j\beta_e x}$ ток в начале КДП-секции найдем из

$$I(0) = jF_0 \left[\frac{e^{l_1 \delta_1}}{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)} + \frac{e^{l_1 \delta_2}}{(\delta_2 - \delta_3)(\delta_2 - \delta_1)} + \frac{e^{l_1 \delta_3}}{(\delta_3 - \delta_1)(\delta_3 - \delta_2)} \right], \quad (3)$$

где l_1 – нормированная длина 1-й ЛБВ.

Из линейной теории резистивного усилителя [6] для переменного тока в КДП-секции справедливо выражение

$$I(\xi) = \frac{1}{j(\psi_1 - \psi_2)} \left[- (I'(l_1) + j\psi_2 I(l_1)) e^{-j\psi_1(\xi - l_1)} + (I'(l_1) + j\psi_1 I(l_1)) e^{-j\psi_2(\xi - l_1)} \right], \quad (4)$$

где $\psi_{1,2} = \pm \sqrt{q/\varepsilon}$ – нормированные корни соответствующего дисперсионного уравнения с учетом введенной нормировки тока.

Для расчета КДП воспользуемся моделью Друде

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pM}^2}{\omega(\omega + j\gamma)}, \quad (5)$$

где ω_{pM}^2 – квадрат плазменной частоты среды/метаматериала, γ – коэффициент затухания. Если ввести $\Gamma = (\frac{\gamma}{\omega})^2$ и $s = (\frac{\omega_{pM}}{\omega})^2$, то КДП можно записать в виде

$$\varepsilon = 1 - \frac{s}{1 + j\Gamma}. \quad (6)$$

Для второй ЛБВ-секции амплитуды парциальных волн тока находятся с помощью решения системы

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \delta_1 & \delta_2 & \delta_3 \\ \delta_1^2 + q & \delta_2^2 + q & \delta_3^2 + q \end{pmatrix} I = \begin{pmatrix} I(0)_p \\ I'(0)_p \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7)$$

методом Крамера, где $I(0)_p$, $I'(0)_p$ — ток и его производная на выходе КДП-секции, получаемые из уравнения (4), а индекс « p » обозначает 2-ю ЛБВ. Третье уравнение (фактически это уравнение сгруппированного тока) соответствует отсутствию входного сигнала во 2-й ЛБВ.

Коэффициент усиления будем определять как

$$G = 20 \lg \left| \frac{F}{F_0} \right| = 20 \lg \left| \frac{1}{jF_0} \left(qI(l_2)_p + \frac{d^2 I(l_2)_p}{d\xi^2} \right) \right|, \quad (8)$$

где l_2 — нормированная длина 2-й ЛБВ.

Введем величины h_1 и h_2 — координаты начала и конца КДП-секции в долях от полной длины гибрида. Например, если $h_1 = 0.15$, $h_2 = 0.6$, то входная ЛБВ занимает первые 15% полной длины ($l_1 = 0.15\beta_e x$, где x — длина гибрида), КДП-секция $h_2 - h_1 = 0.45$, то есть 45% полной длины, а выходная ЛБВ — оставшиеся 40% ($l_2 = 0.4\beta_e x$).

В качестве опорных возьмем параметры из статьи [9], в которой приводятся данные натурального эксперимента для ЛБВ с частотой 220 ГГц, током 52.4 мА, ускоряющим потенциалом 20.5 кВ, сопротивлением связи 1.6 Ом (и соответственно $C = 0.01$), длиной ЗС (без учета длины поглотителя) — 53 мм и радиусом пролетного канала 0.12 мм. С учетом геометрии ЗС (петляющего волновода) $CN = 1.44$.

Сравним три варианта: 1 — классическая ЛБВ без разрыва и локального поглотителя; 2 — указанный гибрид (ЛБВ – КДП – ЛБВ); 3 — ЛБВ с разрывом — вакуумным промежутком дрейфа, имеющим ту же длину и положение, что среда с КДП в гибриде ЛБВ – КДП – ЛБВ. Предполагаем, что все они имеют одинаковую полную длину⁴. Такое сравнение позволит уточнить и разделить влияние секции дрейфа и влияние среды с КДП на происходящие процессы. По умолчанию будем использовать следующие границы КДП-секции $h_1 = 0.1$, $h_2 = 0.85$.

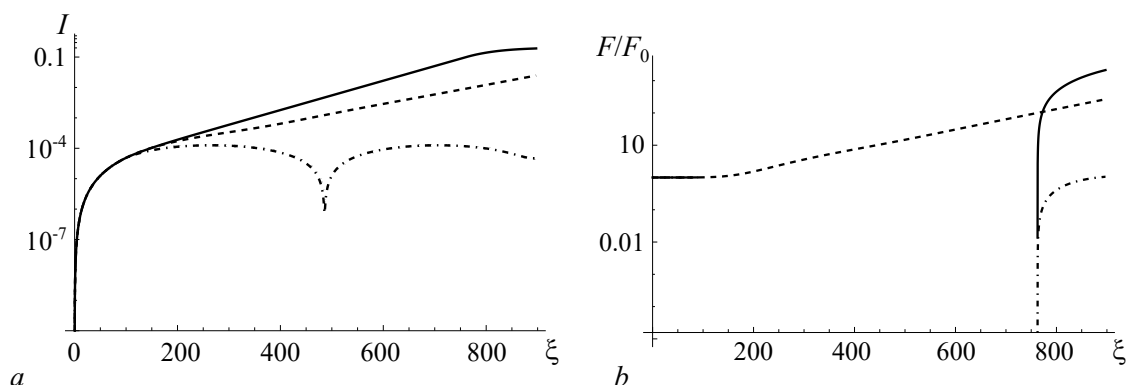


Рис. 1. Зависимости (в логарифмическом масштабе) нормированного тока (а) и отношения поля к входному сигналу (b) от нормированной координаты. Здесь и далее: сплошная — гибрид, пунктир — ЛБВ, штрих-пунктир — ЛБВ с разрывом. При $b = b_1 = 0$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $F_0 = 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

Fig. 1. Dependences (on a logarithmic scale) of the normalized current (a) and the ratio of the field to the input signal (b) on the normalized coordinate. Here and below: solid line — hybrid, dotted line — travelling wave tube (TWT), dash-dotted line — TWT with a break. At $b = b_1 = 0$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $F_0 = 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

Отметим, что на рис. 1 отчетливо видны границы секций. Кроме того, видно, как в них меняется группировка электронов. Напомним, что в ЛБВ с разрывом на участке без ЗС группировка при малом ПЗ обеспечивается только баллистическим эффектом, как в пространстве дрейфа клистрона, а потому следует ожидать периодичность изменения тока.

⁴Полной длиной считаем расстояние от входа 1-й секции до выхода 3-й.

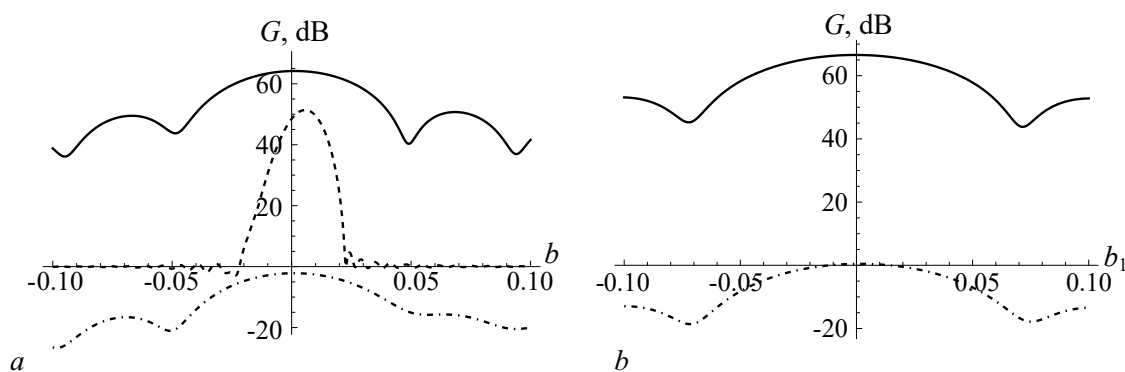


Рис. 2. Зависимости усиления G от параметра рассинхронизма 2-й секции⁵ при 1-й секции, работающей в режиме подавления $b_1 = -0.029$ (а), и при $b = 0$ от параметра рассинхронизма 1-й секции (б); $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $F_0 = 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

Fig. 2. Dependences of G on the desynchronism parameter of the 2nd section⁵ with the 1st section operating in the suppression mode $b_1 = -0.029$ (a), and at $b = 0$ on the desynchronism parameter of the 1st section (b); at $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $F_0 = 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

Из рис. 2 видно, что гибрид (как и ЛБВ с разрывом) слабо зависит от параметра рассинхронизма 2-й секции, а также что выигрыша в использовании подавления в 1-й секции не наблюдается. Это происходит потому, что при выбранной длине 1-й секции подавление мало (на уровне -0.8 дБ) и срыв Компфнера в этой секции при выбранных параметрах недостижим⁶. Также видно, что при выбранных параметрах G гибрида больше, чем у классической ЛБВ в оптимуме. В дальнейшем предполагаем, что параметры рассинхронизма обеих ЛБВ-секций одинаковы, то есть $b = b_1$.

Нужно отметить, что в работе [9] $G = 31.2$ дБ. Однако там рассматривается ЛБВ с локальным поглотителем, причем точно не указаны ни его длина, ни положение, а также не указаны величины, позволяющие вычислить параметр ПЗ. Кроме того, необходимая для расчетов длина не указана точно и выбранная величина — результат оценки данных статьи [9].

Как видно из рис. 3–4, есть условия зависимости оптимума от свойств КДП-секции. Как в линейной теории ЛБВ важно местоположение и длина локального поглотителя, так и для рассматриваемого гибрида важна КДП-секция. Из рис. 3 видно, что при малом q , когда преобладает конвективная неустойчивость в ЛБВ-секциях, наиболее важно сгруппировать пучок за счет увеличения доли первой ЛБВ (нижний правый угол на рис. 3, а). При увеличении q конвективная неустойчивость уступает главную роль резистивной неустойчивости, и появляется оптимум при достаточно длинной КДП-секции (левый верхний угол на рис. 3, б).

Таким образом, для малых ПЗ, для достижения оптимума почти половина длины должна приходиться на модулятор, столько же — на среду с КДП, и оставшаяся короткая область — на выходную ЛБВ. Для больших ПЗ — короткий модулятор, длинная область среды с КДП и короткая область выходной ЛБВ.

Одной из возможных реализаций КДП-секции является использование структуры из отрезков меандра, расположенных на одинаковом расстоянии между собой вдоль пучка (над и под ним)

⁵Для классической ЛБВ просто от параметра рассинхронизма / For a classical TWT, simply from the desynchronism parameter.

⁶Режимы эффективной модуляции электронного потока по скорости в первой секции, когда значительная часть энергии электромагнитной волны передается электронному потоку — не рассматривались, поскольку они требуют существенно большей длины секции модулятора.

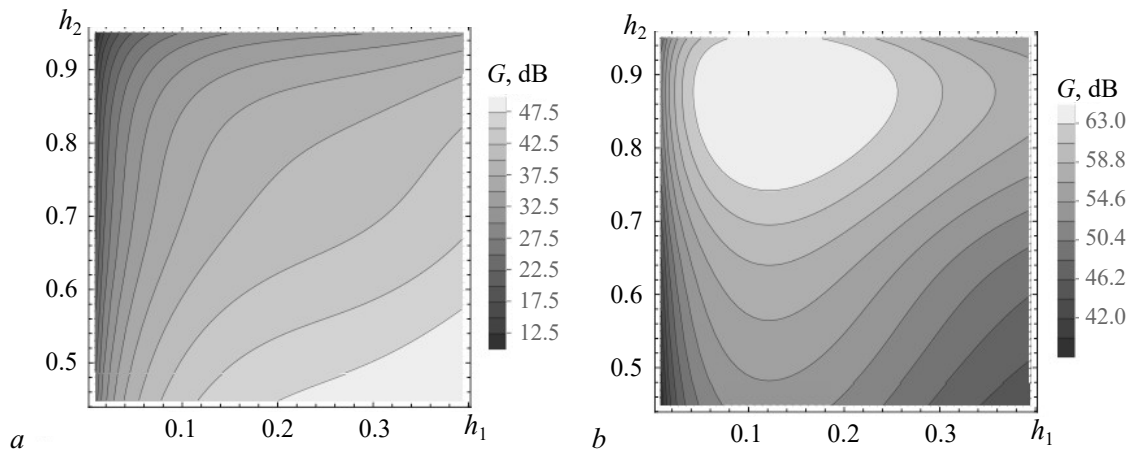


Рис. 3. Зависимости G от границ КДП-секции (a, b) и пример возможной реализации КДП-секции из отрезков меандров (из статьи [8]) (c). При $b = b_1 = 0$, $F_0 = 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$; $q = 10^{-5}$ (a), $q = 5 \cdot 10^{-5}$ (b)

Fig. 3. Dependences of G on the boundaries of the CP⁷ section (a, b) and an example of a possible implementation of the CP section from meander segments (from [8]) (c). At $b = b_1 = 0$, $F_0 = 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$; $q = 10^{-5}$ (a), $q = 5 \cdot 10^{-5}$ (b)

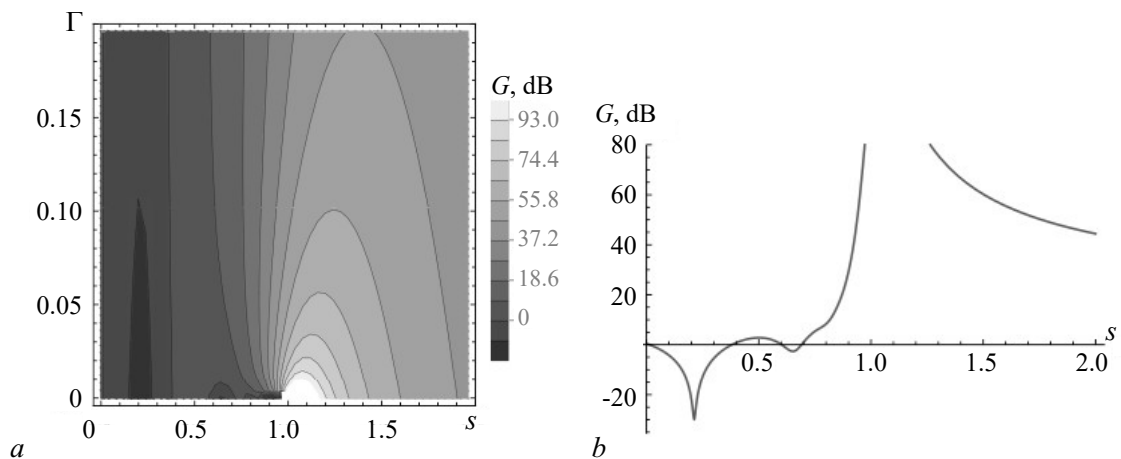
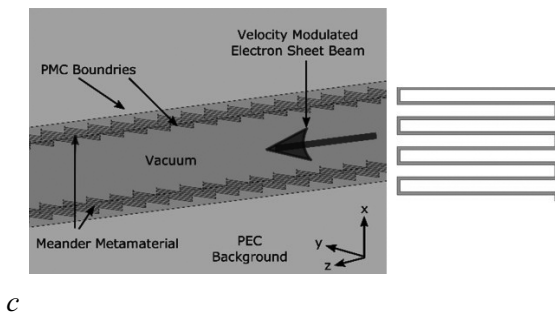


Рис. 4. Зависимости G от свойств КДП-секции (a, b) и зависимость тока от длины (c) при $b = b_1 = 0$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $F_0 = 10^{-8}$; $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$ (b, c); $s = 0.212$ (c)

Fig. 4. Dependences of G on the properties of the CP section (a, b) and dependence of the current on the length (c) at $b = b_1 = 0$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $F_0 = 10^{-8}$; $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$ (b, c); $s = 0.212$ (c)

⁷Complex permittivity.

и ориентированных перпендикулярно пучку [8] (рис. 3, *c*). В случае правильно подобранного расстояния между меандрами, а также их размеров, пучок «видит» среду с отрицательной действительной частью эффективной КДП. В случае рис. 3, *c* входная ЛБВ-секция должна располагаться справа, а выходная слева. Проблема корректного соединения секций может являться достаточно непростой, но технически выполнимой задачей, а потому выходит за рамки настоящей работы и рассматриваться не будет.

Из рис. 4 видно влияние свойств среды на коэффициент усиления. Наибольшее значение коэффициента усиления, как и следовало ожидать, наблюдается вблизи резонанса $s = 1$ при достаточно малом Γ . Этот резонанс, как и в теории резистивного усилителя, можно объяснить (по аналогии с [10]) следующим: токи смещения и индуктивные токи в среде становятся равными друг другу по величине, а наведенный заряд стремится к бесконечности. Область большего коэффициента усиления при $s > 1$ можно в этом случае объяснить тем, что силы ПЗ в пучке и силы, создаваемые наведенным зарядом, оказываются в противоположных фазах, что приводит к улучшению условий группировки электронов в пучке. А область меньшего коэффициента усиления при $s < 1$ — тем, что напряженность электрического поля, создаваемого наведенным зарядом, складывается в фазе с силами ПЗ в пучке. В результате увеличивается продольное расталкивание электронов и усиление волны пространственного заряда оказывается невозможным.

Кроме того, при некоторых Γ и s появляется зона подавления (см., например, рис. 4, *b*). В этой зоне среда не является метаматериалом и обладает действительной частью ϵ , близкой к единице. С изменением CN и q координаты подавления и его глубина меняются. Из рис. 4, *c* видно, что при выбранных параметрах в зоне подавления гибрид демонстрирует поведение, схожее с ЛБВ с разрывом (подобно баллистическому эффекту), и группировка значительно хуже, чем в случае метаматериала, и сравнима с группировкой в вакуумном пространстве дрейфа. Таким образом, этот эффект не объясняется только влиянием параметра затухания в среде Γ . В этой зоне, по-видимому, в среде ухудшается группировка из-за продольного расталкивания электронов.

Из рис. 5 видно, что при малом ПЗ коэффициент усиления классической ЛБВ вблизи $b = 0$ превосходит коэффициент усиления гибрида, а по мере увеличения параметра ПЗ, наоборот. Из этого можно сделать вывод, что в гибриде действуют две неустойчивости, свойственные ЛБВ и КДП, причем при малом ПЗ преобладает конвективная неустойчивость в ЛБВ-секциях.

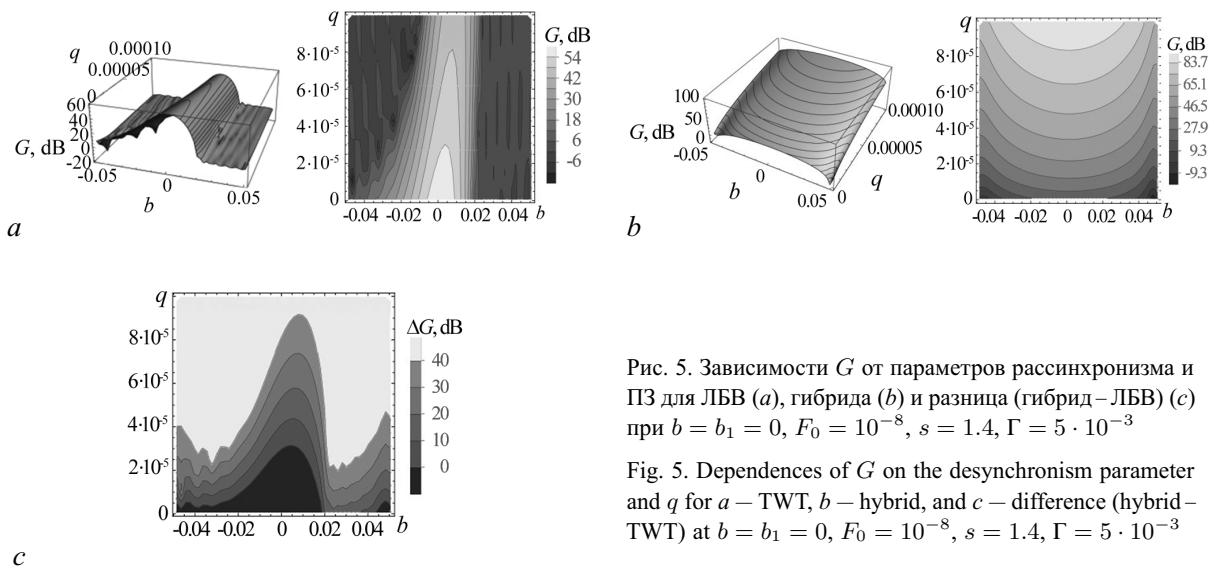


Рис. 5. Зависимости G от параметров рассинхронизма и ПЗ для ЛБВ (*a*), гибрида (*b*) и разница (гибрид – ЛБВ) (*c*) при $b = b_1 = 0$, $F_0 = 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

Fig. 5. Dependences of G on the desynchronism parameter and q for *a* – TWT, *b* – hybrid, and *c* – difference (hybrid – TWT) at $b = b_1 = 0$, $F_0 = 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

Наличие среды с КДП, как видно из рис. 5, делает прибор менее чувствительным к параметру рассинхронизма (область положительного G с ростом b увеличивается). Также видно, что в области сравнительно малого рассинхронизма коэффициент усиления в ЛБВ больше чем у гибрида, а область, где коэффициент усиления больше у гибрида, увеличивается с ростом q .

2. Модификация волнового метода Овчарова–Солнцева

В этом разделе исследуем ту же модель, что и в разделе 1: ионнокомпенсированный одномерный электронный поток пронизывает входную ЛБВ-секцию, затем влетает в среду с КДП, а далее попадает в выходную ЛБВ-секцию. Считаем, что на все электроны данного поперечного сечения пучка действует одинаковое усредненное по сечению электрическое поле, и что движение электронов однонаправленное. Кроме того, предполагается, что модуляция электронов по скорости мала, однако никаких ограничений на глубину модуляции потока электронов по току и плотности не накладываемся. Полагаем, что характеристики ЛБВ-секций (за исключением длины) одинаковы.

Следуя методике работы [11], в качестве исходных используем следующие нелинейные уравнения ЛБВ в переменных Лагранжа с учетом введенной ранее нормировки:

$$-\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \operatorname{Re} \left[F e^{j(\omega t_0 + \theta)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j p_n^2}{n} q I_n e^{jn(\omega t_0 + \theta)} \right], \quad (9)$$

$$\frac{dF}{d\xi} + j b F = -(1 + b)^2 C^3 I_1, \quad (10)$$

$$I_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jn(\omega t_0 + \theta)} d(\omega t_0), \quad (11)$$

где $\theta(\xi, t_0)$ – возмущение угла пролета электронов под действием поля, $p_n^2 = n^2/(n^2 + k^2)$, $k = 2/(\beta_e r)$ – нормированный обратный радиус пучка (r – соответственно размерный радиус пучка), t_0 – время влета электронов в пространство взаимодействия, I_n – нормированная амплитуда n -й гармоники тока.

Представим возмущение угла пролета электронов под действием поля в виде ряда Фурье:

$$\theta = \frac{\theta_0(\xi)}{2} + \operatorname{Re} \sum_{m=1}^{\infty} \theta_m e^{jm\omega t_0}, \quad (12)$$

где $\theta_m(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \theta(x, t_0) e^{-jm\omega t_0} d(\omega t_0)$. Умножим (9) на $\frac{1}{\pi} e^{-jm\omega t_0}$ и проинтегрируем по t_0 от 0 до 2π , тогда с учетом (12) получим:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 \theta_m}{\partial \xi^2} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \operatorname{Re} \left[F e^{j(\omega t_0 + \theta)} \right] e^{-jm\omega t_0} d(\omega t_0) + \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \operatorname{Re} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{j p_n^2}{n} q I_n e^{jn(\omega t_0 + \theta)} \right] e^{-jm\omega t_0} d(\omega t_0). \end{aligned} \quad (13)$$

Для приближенного вычисления интегралов ограничимся 1-м членом в уравнении (12) и введем

$$\theta = \frac{\theta_0}{2} + \operatorname{Re} [B e^{j\omega t_0}]. \quad (14)$$

Тогда в уравнении (11) получим

$$I_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jn\left(\omega t_0 + \frac{\theta_0}{2} + \text{Re}[Be^{j\omega t_0}]\right)} d(\omega t_0). \quad (15)$$

С использованием введенных ранее обозначений для $m = 0$ уравнение (13) примет вид

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial \xi^2} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \text{Re} \left[F e^{j\left(\omega t_0 + \frac{\theta_0}{2} + \text{Re}[Be^{j\omega t_0}]\right)} \right] d(\omega t_0) + \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} q \frac{p_n^2}{n} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \text{Re} \left[j I_n e^{jn\left(\omega t_0 + \frac{\theta_0}{2} + \text{Re}[Be^{j\omega t_0}]\right)} \right] d(\omega t_0). \end{aligned} \quad (16)$$

Для $m = 1$ уравнение (13) примет вид

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 B}{\partial \xi^2} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \text{Re} \left[F e^{j\left(\omega t_0 + \frac{\theta_0}{2} + \text{Re}[Be^{j\omega t_0}]\right)} \right] e^{-j\omega t_0} d(\omega t_0) + \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} q \frac{p_n^2}{n} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \text{Re} \left[j I_n e^{jn\left(\omega t_0 + \frac{\theta_0}{2} + \text{Re}[Be^{j\omega t_0}]\right)} \right] e^{-j\omega t_0} d(\omega t_0). \end{aligned} \quad (17)$$

Для КДП-секции, в которой отсутствует ЗС, а следовательно и ВЧ поле в ней, уменьшается количество основных уравнений: остается уравнение (15), а выражения для компонент угла пролета электронов принимают вид

$$-\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial \xi^2} = \sum_{n=1}^{\infty} q \frac{p_n^2}{n} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \text{Re} \left[\frac{j}{\varepsilon} I_n e^{jn\left(\omega t_0 + \frac{\theta_0}{2} + \text{Re}[Be^{j\omega t_0}]\right)} \right] d(\omega t_0), \quad (18)$$

$$-\frac{\partial^2 B}{\partial \xi^2} = \sum_{n=1}^{\infty} q \frac{p_n^2}{n} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \text{Re} \left[\frac{j}{\varepsilon} I_n e^{jn\left(\omega t_0 + \frac{\theta_0}{2} + \text{Re}[Be^{j\omega t_0}]\right)} \right] e^{-j\omega t_0} d(\omega t_0). \quad (19)$$

С учетом разложения по временным гармоникам КДП примет вид

$$\varepsilon(n) = 1 - \frac{sM}{n(n + j\Gamma)}. \quad (20)$$

Если разложить B на модуль и фазу, то уравнение (15) примет вид

$$I_n = 2J_n(n|B|) e^{-jn\left(\frac{\theta_0}{2} + \frac{\pi}{2} - \text{Arg}B\right)}. \quad (21)$$

А уравнения (16), (17) и (10) запишутся в виде

$$\frac{dF}{d\xi} + jbF = -(1+b)^2 C^3 2J_1(|B|) e^{j\left(\text{Arg}B - \frac{\theta_0}{2} - \frac{\pi}{2}\right)}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial \xi^2} = -J_1(|B|) 2 \operatorname{Re} \left(F e^{-j\left(\text{Arg}B - \frac{\pi}{2} - \frac{\theta_0}{2}\right)} \right), \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B}{\partial \xi^2} = & - \left[F J_0(|B|) e^{j\frac{\theta_0}{2}} + F^* J_2(|B|) e^{-j\left(\frac{\theta_0}{2} - 2[\text{Arg}B - \frac{\pi}{2}]\right)} + \right. \\ & \left. + 2j \sum_{n=1}^{\infty} q J_n(n|B|) e^{jn\left(\text{Arg}B - \frac{\pi}{2}\right)} \frac{p_n^2}{n} (J_{n-1}(n|B|) - J_{n+1}(n|B|)) \right], \quad (24) \end{aligned}$$

где знаком «*» обозначается комплексное сопряжение. Уравнения (18) и (19) запишутся как

$$\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial \xi^2} = -2j \sum_{n=1}^{\infty} q \frac{p_n^2}{n} J_n^2(n|B|) \left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^*} \right), \quad (25)$$

$$\frac{\partial^2 B}{\partial \xi^2} = -2j \sum_{n=1}^{\infty} q \frac{p_n^2}{n} J_n(n|B|) e^{jn\left(\text{Arg}B - \frac{\pi}{2}\right)} \left(\frac{J_{n-1}(n|B|)}{\varepsilon(n)} - \frac{J_{n+1}(n|B|)}{\varepsilon^*(n)} \right). \quad (26)$$

Таким образом, ЛБВ-секции описывает система уравнений (22)–(24), а КДП-секцию — уравнения (25) и (26).

В качестве начальных условий для первой (входной) ЛБВ-секции возьмем

$$F(0) = F_0, \quad B(0) = 0, \quad \frac{dB(0)}{d\xi} = 0, \quad \theta_0(0) = 0. \quad (27)$$

Для КДП-секции начальными условиями будут

$$\frac{dB(0)}{d\xi} = \frac{dB}{d\xi} \Big|_{TWT_1}, \quad B(0) = B|_{TWT_1}, \quad \frac{d\theta_0(0)}{d\xi} = \frac{d\theta_0}{d\xi} \Big|_{TWT_1}, \quad \theta_0(0) = \theta_0|_{TWT_1}. \quad (28)$$

Начальные условия во второй (выходной) ЛБВ-секции примут вид

$$\frac{dB(0)}{d\xi} = \frac{dB}{d\xi} \Big|_{CP_1}, \quad B(0) = B|_{CP_1}, \quad \frac{d\theta_0(0)}{d\xi} = \frac{d\theta_0}{d\xi} \Big|_{CP_1}, \quad \theta_0(0) = \theta_0|_{CP_1}, \quad F(0) = 0. \quad (29)$$

Коэффициент усиления будем искать по формуле

$$G = 20 \lg \left| \frac{F}{F_0} \right|. \quad (30)$$

При выбранных параметрах результаты, полученные волновым методом при слабом сигнале, показывают хорошее соответствие результатам линейной теории в довольно большой области параметров со следующими особенностями. В зависимости коэффициента усиления от границ КДП-секции в отличие от рис. 3 в нелинейной теории оптимумы проступают отчетливее и смещены к соответствующим углам. Также зависимости коэффициента усиления от параметра рассинхронизма хорошо совпадают в обеих теориях при $|b| < 0.03^8$. При $|b| > 0.03$, по-видимому, проявляются особенности волнового метода, а точнее, границы его применимости из-за отброшенных членов. Возможно, здесь происходит нарушение баланса между торможением всего пучка и движением частиц в пучке.

⁸Заметим, что это значение параметра рассинхронизма в обычной для ЛБВ нормировке равно 2.98.

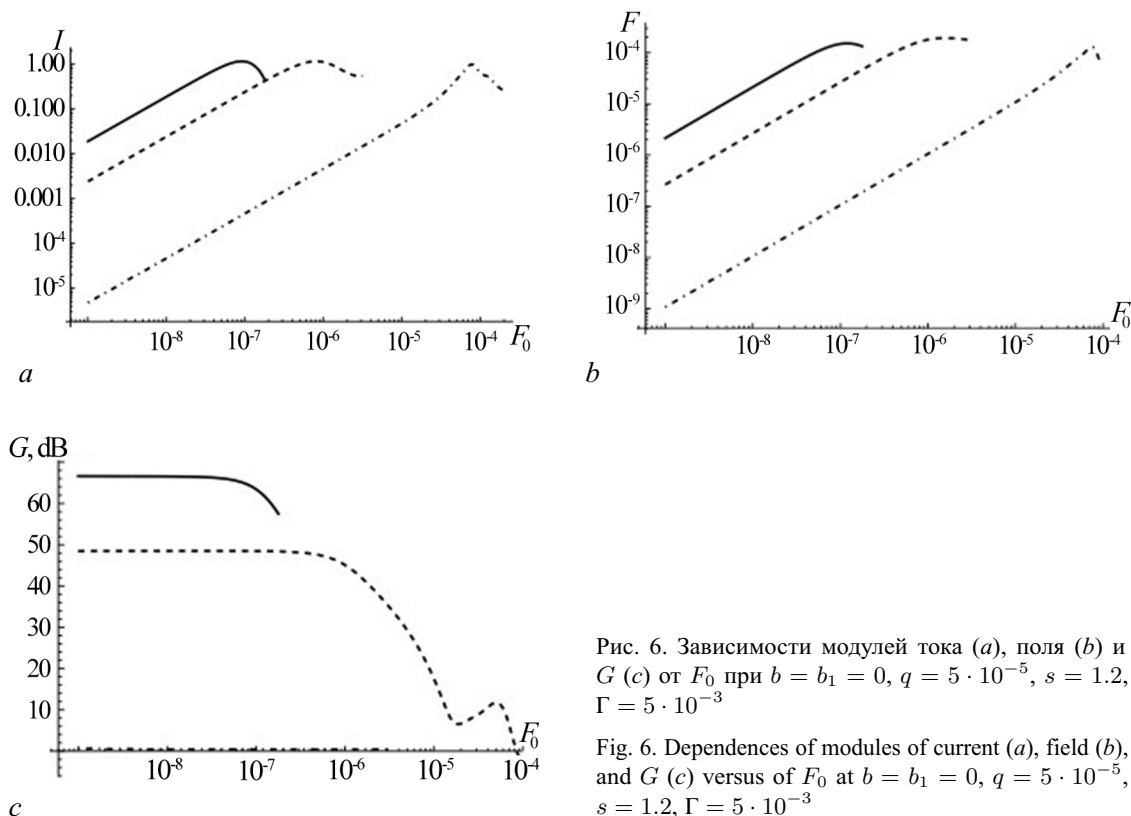


Рис. 6. Зависимости модулей тока (а), поля (b) и G (с) от F_0 при $b = b_1 = 0$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $s = 1.2$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

Fig. 6. Dependences of modules of current (a), field (b), and G (c) versus of F_0 at $b = b_1 = 0$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $s = 1.2$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

Из рис. 6 видно, что у гибрида лучшая группировка — значение параметра B , соответствующее максимуму тока, достигается при меньшей входной мощности, причем коэффициент усиления гибрида значительно выше, чем у ЛБВ. Для ЛБВ с разрывом из-за малой длины модулятора электроны не успели достаточно изменить свою скорость относительно волны и потому коэффициент усиления пренебрежимо мал по сравнению с остальными случаями, и в дальнейшем ЛБВ с разрывом рассматривать не будем. Из графиков также видна граница применимости метода, то есть когда все гармоники кроме первой можно отбросить, а именно пока ток не превысит 1.16 — значение, обусловленное свойствами функции Бесселя, и поэтому зависимости за этим значением не рассматриваются.

3. Стационарная нелинейная теория (метод крупных частиц)

Рассмотрим результаты стационарной нелинейной теории для гибрида ЛБВ–КДП–ЛБВ, полученной методом крупных частиц, и сравним их с приведенными ранее. В ЛБВ-секции используем аппроксимацию коэффициента редукции [12] и основные уравнения из [13], которые примут вид для n -й частицы:

$$\frac{\partial^2 \theta_n}{\partial \zeta^2} = -(2\pi N)^2 \left(1 + \frac{1}{2\pi N} \frac{\partial \theta_n}{\partial \zeta}\right)^3 \operatorname{Re} \left[F e^{j\theta_n} + jq \sum_{m=1}^M \frac{R_m e^{jm\theta_n}}{m} \left(\sum_n^{N_p} \frac{2e^{-jm\theta_n}}{N_p} \right) \right], \quad (31)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \zeta} + 2j\pi N b F = -2C^3 N \sum_n^{N_p} \frac{2\pi}{N_p} e^{-jm\theta_n}, \quad (32)$$

где $\zeta = x/l$, l — длина пространства взаимодействия в метрах, N_p — число крупных частиц, M — число исследуемых гармоник, R_n — фактор редукции. Для всех представленных результатов $N_p = 64$, $M = 7$.

Для КДП-секции уравнение движения n -й частицы примет вид

$$\frac{\partial^2 \theta_n}{\partial \zeta^2} = -(2\pi N)^2 \left(1 + \frac{1}{2\pi N} \frac{\partial \theta_n}{\partial \zeta} \right)^3 \operatorname{Re} \left[jq \sum_{m=1}^M \frac{R_m e^{jm\theta_n}}{m\varepsilon(m)} \left(\sum_n^{N_p} \frac{2e^{-jm\theta_n}}{N_p} \right) \right]. \quad (33)$$

В качестве граничных условий считаем, что θ и $\partial\theta/\partial\zeta$ непрерывны на концах секций, а на входе во вторую ЛБВ-секцию ВЧ-поле в ЗС отсутствует.

В настоящей работе, в основном, исследовался бесконечно широкий пучок. Для учета конечности заполнения необходимо R_n рассчитывать по формуле [13]

$$R_n = \left(1 + \frac{7.5214(r/a)^2 - 4.3178(r/a) + 2.4895}{n^2 \beta_e^2 r^2} \right)^{-1}, \quad (34)$$

где a — радиус пролетного канала.

При слабом сигнале результаты по методу крупных частиц хорошо совпадают с представленными выше, а потому не приводятся. Большой интерес представляет анализ гибрида для сравнительно больших сигналов.

Необходимо отметить, что группировка электронов (в том числе и в гибриде), предсказываемая волновым методом и методом крупных частиц, существенно отличается. Пока группировка сравнительно мала, предсказываемые этими методами токи первой гармоники совпадают, однако с увеличением входного сигнала, как видно из рис. 7, начинаются заметные различия: отличаются количество и «место» формирования сгустков. Кроме того, ближе к выходу ток первой гармоники, предсказываемый методом крупных частиц, превышает расчеты по волновому методу. Таким образом, несмотря на то, что волновой метод и метод крупных частиц описывают существенно разную группировку в исследуемой модели, «интегрально» (то есть по току первой гармоники и, следовательно, коэффициенту усиления) они (как будет показано ниже) показывают неплохое соответствие в достаточно широкой области параметров.

На рис. 8 изображены результаты по обоим рассматриваемым методам и их разница. Видно, что при сравнительно больших входных сигналах в рассматриваемом диапазоне есть четкий

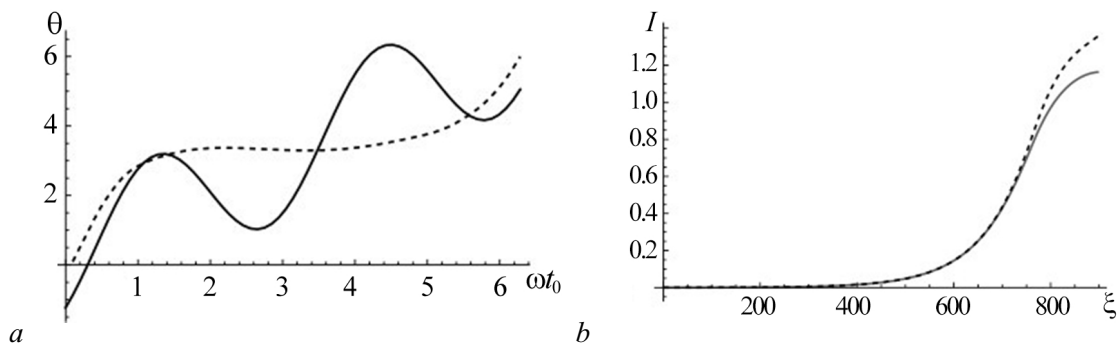


Рис. 7. Зависимость возмущения угла пролета от начальной фазы в гибриде (а) и распределение 1-й гармоники тока на полной длине гибрида (б) при $F_0 = 8.9 \cdot 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $b = 0$. Сплошная линия построена по волновому методу, пунктирная — по методу крупных частиц

Fig. 7. Dependence of the transit angle perturbation on the initial phase in the hybrid (a) and distribution of the 1st harmonic of the current over the full length of the hybrid (b) at $F_0 = 8.9 \cdot 10^{-8}$, $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $b = 0$. Solid line is based on the wave method, the dotted line is based on the large particle method

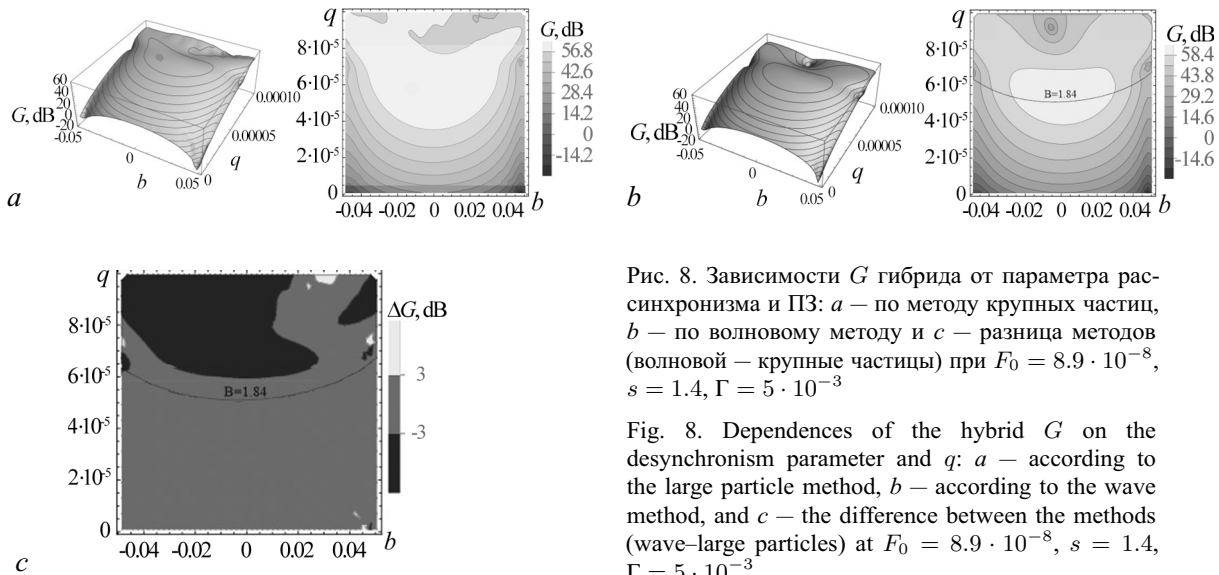


Рис. 8. Зависимости G гибрида от параметра рас-
синхронизма и ПЗ: a – по методу крупных частиц,
 b – по волновому методу и c – разница методов
(волновой – крупные частицы) при $F_0 = 8.9 \cdot 10^{-8}$,
 $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

Fig. 8. Dependences of the hybrid G on the
desynchronism parameter and q : a – according to
the large particle method, b – according to the
wave method, and c – the difference between the methods
(wave–large particles) at $F_0 = 8.9 \cdot 10^{-8}$,
 $s = 1.4$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$

оптимум, положение и значения G в котором довольно непротиворечиво описывают оба метода. Следовательно, можно предположить, что ему способствует в основном 1-я гармоника. Также с увеличением ПЗ оба метода предсказывают область заметного ухудшения группировки (которая наступает, когда в волновом методе $B > 1.84$, то есть за первым максимумом 1-й гармоники тока), однако указывают разное её местоположение. Можно предположить, что там начинают ощутимо влиять высшие гармоники и волновой метод вышел за пределы допущений. Таким образом, волновой метод позволяет оценить границы области, где учета только 1-й гармоники недостаточно.

Приведем оценки выходных параметров гибрида и ЛБВ в случае бесконечно широкого пучка и при конечном полном заполнении пролетного канала. Выходную мощность и электронный КПД вычислим с учетом введенной нормировки по формулам [14]

$$P_{\text{out}} = I_0 V_0 \frac{|F|^2}{2^3} \quad \text{и} \quad \eta = \frac{|F|^2}{2^3}. \quad (35)$$

Как видно из табл. 1, при выбранных (сравнительно грубых) методах учета конечности заполнения пучка, рассмотренном в случае полного заполнения, гибрид показывает сравнимые

Таблица 1. Коэффициент усиления (в линейном режиме) для гибрида и ЛБВ. Обозначения соответствуют: ∞ – бесконечно широкому пучку, 1 – полному заполнению пролетного канала при $F_0 = 10^{-8}$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$, $s = 1.4$, $b = 0$

Table 1. Gain factor (in linear mode) for hybrid and TWT. The designations correspond to: ∞ – infinitely wide beam, 1 – full filling of the span channel at $F_0 = 10^{-8}$, $q = 5 \cdot 10^{-5}$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$, $s = 1.4$, $b = 0$

	G , дБ	
	∞	1
Модификация волнового метода		
ЛБВ	48.5	53.6
Гибрид	66.5	48.8
Модификация волнового метода		
ЛБВ	48.5	48.7
Гибрид	66.5	66.4

выходные характеристики (G , мощность и КПД) с классической ЛБВ, причем вблизи, а не в резонансе рабочей частоты с частотой метаматериала. Незначительное (против волнового метода) уменьшение коэффициента усиления по методу крупных частиц может также объясняться вкладом высших гармоник.

Конечно, учет неполного заполнения, чаще используемого в современных СВЧ-приборах, также внесет свою лепту, однако и у реальных ЛБВ изменяются параметры за счет локального поглотителя, который в вышеприведенных расчетах не учитывался. Также не следует забывать, что для всех иных частот, не совпадающих с узкой полосой резонансных свойств среды, метаматериал будет действовать как обычный для ЛБВ разрыв с вакуумным пространством дрейфа⁹.

В работе [9], параметры из которой были использованы для расчетов, в линейном режиме у ЛБВ на частоте 220 ГГц коэффициент усиления 31.2 дБ, а при входном сигнале 25 мВт выходная мощность 15 Вт, причем максимальная мощность 30 Вт достигалась на частоте 217 ГГц, а максимально достижимое КПД 2.79%. Ранее в расчетах локальный поглотитель в ЛБВ не учитывался. Оценка данных из статьи [9] показывает, что полная длина лампы с учетом поглотителя в CN увеличится до 1.58, а сам поглотитель в нормировке настоящей работы имеет координаты $h_1 = 0.328$, $h_2 = 0.42$. В табл. 2 приведены расчеты с параметрами, которые без учета омических потерь позволяют для ЛБВ получить схожую с описываемой в [9] выходную мощность. Локальный поглотитель учитывается как разрыв (то есть аналогично гибриду в случае $s = 0$).

Из табл. 2 можно заключить, что, во-первых, замена вакуумного дрейфа/разрыва на среду с КДП с сохранением длины и положения не приводит к значительному ухудшению выходных характеристик, но при правильно подобранной среде их можно улучшить. Во-вторых, подбором свойств среды, а также изменяя положение и длину КДП-секции, можно добиться существенного увеличения выходной мощности и КПД. Кроме того, что предлагаемый гибрид можно использовать в более широкой области по синхронизму¹⁰, сравнимые с ЛБВ выходные характеристики в гибриде можно получить при значительно меньшем входном сигнале, что может быть полезно, так как на сотнях гигагерц мощность генераторов (в первую очередь, полупроводниковых) сравнительно мала.

Таблица 2. Выходная мощность и электронный КПД для ЛБВ и гибрида, рассчитанные по методу крупных частиц, в случае полного заполнения пролетного канала при $F_0 = 3.53 \cdot 10^{-5}$ (25 мВт), $b = 2.4 \cdot 10^{-2}$, $q = 5.9 \cdot 10^{-5}$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$. Первой строкой приведены данные из [9]

Table 2. The output power and the electronic efficiency for TWT and hybrid, calculated by the method of large particles, in the case of full filling of the span channel at $F_0 = 3.53 \cdot 10^{-5}$ (25 mW), $b = 2.4 \cdot 10^{-2}$, $q = 5.9 \cdot 10^{-5}$, $\Gamma = 5 \cdot 10^{-3}$. The first line contains data from [9]

	P_{out} , Вт	η , %
ЛБВ из [9]	15	1.4 ¹¹
ЛБВ	14.98	1.33
Гибрид $s = 1.35$	17.02	1.52
Гибрид с оптимальными параметрами ¹²	75.22	6.94

⁹Напомним, что согласно [4–6], одно из преимуществ резистивного усилителя — в практически полном отсутствии обратной связи между выходом и входом.

¹⁰Уместно вспомнить, что в натурном эксперименте [4] резистивный усилитель показал слабую зависимость от ускоряющего потенциала пучка.

¹¹Данные для КПД на рассматриваемой частоте 220 ГГц не приводятся, поэтому значение 1.4% является экстраполяцией.

¹² $b = 0.02$, $s = 0.4$, $h_1 = 0.274$, $h_2 = 0.545$, длина, входной сигнал и ПЗ не менялись.

Заключение

По результатам настоящей работы можно сделать следующие выводы.

1. При определенных параметрах нелинейная теория, полученная модифицированным волновым методом Овчарова–Солнцева, позволяет получить результаты сопоставимые как с результатами нелинейной стационарной теории, полученной методом крупных частиц, так и с результатами линейной теории как в случае классической ЛБВ, так и для исследуемого гибрида. Этот факт говорит о её достоверности, а также позволяет оценить область доминирования первой гармоники.
2. В нелинейной теории по модифицированному волновому методу Овчарова–Солнцева сделано допущение о характере группировки. Этим объясняются различия в результатах при некоторых параметрах с нелинейной стационарной теорией по методу крупных частиц. В остальных случаях наблюдается хорошее совпадение.
3. За счет резистивной неустойчивости может заметно улучшаться группировка электронов. И, как следствие, коэффициент усиления гибрида может превышать коэффициент усиления классической ЛБВ (как с разрывом, так и без него).
4. В случае большого сигнала при рассматриваемых параметрах показано, что подбором свойств КДП-секции можно добиться существенного увеличения выходной мощности и КПД по сравнению с ЛБВ, и, как следствие, можно достигнуть сравнимых с ЛБВ значений мощности и КПД при меньшем входном сигнале.

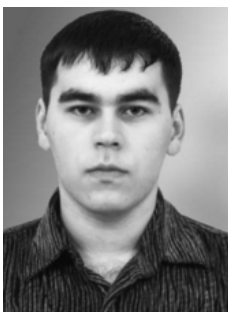
Список литературы

1. *Duan Z., Shapiro M. A., Schamiloglu E., Behdad N., Gong Y., Booske J. H., Basu B. N., Temkin R. J.* Metamaterial-inspired vacuum electron devices and accelerators // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2019. Vol. 66, no. 1. P. 207–218. DOI: 10.1109/TED.2018.2878242.
2. *Rashidi A., Behdad N.* Metamaterial-enhanced traveling wave tubes // In: *IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*. 22-24 April 2014, Monterey, CA, USA. New York: IEEE, 2014. P. 199–200. DOI: 10.1109/IVEC.2014.6857559.
3. *Ulisse G., Krozer V.* W-band traveling wave tube amplifier based on planar slow wave structure // *IEEE Electron Device Letters*. 2017. Vol. 38, no. 1. P. 126–129. DOI: 10.1109/LED.2016.2627602.
4. *Birdsall C. K., Brewer G. R., Haeff A. V.* The resistive-wall amplifier // *Proceedings of the IRE*. 1953. Vol. 41, no. 7. P. 865–875. DOI: 10.1109/JRPROC.1953.274425.
5. *Birdsall C. K., Whinnery J. R.* Waves in an electron stream with general admittance walls // *J. Appl. Phys.* 1953. Vol. 24, no. 3. P. 314–323. DOI: 10.1063/1.1721272.
6. *Лопухин В. М., Веденов А. А.* Усилитель на поглощении // *УФН*. 1954. Т. 53, № 1. С. 69–86. DOI: 10.3367/UFNr.0053.195405c.0069.
7. *Цейтлин М. Б., Кац А. М.* Лампа с бегущей волной. М.: Советское радио, 1964. 308 с.
8. *Rowe T., Behdad N., Booske J. H.* Metamaterial-enhanced resistive wall amplifier design using periodically spaced inductive meandered lines // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2016. Vol. 44, no. 10. P. 2476–2484. DOI: 10.1109/TPS.2016.2599144.
9. *Jiang Y., Lei W., Hu P., Song R., Ma G., Chen H., Jin X.* Demonstration of a 220-GHz continuous wave traveling wave tube // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2021. Vol. 68, no. 6. P. 3051–3055. DOI: 10.1109/TED.2021.3075922.
10. *Касаткин Л. В.* Об усилении волн пространственного заряда при прохождении пучков электронов в средах с индуктивной проводимостью // *Радиотехника и электроника*. 1961. Т. 6, № 2. С. 267–274.
11. *Овчаров В. Т., Солнцев В. А.* Упрощенные нелинейные уравнения лампы бегущей волны // *Радиотехника и электроника*. 1962. Т. 7, № 11. С. 1931–1940.
12. *Datta S. K., Kumar L.* Plasma frequency reduction factor // *Defence Science Journal*. 2008. Vol. 58, no. 6. P. 768–770. DOI: 10.14429/dsj.58.1705.

13. Branch G.M., Mihran T.G. Plasma frequency reduction factors in electron beams // IRE Transactions on Electron Devices. 1955. Vol. 2, no. 2. P. 3–11. DOI: 10.1109/T-ED.1955.14065.
14. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Советское радио, 1973. 399 с.

References

1. Duan Z, Shapiro MA, Schamiloglu E, Behdad N, Gong Y, Booske JH, Basu BN, Temkin RJ. Metamaterial-inspired vacuum electron devices and accelerators. IEEE Transactions on Electron Devices. 2019;66(1):207–218. DOI: 10.1109/TED.2018.2878242.
2. Rashidi A, Behdad N. Metamaterial-enhanced traveling wave tubes. In: IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 22-24 April 2014, Monterey, CA, USA. New York: IEEE; 2014. P. 199–200. DOI: 10.1109/IVEC.2014.6857559.
3. Ulisse G, Krozer V. W-band traveling wave tube amplifier based on planar slow wave structure. IEEE Electron Device Letters. 2017;38(1):126–129. DOI: 10.1109/LED.2016.2627602.
4. Birdsall CK, Brewer GR, Haeff AV. The resistive-wall amplifier. Proceedings of the IRE. 1953;41(7):865–875. DOI: 10.1109/JRPROC.1953.274425.
5. Birdsall CK, Whinnery JR. Waves in an electron stream with general admittance walls. J. Appl. Phys. 1953;24(3):314–323. DOI: 10.1063/1.1721272.
6. Lopukhin VM, Vedenov AA. Absorption amplifier. Sov. Phys. Usp. 1954;53(1):69–86 (in Russian). DOI: 10.3367/UFNr.0053.195405c.0069.
7. Tseitlin MB, Kats AM. Travelling Wave Tube. Moscow: Sovetskoe Radio; 1964. 308 p. (in Russian).
8. Rowe T, Behdad N, Booske JH. Metamaterial-enhanced resistive wall amplifier design using periodically spaced inductive meandered lines. IEEE Transactions on Plasma Science. 2016;44(10):2476–2484. DOI: 10.1109/TPS.2016.2599144.
9. Jiang Y, Lei W, Hu P, Song R, Ma G, Chen H, Jin X. Demonstration of a 220-GHz continuous wave traveling wave tube. IEEE Transactions on Electron Devices. 2021;68(6):3051–3055. DOI: 10.1109/TED.2021.3075922.
10. Kasatkin LV. On amplification of space charge waves during the passage of electron beams in media with inductive conductivity. Radio Engineering and Electronic Physics. 1961;6(2):267–274 (in Russian).
11. Ovcharov VT, Solntsev VA. Simplified nonlinear equations of a traveling wave lamp. Radio Engineering and Electronic Physics. 1962;7(11):1931–1940 (in Russian).
12. Datta SK, Kumar L. Plasma frequency reduction factor. Defence Science Journal. 2008;58(6):768–770. DOI: 10.14429/dsj.58.1705.
13. Branch GM, Mihran TG. Plasma frequency reduction factors in electron beams. IRE Transactions on Electron Devices. 1955;2(2):3–11. DOI: 10.1109/T-ED.1955.14065.
14. Vainshtein LA, Solntsev VA. Lectures on Microwave Electronics. Moscow: Sovetskoe Radio; 1973. 399 p. (in Russian).



Фунтов Александр Андреевич — родился в Балакове Саратовской области (1992). Окончил СГУ (2014). В настоящее время — ассистент кафедры электроники, колебаний и волн. Автор 13 научных публикаций. Область научных интересов — вакуумная СВЧ-электроника.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
 Саратовский национальный исследовательский
 государственный университет имени Н. Г. Чернышевского
 E-mail: aafuntov@mail.ru
 ORCID: 0000-0002-9121-1449
 AuthorID (eLibrary.Ru): 920783