

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Поперечные волны электронного потока в микроволновой электронике

В.А. Ванке

Кратко обсуждаются состояние, проблемы и перспективы использования поперечных (циклотронных и синхронных) волн электронного потока в различных устройствах микроволновой электроники, включая защитные устройства, параметрические и электростатические усилители, перестраиваемые усилители-фильтры, а также лампы с бегущей циркулярно поляризованной волной, преобразователи микроволновой энергии в энергию постоянного тока, клистроны с комбинированным взаимодействием.

PACS numbers: 07.50.-e, 41.75.-i, 84.40.-x, 84.40.Fe

Содержание

1. Введение (957).
 2. Некоторые подходы к анализу поперечных колебаний и волн электронного потока (959).
 - 2.1. Кинематический анализ. 2.2. Поперечные волны электронного потока. 2.3. Кинетические мощности поперечных волн. 2.4. О продольных и поперечных волнах. 2.5. Численное моделирование. Спиралевидная дискретизация инжектируемого электронного пучка.
 3. Циклотронные защитные устройства (ЦЗУ) (964).
 4. Электронно-лучевые параметрические усилители (ЭПУ) (966).
 5. Электростатический усилитель (ЭСУ) (969).
 6. Перестраиваемый ЭСУ-фильтр (971).
 7. Лампа с бегущей циркулярно поляризованной волной (973).
 8. Циклотронный преобразователь энергии (ЦПЭ) (974).
 9. Клистрон с комбинированным взаимодействием (ККВ) (975).
 10. Обсуждение (976).
- Список литературы (977).

1. Введение

Появление электронных ламп в 20-х годах прошлого столетия было тем ключевым моментом, который привел к становлению радиофизики как науки и резко расширил возможности использования электромагнитных колебаний и волн для решения прикладных задач. Последние, в свою очередь, требовали освоения все новых и более коротковолновых диапазонов длин волн, в том числе в связи с бурным развитием радиолокации в

годы Второй мировой войны. Пролетные эффекты в классических конструкциях электронных ламп стали ограничивать этот процесс. Появились так называемые маячковые лампы как вариант инженерного решения, сводящего до минимума пролетные углы, но не позволившего кардинально преодолеть возникшую проблему.

Видимо, первой попыткой использовать пролетные эффекты был монотрон [1, 2] — простейший диодный генератор, в котором инерция электронов выступала как положительное явление, приводящее к образованию участка вольтамперной характеристики с отрицательным внутренним сопротивлением.

Качественно новой ступенью явилось понимание принципов динамического управления электронным потоком, позволившее создать класс новых электронных устройств — клистроны, лампы с бегущей волной (ЛБВ), лампы с обратной волной (ЛОВ) и др. [1–9], — сравнительно успешно решавших задачи усиления и генерирования колебаний в микроволновом диапазоне, т.е. в диапазоне дециметровых, сантиметровых и миллиметровых длин волн. Как самостоятельная разновидность возникли генераторы и усилители со скрещенными полями — магнетрон, амплитрон, ЛБВ-М, ЛОВ-М и др. [2, 4, 5, 7–9]. Принцип фазовой группировки при длительном взаимодействии слаборелятивистских винтовых электронных пучков с электромагнитными полями [10] привел к появлению новых мощных усилителей и генераторов миллиметрового диапазона длин волн — мазеров на циклотронном резонансе (гиротронов).

Различными были и задачи, которые стояли перед микроволновой радиофизикой и электроникой на разных этапах развития. На ранней стадии важно было получить возможность генерировать мощные колебания и обеспечивать прием слабых сигналов, т.е. основными параметрами выступали выходная мощность для излучающих систем и коэффициент усиления для приемных. В дальнейшем стала существенной задача увеличения КПД мощного генератора или усилителя, что вызвало интерес

В.А. Ванке. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119899 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация
Тел. (095) 132-48-07
E-mail: vanke@orc.ru

Статья поступила 23 декабря 2004 г.,
после доработки 19 мая 2005 г.

к анализу и оптимизации нелинейных режимов, разработке соответствующих моделей и представлений [11–14].

Сегодня большинство микроволновых систем имеет многокаскадную структуру и формирует сложный по характеру модуляции сигнал. В этих условиях возникает противоречивая задача: при большом уровне выходной мощности обеспечить высокое значение КПД в режимах, не сопровождающихся разрушением информации, содержащейся в усиливаемом сигнале.

Для приемных систем, наряду с коэффициентом усиления, важными становятся не только коэффициент шума, но и степень линейности входного усилителя, уровень его помехоустойчивости, ширина динамического диапазона, эффективность фильтрационных свойств, высокая электрическая прочность, малое время восстановления после перегрузок по уровню входного сигнала и т.д. Уплотнение частотных каналов в микроволновом диапазоне и интенсивное развитие средств радиопротиводействия привели к тому, что эти последние требования часто выступают в качестве главных, решающих, даже в ущерб таким параметрам, как габариты, вес, стоимость, значение коэффициента усиления, а иногда и коэффициента шума.

На рисунке 1 изображена упрощенная общая схема наиболее распространенных микроволновых систем, а также кратко отражены основные требования, предъявляемые к входному и выходному усилительным каскадам.

Твердотельная (полупроводниковая) микроволновая электроника в последние десятилетия развивалась очень интенсивно и достигла многих серьезных результатов, однако для тех каскадов микроволновых устройств, в которых присутствуют или могут присутствовать большие уровни непрерывной или импульсной микроволновой мощности, применение средств вакуумной электроники оказывается обычно предпочтительным.

Если до сих пор, по существу, основной задачей радиофизики микроволн являлось использование электромагнитных пучков для разнообразных систем передачи информации, то в последние десятилетия наметилась более сложная, более зрелая задача применения этих пучков в системах передачи энергии. Перспективы развития вземного индустриального производства, включая

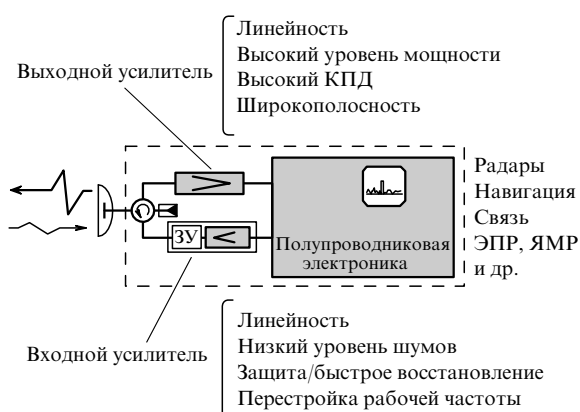


Рис. 1. Схема микроволновых систем: ЗУ — защитное устройство, предотвращающее попадание мощных импульсов на вход малошумящего усилителя.

производство энергии для земных нужд [15–18], выдвигают ее в качестве одной из наиболее актуальных проблем современности. В связи с этим становятся важными как мощные микроволновые усилители и генераторы с высокими значениями КПД, способные работать в антенных решетках космического базирования, так и надежные энергоемкие устройства, осуществляющие эффективное обратное преобразование микроволновой энергии в энергию постоянного тока.

При использовании традиционной продольной группировки электронов в ступки в вакуумной микроволновой электронике (клизтроны, ЛБВ и др.) возникают принципиальные проблемы, связанные с нелинейным характером кулоновских сил, играющих обычно существенную роль в процессе формирования электронных ступков и их энергообмена с внешними электромагнитными полями.

В значительной степени эти проблемы могут быть преодолены (исключены), если использовать поперечную группировку однородного по плотности электронного пучка, дрейфующего в продольном магнитном поле (рис. 2).

Обсуждение перспектив использования поперечной группировки в различных микроволновых устройствах является предметом настоящей обзорной статьи, которая дополняет предшествующие публикации *УФН*, посвященные проблемам вакуумной микроволновой электроники [14, 19, 20], и расширяет их тематику.

За последние десятилетия круг устройств, основанных на использовании поперечных волн электронного потока, существенно расширился. Как самостоятельная разновидность появились и освоены промышленностью циклотронные защитные устройства; значительно улучшилось понимание физических принципов усиления циклотронных волн электростатическими структурами, что привело к успешному освоению такими приборами сантиметрового диапазона длин волн; сформулированы и экспериментально опробованы идеи узкополосных, электрически перестраиваемых входных усилителей-фильтров; объяснены экспериментальные результаты, полученные на новом типе мощного усилителя — лампе с бегущей циркулярно поляризованной волной (ЛБЦПВ), и развита теория ЛБЦПВ; выполнено довольно много теоретических и экспериментальных работ, направленных на создание мощных устройств, осуществляющих эффективное обратное преобразование микро-

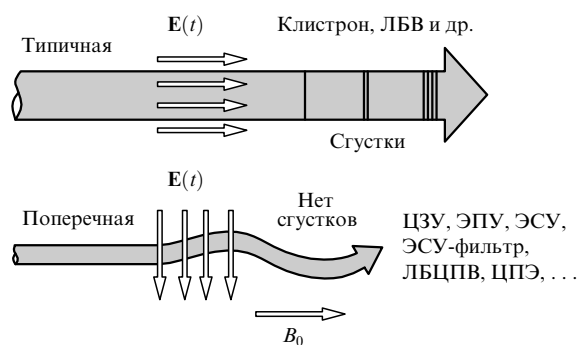


Рис. 2. Продольная и поперечная группировки электронного потока: $E(t)$ — переменное во времени электрическое поле, B_0 — постоянное магнитное поле.

волновой энергии в энергию постоянного тока; показана перспективность использования в отдельных случаях комбинированного (продольно-поперечного) типа взаимодействия и др.

Наиболее активно эти исследования проводились в Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова, ФГУП НПП "Исток", ФГУП НПП "Торий", а также в ряде других организаций.

Сравнительно широкий и перспективный круг устройств гиротронного типа (ИПФ РАН), а также магнитоны (ИЯФ СО РАН), основанные на использовании релятивистских электронных пучков, находятся вне тематических рамок настоящей статьи и, вероятно, могли бы стать предметом самостоятельной и интересной обзорной статьи.

2. Некоторые подходы к анализу поперечных колебаний и волн электронного потока

2.1. Кинематический анализ

Рассмотрим движение электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях

$$\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0), \quad \mathbf{V} = (0, 0, B_0), \quad B_0 = \text{const}. \quad (1)$$

Используя простой и эффективный метод П.Л. Капицы [8], введем комплексную поперечную координату электрона $\zeta(t) = x(t) + iy(t)$, тогда нерелятивистские уравнения движения можно записать в следующей форме:

$$\frac{d^2\zeta}{dt^2} - i\omega_c \frac{d\zeta}{dt} = f, \quad v_z = \text{const}, \quad (2)$$

где $f = -e(E_x + iE_y)/m$; $\omega_c = (e/m) B_0$ — угловая циклотронная частота; v_z, e, m — продольная скорость, заряд и масса электрона соответственно.

В невозмущенном случае ($f = 0$) решение уравнения (2) имеет вид

$$\zeta = \alpha + \beta \exp(i\omega_c t), \quad (3)$$

где α, β — некоторые постоянные, т.е. электрон может двигаться по спирали, вращаясь с угловой частотой ω_c и радиусом $|\beta|$ вокруг оси, параллельной оси z и смещенной относительно нее на расстояние $|\alpha|$.

При возмущении $f \neq 0$ решение целесообразно искать в виде

$$\zeta(t) = \alpha(t) + \beta(t) \exp(i\omega_c t). \quad (4)$$

Поскольку в (4) введены две новые переменные вместо одной, можно использовать дополнительное условие

$$\frac{d\alpha}{dt} + \frac{d\beta}{dt} \exp(i\omega_c t) = 0. \quad (4a)$$

Тогда из (2) получаются два дифференциальных уравнения первого порядка для α и β , описывающих изменение этих величин под действием внешнего электрического поля:

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= \frac{i}{\omega_c} f(\alpha, \alpha^*, \beta, \beta^*, t), \\ \frac{d\beta}{dt} &= -\frac{i}{\omega_c} f(\alpha, \alpha^*, \beta, \beta^*, t) \exp(-i\omega_c t). \end{aligned} \quad (5)$$

В адиабатическом случае, когда интенсивность электрического поля сравнительно невелика и вызывает лишь малые относительные изменения α и β за период циклотронного вращения, можно использовать хорошо известную в теории колебаний процедуру усреднения по периоду $2\pi/\omega_c$ правых частей уравнений (5), т.е.

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= \frac{i}{2\pi\omega_c} \int_0^{2\pi} f(\alpha, \alpha^*, \beta, \beta^*, t) d(\omega_c t), \\ \frac{d\beta}{dt} &= -\frac{i}{2\pi\omega_c} \int_0^{2\pi} f(\alpha, \alpha^*, \beta, \beta^*, t) \exp(-i\omega_c t) d(\omega_c t). \end{aligned} \quad (6)$$

Асимптотические методы теории нелинейных колебаний [21] позволяют построить второе приближение [16, 22, 23], учитывающее, в частности, малые осцилляции, дополняющие основное решение системы (гармоники сигнала и накачки, высшие комбинационные частоты и др.).

2.2. Поперечные волны электронного потока

Представление о поперечных волнах электронного потока используется сравнительно давно (см., например, [12, 19–27]), но, строго говоря, является обоснованным лишь для модели нитевидного электронного пучка.

В уравнениях (2) будем считать продольную координату z и время t независимыми переменными, т.е.

$$\zeta(z, t) = x(z, t) + iy(z, t), \quad (7)$$

переходя тем самым от описания движения отдельного электрона к описанию поведения нитевидного электронного пучка (рис. 3а).

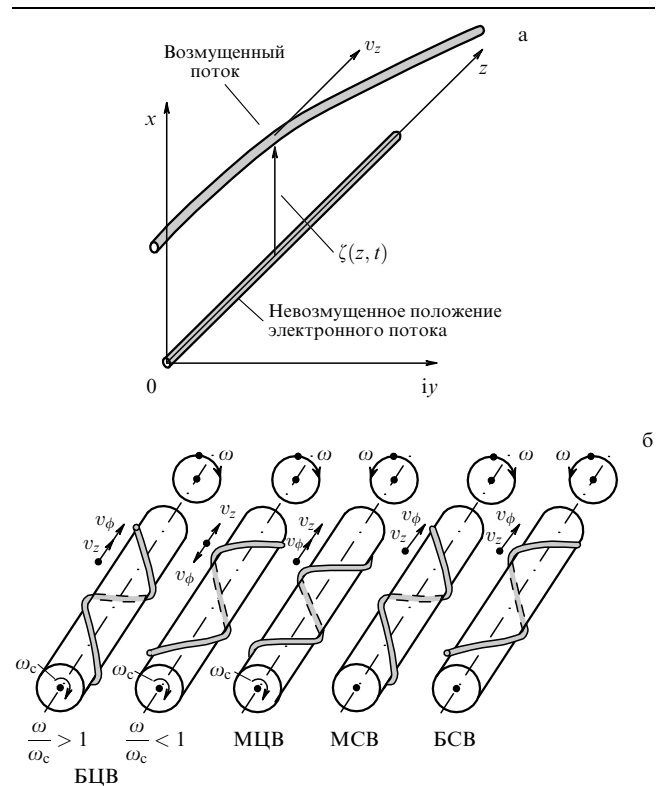


Рис. 3. (а) Модель нитевидного электронного потока. (б) Пространственная конфигурация нитевидного электронного потока, возбужденного на различных поперечных волнах: БЦВ — быстрая циклотронная волна, МЦВ — медленная циклотронная волна, МСВ, БСВ — синхронные волны с различной поляризацией (внутренний цилиндр изображен для наглядности).

Будем искать решение в виде суммы двух циркулярно право- и левополяризованных волн:

$$\zeta(z, t) = R_+(z) \exp [i(\omega t - \beta_c z)] + R_-(z) \exp [-i(\omega t - \beta_c z)], \quad (8)$$

где $\beta_c = \omega/v_z$ — электронная постоянная распространения, а функции R_{\pm} зависят только от продольной координаты z .

Подставляя (8) в (2) и представляя f как

$$f = f_+ \exp [i(\omega t - \beta_c z)] + f_- \exp [-i(\omega t - \beta_c z)], \quad (9)$$

а также учитывая, что

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \quad \text{и} \quad \frac{\partial}{\partial z} R_{\pm} = \frac{d}{dz} R_{\pm}, \quad (10)$$

получим

$$\frac{d^2 R_{\pm}}{dz^2} - i\beta_c \frac{dR_{\pm}}{dz} = \frac{1}{v_z^2} f_{\pm}, \quad (11)$$

где $\beta_c = \omega_c/v_z$ — циклотронная постоянная распространения.

В области дрейфа ($f_{\pm} = 0$)

$$R_{\pm} = R_{2\pm} + R_{1\pm} \exp (i\beta_c z), \quad (12)$$

где $R_{2\pm}, R_{1\pm}$ — некоторые постоянные, и соответственно

$$\begin{aligned} \zeta(z, t) = & R_{1+} \exp \left\{ i[\omega t - (\beta_c - \beta_c) z] \right\} + \\ & + R_{2+} \exp [i(\omega t - \beta_c z)] + \\ & + R_{1-} \exp \left\{ -i[\omega t - (\beta_c + \beta_c) z] \right\} + \\ & + R_{2-} \exp [-i(\omega t - \beta_c z)]. \end{aligned} \quad (13)$$

Таким образом, конфигурация нитевидного электронного пучка, дрейфующего в однородном магнитном поле, может быть описана четырьмя независимыми волнами, две из которых (с амплитудами $R_{1\pm}$) связаны с циклотронным вращением электронов и получили название циклотронных, а две другие (с амплитудами $R_{2\pm}$) имеют фазовые скорости, равные продольной скорости пучка, и по этой причине их обычно называют синхронными. Одна пара волн (с индексами 1+ и 2+) имеет правую циркулярную поляризацию, другая — левую (индексы 1- и 2-).

Фазовые скорости поперечных волн соответственно равны

$$v_{\phi 1\pm} = \frac{v_z}{1 \mp \omega_c/\omega}, \quad v_{\phi 2\pm} = v_z. \quad (14)$$

Фазовая скорость циклотронной волны с комплексной амплитудой R_{1+} может существенно превышать продольную скорость электронного потока, в связи с чем эта волна получила название быстрой циклотронной волны (БЦВ). Фазовая скорость волны с амплитудой R_{1-} всегда меньше продольной скорости пучка, поэтому такая волна называется медленной циклотронной волной (МЦВ). Электроны потока, возбужденного на циклотронных волнах, участвуют в двух движениях — вращении вокруг оси z с угловой частотой ω_c и движении вдоль оси z со скоростью v_z (рис. 3б). В фиксированный момент времени во всех случаях электроны расположены

в пространстве по спиралям. Для быстрой циклотронной волны направления навивки спирали противоположны при $\omega/\omega_c > 1$ и $\omega/\omega_c < 1$, а непосредственно в точке циклотронного резонанса ($\omega/\omega_c = 1$) фазовая скорость БЦВ стремится к бесконечности, и все электроны пучка расположены на одной прямой линии, вращающейся как целое вокруг оси z с угловой частотой $\omega_c = \omega$ и движущейся вдоль оси z со скоростью v_z . Конфигурации пучка для синхронных волн (с амплитудами R_{2+} и R_{2-}) различаются направлением навивки спиралей, но все электроны этих спиралей не имеют поперечных скоростей и участвуют только в одном движении — вдоль оси z .

Рассмотрим теперь случай, когда статическое магнитное поле и продольная скорость электронов могут изменяться вдоль оси z . Тогда вместо (2) можно записать

$$\frac{d^2 \zeta}{dt^2} - i\omega_{c0}(z) \frac{d\zeta}{dt} = F(\zeta, \zeta^*, z, t), \quad v_z = v_z(z), \quad (15)$$

где $\omega_{c0}(z) = \omega_c(z, x=0, y=0)$ — значение циклотронной частоты на оси z . Представим

$$F = F_+ \exp \left[i\left(\omega t - \int_0^z \beta_c dz\right) \right] + F_- \exp \left[-i\left(\omega t - \int_0^z \beta_c dz\right) \right], \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \zeta(z, t) = & R_+(z) \exp \left[i\left(\omega t - \int_0^z \beta_c dz\right) \right] + \\ & + R_-(z) \exp \left[-i\left(\omega t - \int_0^z \beta_c dz\right) \right], \end{aligned} \quad (17)$$

где $\beta_c(z) = \omega/v_z(z)$.

Из соотношений (15)–(17) вместо (11) будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R_{\pm}}{d\Theta^2} - i \frac{dR_{\pm}}{d\Theta} = & \frac{1}{\omega_{c0}^2} F_{\pm} - \frac{1}{\omega_{c0}} \frac{d\omega_{c0}}{d\Theta} \frac{dR_{\pm}}{d\Theta}, \\ \Theta = & \int_0^z \omega_{c0}(z) \frac{dz}{v_z(z)}. \end{aligned} \quad (18)$$

Используя метод вариации постоянных, решение целесообразно искать в виде

$$R_{\pm}(\Theta) = R_{2\pm}(\Theta) + R_{1\pm}(\Theta) \exp(i\Theta), \quad (19)$$

т.е.

$$\begin{aligned} \zeta(z, t) = & R_{1+}(\Theta) \exp \left\{ i\left[\omega t - \int_0^z (\beta_c - \beta_c) dz\right] \right\} + \\ & + R_{2+}(\Theta) \exp \left[i\left(\omega t - \int_0^z \beta_c dz\right) \right] + \\ & + R_{1-}(\Theta) \exp \left\{ -i\left[\omega t - \int_0^z (\beta_c + \beta_c) dz\right] \right\} + \\ & + R_{2-}(\Theta) \exp \left[-i\left(\omega t - \int_0^z \beta_c dz\right) \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

Подставляя (19) в (18) и используя подобные (4а) дополнительные условия

$$\frac{dR_{2\pm}(\Theta)}{d\Theta} + \frac{dR_{1\pm}(\Theta)}{d\Theta} \exp(i\Theta) = 0, \quad (21)$$

получим четыре дифференциальных уравнения первого порядка, описывающих поведение амплитуд поперечных волн:

$$\begin{aligned} \frac{dR_{1\pm}}{d\Theta} &= -\frac{i}{\omega_{c0}^2} F_{\pm}(R_{1\pm}, R_{2\pm}, R_{1\pm}^*, R_{2\pm}^*, \Theta) \times \\ &\times \exp(-i\Theta) - \frac{1}{\omega_{c0}} \frac{d\omega_{c0}}{d\Theta} R_{1\pm}, \\ \frac{dR_{2\pm}}{d\Theta} &= \frac{i}{\omega_{c0}^2} F_{\pm}(R_{1\pm}, R_{2\pm}, R_{1\pm}^*, R_{2\pm}^*, \Theta) + \\ &+ \frac{1}{\omega_{c0}} \frac{d\omega_{c0}}{d\Theta} R_{1\pm} \exp(i\Theta). \end{aligned} \quad (22)$$

В адиабатическом случае, как и для уравнений (5), к системе уравнений (22) может быть применен метод усреднения правых частей по периоду быстрых осцилляций, а также использованы асимптотические методы теории нелинейных колебаний [21] для построения приближений выше первого порядка.

В случае коротких электрических и магнитных линз, когда пролетный угол внутри области взаимодействия изменяется мало, в правых частях (22) можно считать $\exp(\pm i\Theta) \approx 1$, что обычно значительно упрощает аналитическое решение задачи.

2.3. Кинетические мощности поперечных волн

Средняя за период мощность энергообмена поперечных волн с электромагнитными полями вычислена в виде суммы мощностей энергообменов с продольным и поперечным компонентами электрического поля¹

$$P_{1\pm} = P_{1\pm}^{\text{trans}} + P_{1\pm}^{\text{long}} = \pm I_0 U_0 \beta_e \beta_{c0} |R_{1\pm}|^2, \quad (23)$$

причем

$$P_{1\pm}^{\text{trans}} = \frac{I_0}{e} \frac{mv_{\perp}^2}{2} = \frac{I_0}{e} \frac{m(\omega_{c0}|R_{1\pm}|)^2}{2}, \quad (24)$$

$$P_{1\pm}^{\text{long}} = \pm \frac{I_0 m}{2e} \omega_{c0} (\omega \mp \omega_{c0}) |R_{1\pm}|^2,$$

$$P_{2\pm} = P_{2\pm}^{\text{long}} = \mp I_0 U_0 \beta_e \beta_{c0} |R_{2\pm}|^2, \quad P_{2\pm}^{\text{trans}} = 0, \quad (25)$$

где I_0 , U_0 — ток и потенциал электронного пучка.

Для синхронных волн энергообмен с поперечными электрическими полями отсутствует, поскольку электроны этих волн не имеют поперечных скоростей.

Знак плюс в выражениях для кинетических мощностей поперечных волн означает, что при возбуждении соответствующей волны энергия электронного потока возрастает по сравнению с таковой при невозмущенном состоянии пучка. Знак минус соответствует обратному процессу — энергия электронного потока уменьшается, так как часть ее отбирается внешним электрическим полем.

Синхронная волна с комплексной амплитудой R_{2-} имеет положительную кинетическую мощность, т.е.

возбуждение волны связано с ускорением электронного потока, в связи с чем эту волну обычно называют быстрой синхронной волной (БСВ), соответственно волну с амплитудой R_{2+} — медленной синхронной волной (МСВ).

2.4. О продольных и поперечных волнах

Динамическая продольная группировка, осуществляемая электрическими полями, направленными вдоль электронного потока (см. рис. 2), возникла как естественный переход от классических электронных ламп (диоды, триоды и др.) с продольным электрическим полем, обеспечивавшим статическое управление электронным пучком. В малосигнальном приближении существование сгустков (уплотнений) и разряжений пространственного заряда в электронном потоке может быть описано в терминах быстрой (+) и медленной (–) волн пространственного заряда [5, 12, 24, 26, 27] с фазовыми скоростями

$$v_{\phi\pm}^{\text{пр. зар.}} = \frac{v_z}{1 \mp \omega_q/\omega}, \quad (26)$$

где v_z — средняя (невозмущенная) скорость электронного потока, ω_q — плазменная частота.

Волны пространственного заряда — это волны, распространяющиеся внутри электронного потока, т.е. продольные волны в электронном потоке. Поперечные волны (рис. 3б) отражают поперечное смещение и поперечное движение электронного пучка как целого, т.е. являются поперечными волнами электронного потока.

Строго говоря, терминология продольных волн определена лишь в малосигнальном приближении и для одномерного (бесконечно широкого) электронного потока. В противоположность этому понятие поперечных волн не связано с ограничениями по уровню сигнала, однако это в полной мере справедливо только для модели нитевидного пучка.

При продольной группировке в пучках конечного диаметра распределение кулоновских полей, создаваемых сгустками заряда, может существенно деформироваться, что формально учитывается обычно введением так называемой редуцированной плазменной частоты, которая нелинейно зависит от многих факторов, включая рабочую частоту, уровень сигнала, радиус пучка, радиус металлической трубы дрейфа и т.д. [24, 26]. Иначе говоря, в реальных условиях ω_q в (26) нелинейно зависит от всех этих параметров.

Выражения для фазовых скоростей циклотронных волн (14) и фазовых скоростей волн пространственного заряда (26) внешне схожи друг с другом. Однако первые не связаны с ω_q и определяются значением циклотронной частоты, зависящей только от индукции магнитного поля, распределение которого вдоль оси устройства фиксировано и задается внешней магнитной системой.

Циркулярная поляризация поперечных волн в сочетании со стабильностью и предсказуемостью их фазовых скоростей позволяет обеспечить высокий уровень селективности энергообмена циклотронных и синхронных волн с внешними электромагнитными полями.

Применение нитевидной модели к электронному пучку, имеющему конечный диаметр, в определенных случаях возможно. Для равномерно заряженного электронного потока с круглым или прямоугольным сечением в центре масс этого сечения поперечные кулоновские поля отсутствуют (взаимно компенсируются), и поток

¹ Важно подчеркнуть, что речь идет только о той части кинетической мощности электронного потока, появление которой обусловлено взаимодействием пучка с микроволновым полем. Для невозмущенного потока $P_{1\pm} = P_{2\pm} = 0$, поскольку $R_{1\pm} = R_{2\pm} = 0$, хотя $I_0 U_0 \neq 0$. Математический вывод выражений (23)–(25) не содержит сложностей. Читатель может ознакомиться с ним в работах [23, 24, 27, 28].

движется подобно одному электрону, не испытывающему кулоновского взаимодействия [16, 22, 23, 27, 29]. Если это сечение в процессе взаимодействия не искажается, то аппарат поперечных волн, развитый для нитевидного пучка, правильно отразит реальную картину. Такая ситуация имеет место, например, в резонаторе с однородным поперечным электрическим полем (см. также раздел 3), причем вне зависимости от уровня сигнала вплоть до перехвата электронного пучка ламелями резонатора. При малом уровне входного сигнала поперечные размеры потока часто оказываются существенно больше циклотронных (ларморовых) орбит.

Но и в более общих случаях рассмотрение на основе уравнений связанных поперечных волн полезно и позволяет сравнительно просто проанализировать физическую картину того или иного типа взаимодействия, оценив одновременно предельные значения параметров (максимально достижимые значения КПД, максимально достижимый коэффициент усиления и пр.). На следующем этапе, уже для отобранного взаимодействия, результаты могут быть проверены и уточнены с помощью методов численного моделирования.

2.5. Численное моделирование. Спиралевидная дискретизация инжектируемого электронного пучка

В вакуумной микроволновой электронике для упрощения процедуры численного моделирования используются различные модели "крупных частиц". В своей основе механизм взаимодействия при продольной группировке (см. рис. 2) является одномерным и поэтому позволяет эффективно использовать одномерную модель, состоящую из последовательности заряженных дисков, взаимодействующих как между собой, так и с внешними электромагнитными полями. Двумерная модель (заряженные кольца) позволяет учесть более сложные процессы, связанные с технологическими неоднородностями полей по радиусу потока, которые могут приводить к его расслоению.

Поперечная группировка, обсуждаемая в настоящей статье, является по своей физической сущности трехмерным процессом, поэтому и соответствующее численное моделирование должно быть трехмерным. Тем не менее в ряде случаев возможно существенное упрощение процедуры моделирования [22, 23, 30].

Рассмотрим движение электрона, помеченного номером i :

$$\frac{d}{dt} (m_i \mathbf{v}_i) = -e (\mathbf{E} + [\mathbf{v}_i \mathbf{B}]), \tag{27}$$

или

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\frac{e}{m_0 \gamma_i} \left(\mathbf{E} - \frac{\mathbf{v}_i}{c^2} \mathbf{v}_i \mathbf{E} + [\mathbf{v}_i \mathbf{B}] \right), \tag{28}$$

где

$$\gamma_i = \left(1 - \frac{|\mathbf{v}_i|^2}{c^2} \right)^{-1/2}$$

и соответственно

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_b + \mathbf{E}_{mw}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_b + \mathbf{B}_{mw} + \mathbf{B}_0,$$

$\mathbf{E}_b, \mathbf{B}_b$ — напряженность электрического и индукция магнитного полей, обусловленных электронным пото-

ком; $\mathbf{E}_{mw}, \mathbf{B}_{mw}$ — те же величины для внешнего микроволнового поля, \mathbf{B}_0 — индукция внешнего стационарного магнитного поля.

Как и в разделе 2.3, будем считать, что z и t являются независимыми переменными, переходя тем самым от описания движения одного электрона к описанию поведения нитевидного электронного пучка (рис. 3а), т.е.

$$\zeta_i(z, t) = x_i(z, t) + iy_i(z, t), \tag{29}$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_{zi} \frac{\partial}{\partial z} \tag{30}$$

в (27) и (28).

Такие нитевидные пучки могут быть использованы для описания реального электронного потока с конечным диаметром.

В качестве примера обсудим взаимодействие бегущей циркулярно поляризованной замедленной электромагнитной волны,

$$E_{\perp} = E_x + iE_y = E_0 \exp [i(\omega t - \beta z)],$$

$$E_z(\zeta, z, t) \approx \text{Re} \left(\zeta^* \frac{\partial E_{\perp}}{\partial z} \right) = -\text{Re}(i\beta \zeta^* E_{\perp}), \tag{31}$$

с электронным потоком, имеющим круглое поперечное сечение, который инжектируется по оси этой замедленной электромагнитной волны (т.е. по оси z на рис. 4). Вдоль той же оси направлено внешнее стационарное и однородное магнитное поле B_0 .

Представим инжектируемый электронный поток как совокупность парциальных (нитевидных) пучков. Выберем форму каждого парциального пучка в виде спирали с шагом

$$h = \frac{2\pi v_{z0}}{\omega - \omega_r}, \tag{32}$$

где v_{z0} — продольная скорость инжектируемого пучка, ω_r — угловая частота вращения инжектируемого электронного потока вокруг собственной оси под действием внутреннего (радиального) поля кулоновских сил.

Для однородно заряженного по объему электронного потока

$$\omega_r = \frac{\omega_c}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2\omega_{p0}^2}{\omega_c^2}} \right), \quad \omega_{p0}^2 = \frac{e}{m} \frac{\rho_0}{\epsilon_0}; \quad \omega_c = \frac{e}{m} B_0, \tag{33}$$

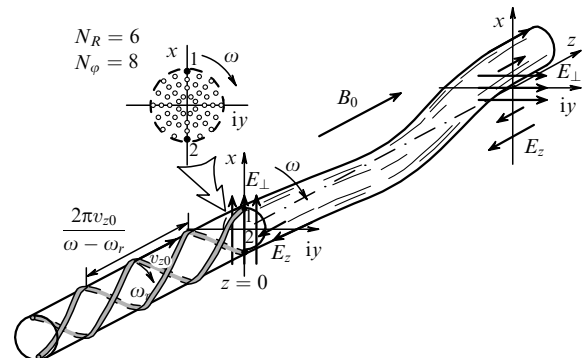


Рис. 4. Спиралевидная дискретизация инжектируемого электронного потока.

где ρ_0 — плотность пространственного заряда в инжектируемом электронном потоке. При такой модели точка пересечения каждого парциального (нитевидного) пучка со входной плоскостью ($z = 0$) вращается по кругу с угловой частотой ω , оставаясь неподвижной (стационарной) относительно фазы поля волны в этой плоскости и, следовательно,

$$\frac{\partial v_{zi}}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial \rho_i}{\partial t} = 0 \quad (34)$$

для любого парциального пучка и всюду внутри области взаимодействия.

Граничные условия можно записать в виде

$$\zeta_i|_{z=0} = r_0 \sqrt{\frac{2k-1}{2N_R}} \exp \left\{ i \left[\omega t + \frac{\pi}{N_\phi} (2l+k) \right] \right\}, \quad (35)$$

где $\zeta_i = x_i(z, t) + iy_i(z, t)$, $i = 1, 2, \dots, N$; $i = (k-1) + l$; $k = 1, 2, \dots, N_R$; $l = 1, 2, \dots, N_\phi$; $N = N_R N_\phi$; r_0 — радиус инжектируемого электронного потока; N_R — число колец; N_ϕ — число пучков на каждом кольце; N — общее число парциальных пучков (обычно 50–150);

$$\left. \frac{\partial \zeta_i}{\partial z} \right|_{z=0} = -i \frac{\omega - \omega_r}{v_{z0}} \zeta_i|_{z=0}, \quad \left. \frac{\partial \zeta_i}{\partial t} \right|_{z=0} = i\omega \zeta_i|_{z=0}. \quad (36)$$

Используя уравнение непрерывности, можно записать для каждого парциального пучка

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_i + \frac{\partial \rho_i}{\partial t} = \operatorname{div} \mathbf{j}_i = \frac{d}{dz} (\rho_i v_{zi}) = 0, \quad (37)$$

т.е.

$$\rho_i(z) v_{zi}(z) = \rho_i(0) v_{zi}(0) = \text{const}, \quad (38)$$

где $\rho_i(z)$, $v_{zi}(z)$ — линейная вдоль оси z плотность пространственного заряда парциального пучка и его продольная скорость соответственно.

Численное моделирование может быть выполнено для любого фиксированного момента времени, поскольку любое изменение во времени эквивалентно повороту системы координат вокруг оси z (см. рис. 4), т.е. во всех уравнениях для поперечных координат и поперечных скоростей

$$\frac{\partial}{\partial t} = i\omega. \quad (39)$$

Необходимо подчеркнуть, что спиралевидная форма парциальных пучков важна здесь лишь для инжектируемого потока ($z < 0$), внутри же самой области взаимодействия поведение этих пучков произвольно и может быть описано как для поперечной, так и продольной группировки.

Очевидно также, что наряду с (31) могут быть рассмотрены любые иные формы полей при условии, что они вращаются вокруг оси z с частотой ω .

Для довольно распространенных случаев, когда радиусы кривизны парциальных пучков существенно превышают поперечные размеры электронного потока, кулоновское поле может быть приближенно рассчитано как поле заряженных стержней, расположенных по касательным к парциальным пучкам в точках их пересечения с плоскостью $z = \text{const}$ и имеющих ту же

линейную плотность заряда [22, 23, 30]:

$$\begin{aligned} E_{bxi} &= -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^N \frac{|\sigma_k| [W_{1k}(x_i - x_k) - W_{2k}(y_i - y_k)]}{R_{ik}^2 + \delta r_0^2}, \\ E_{byi} &= -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^N \frac{|\sigma_k| [W_{3k}(y_i - y_k) - W_{2k}(x_i - x_k)]}{R_{ik}^2 + \delta r_0^2}, \\ E_{bzi} &= -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^N \frac{|\sigma_k| [W_{4k}(y_i - y_k) - W_{5k}(x_i - x_k)]}{R_{ik}^2 + \delta r_0^2}, \end{aligned} \quad (40)$$

где

$$\begin{aligned} W_{1k} &= A_{2k}^2 + A_{1k}^2 A_{4k}^2; \quad W_{2k} = A_{1k} A_{2k} (A_{4k}^2 - 1); \\ W_{3k} &= A_{1k}^2 + A_{2k}^2 A_{4k}^2; \end{aligned} \quad (41)$$

$$W_{4k} = A_{2k} A_{3k} A_{4k}; \quad W_{5k} = A_{1k} A_{3k} A_{4k};$$

$$A_{2k} = \frac{x_k}{|\zeta_k|}; \quad A_{1k} = \frac{y_k}{|\zeta_k|}; \quad |\zeta_k| = \sqrt{x_k^2 + y_k^2}; \quad (42)$$

$$A_{3k} = (1 - A_{4k})^{1/2}; \quad A_{4k} = \cos \psi_k; \quad \sigma_k = \rho_k A_{4k};$$

$$\begin{aligned} \tan \psi_k &= \frac{\omega |\zeta_k|}{v_{zk}}; \\ R_{ik}^2 &= W_{1k}(x_i - x_k)^2 + W_{3k}(y_i - y_k)^2 - \\ &\quad - 2W_{2k}(x_i - x_k)(y_i - y_k); \end{aligned} \quad (43)$$

$\rho_0 = I_0 / (N v_{z0})$; I_0 — ток электронного потока; δr_0 — малая добавка для устранения особенностей при $x_i \rightarrow x_k$, $y_i \rightarrow y_k$, выбранная равной половине минимального расстояния между парциальными пучками в плоскости $z = 0$.

В качестве второго примера можно обсудить случай, когда круглый электронный поток, совершающий некоторое начальное (одинаковое для всех электронов) вращение вокруг оси z , инжектируется в область с аксиально-симметричным и пространственно переменным магнитным (или электрическим) статическим полем, например,

$$\mathbf{B} = \left(-\frac{x}{2} \frac{d}{dz} B_z, -\frac{y}{2} \frac{d}{dz} B_z, B_z(z) \right), \quad (44)$$

где $B_z(z, x = 0, y = 0)$ — продольный компонент магнитной индукции по оси z . Тогда граничные условия при спиралевидной дискретизации имеют вид

$$\begin{aligned} \zeta_i|_{z=0} &= \left\{ R_c \exp(i\varphi_0) + r_0 \sqrt{\frac{2k-1}{2N_R}} \exp \left[i \frac{\pi}{N_\phi} (2l+k) \right] \right\} \times \\ &\quad \times \exp(i\omega t), \end{aligned} \quad (45)$$

где R_c , φ_0 — радиус и начальная фаза вращения электронного пучка как целого, т.е. вращения, одинакового для всех парциальных пучков.

Из соотношений (45) и (44) можно видеть, что след каждого из парциальных пучков в плоскости $z = 0$ вращается вокруг оси z , испытывая неизменное во времени воздействие внешнего аксиально-симметричного поля. Поэтому все основные следствия спиралевидной дискретизации (34), (38), (39) здесь также имеют место.

Эти два простых примера позволяют представить себе тот сравнительно небольшой, но полезный круг задач, при численном моделировании которых целесообразно использовать спиралевидную дискретизацию инжектируемого электронного пучка.

3. Циклотронные защитные устройства (ЦЗУ)

Резонатор с однородным поперечным электрическим полем в зазоре взаимодействия (рис. 5) является первым устройством, которое было подробно изучено (см., например, [22, 25, 31–34]) и использовано для создания различных микроволновых приборов.

В отличие от резонаторов клистронного типа, такое устройство связи работает при больших пролетных углах, т.е. внутри области взаимодействия

$$\frac{\omega l}{v_z} \geq (10-20) \pi, \tag{46}$$

где l — длина емкостных пластин, формирующих однородное поперечное электрическое поле.

Обычно микроволновый резонатор (рис. 5а) конструируется таким образом, чтобы в пределах всей рабочей полосы частот в нем возбуждался только основной, рабочий тип колебаний. Это позволяет перейти к рассмотрению упрощенной эквивалентной схемы в виде

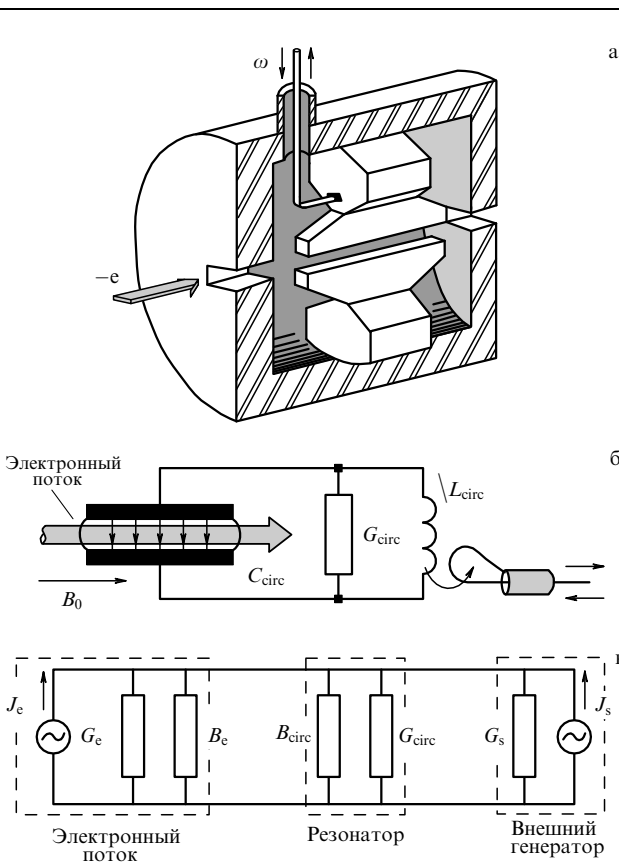


Рис. 5. (а) Общий вид резонатора с поперечным полем. (б, в) Эквивалентные схемы резонатора с электронным потоком, J_e, J_s — токи, возбуждаемые электронным потоком и источником внешнего сигнала; $L_{circ}, C_{circ}, G_{circ}$ — эквивалентные индуктивность, емкость и проводимость собственных (активных) потерь в резонаторе соответственно, B_0 — индукция внешнего постоянного и однородного магнитного поля.

параллельного колебательного контура, емкостной зазор которого пронизан электронным потоком (рис. 5б).

Для схемы, изображенной на рис. 5б, могут быть записаны уравнения в такой же форме, как для связанных поперечных волн (22), и построено соответствующее решение в аналитическом виде (см., например, [20, 22, 25–27]). Подчеркнем, что при взаимодействии с однородным электрическим полем все электроны сечения пучка испытывают равное влияние со стороны этого поля, т.е. форма поперечного сечения не изменяется и теория нитевидного электронного потока может быть продуктивно использована при различных значениях уровня микроволновой мощности.

В процессе решения системы уравнений для связанных поперечных волн одновременно вычисляются и комплексные параллельные проводимости, вносимые поперечными волнами электронного потока:

$$Y_e = G_e + iB_e, \tag{47}$$

$$G_e = G_{e1+} + G_{e1-} + G_{e2+} + G_{e2-},$$

$$B_e = B_{e1+} + B_{e2-} + B_{e2+} + B_{e2-}.$$

Соответственно, эквивалентная схема, представленная на рис. 5б, может быть сведена к эквивалентной схеме, изображенной на рис. 5в, которая более удобна для инженерных расчетов. Причем [20, 22, 25–27]

$$G_{e1\pm} = \pm \frac{\omega}{\omega_c} G_0 \left[\frac{\sin(\beta_{\pm}\theta_l/2)}{\beta_{\pm}\theta_l/2} \right]^2, \tag{48}$$

$$B_{e1\pm} = \mp 2 \frac{\omega}{\omega_c} G_0 \frac{\beta_{\pm}\theta_l - \sin(\beta_{\pm}\theta_l)}{(\beta_{\pm}\theta_l)^2},$$

$$G_{e2\pm} = \mp \frac{\omega}{\omega_c} G_0 \left[\frac{\sin(\theta_l/2)}{\theta_l/2} \right]^2, \tag{49}$$

$$B_{e2\pm} = \pm 2 \frac{\omega}{\omega_c} G_0 \frac{\theta_l - \sin \theta_l}{\theta_l^2},$$

где $\beta_{\pm} = 1 \mp \beta_c/\beta_e, \theta_l = \beta_e l$,

$$G_0 = \frac{1}{8} \frac{I_0}{U_0} \left(\frac{l}{d} \right)^2;$$

I_0, U_0, l, d — ток электронного потока, потенциал электронного потока, длина емкостных пластин и величина зазора между ними соответственно.

При циклотронном резонансе ($\omega = \omega_c$) амплитуда быстрой циклотронной волны изменяется вдоль области взаимодействия линейно, а пучок имеет форму прямой линии и вращается как целое вокруг оси системы (см. также рис. 6а).

Общую картину взаимодействия можно понять и на уровне простейших качественных рассуждений. Линейно поляризованное однородное электрическое поле в зазоре взаимодействия можно представить в виде суммы двух циркулярно право- и левополяризованных компонентов и рассматривать его как участок поля волны с бесконечной фазовой скоростью. Быстрая циклотронная волна — циркулярно поляризованная волна, а ее фазовая скорость при $\omega = \omega_c$ стремится к бесконечности. Известно, что две связанные волны с одинаковой поляризацией и одинаковыми фазовыми скоростями могут эффективно взаимодействовать друг с другом.

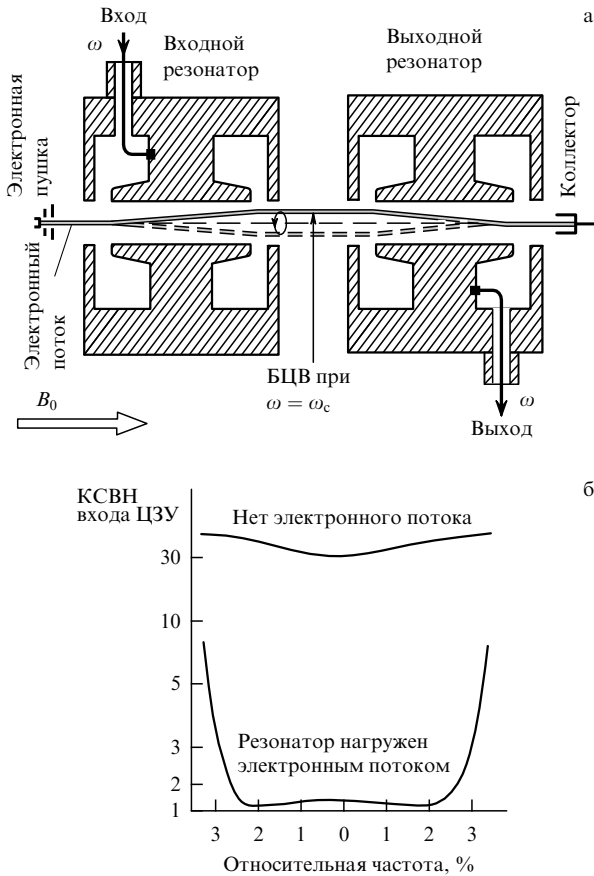


Рис. 6. Схема циклотронного защитного устройства (а) и КСВН входа ЦЗУ (б).

Для медленной циклотронной волны условие (46) означает, что взаимодействие (энергообмен с этой волной) имеет осциллирующий характер, усредняется и не накапливается вдоль длины ламелей резонатора. Энергообмен с синхронными волнами возможен только на краях области взаимодействия, где отличен от нуля продольный компонент электрического поля E_z .

Если условно принять, что мощность энергообмена с БЦВ при $\omega = \omega_c$ равна единице, то из (48), (49) следует, что энергообмен с МЦВ по величине не превосходит θ_7^{-2} и не превышает $4\theta_7^{-2}$ для МСВ и БСВ. Поэтому приближенно можно считать, что

$$Y_e = G_e + iB_e, \quad G_e \approx G_{e1+}, \quad B_e \approx B_{e1+}. \quad (50)$$

Иначе говоря, резонатор с поперечным электрическим полем, длительное время взаимодействующий с электронным потоком, является устройством, осуществляющим селективный энергообмен с БЦВ электронного потока.

Из теории электрических цепей следует, что вся мощность БЦВ, которая существует на входе в резонатор, будет извлечена из электронного потока и передана во внешнюю цепь при комплексно-сопряженном согласовании проводимостей:

$$Y_{e1+} = Y_{\Sigma}^* - Y_{e1+}^*, \quad (51)$$

где $Y_{\Sigma} = Y_e + Y_{\text{circ}} + Y_s$ — суммарная параллельная проводимость, $Y_{\text{circ}} = G_{\text{circ}} + i(\omega C_{\text{circ}} - \omega^{-1}L_{\text{circ}}^{-1})$ — парал-

лельная проводимость контура, $Y_s = G_s$ — проводимость внешней нагрузки, пересчитанная в параллельный контур, которую обычно можно считать активной.

С учетом (50) это означает, что

$$G_e = G_s + G_{\text{circ}}, \quad B_e = -B_{\text{circ}}. \quad (52)$$

В свою очередь передача мощности от источника сигнала в БЦВ будет максимальной при

$$Y_s = G_s = Y_{\Sigma}^* - Y_s^* \quad (53)$$

или

$$G_s = G_e + G_{\text{circ}}, \quad B_e = -B_{\text{circ}}. \quad (54)$$

Оба условия (52) и (54) требуют компенсации реактивных составляющих проводимостей системы. Выбирая $\omega_0 = 1/\sqrt{L_{\text{circ}}C_{\text{circ}}} = \omega_c$, можно обеспечить $B_e(\omega) = -B_{\text{circ}}(\omega)$ в определенной полосе частот [20, 22, 35], внутри которой $B_e(\omega)$ и $B_{\text{circ}}(\omega)$ компенсируют друг друга.

Тогда максимальные значения коэффициента передачи мощности из БЦВ во внешнюю нагрузку (K_1) и коэффициента передачи мощности от внешнего генератора сигнала в БЦВ электронного потока (K_2) равны друг другу и лимитируются лишь величиной собственных джоулевых потерь в резонаторе:

$$K_1 = K_2 = 1 - \frac{G_{\text{circ}}}{G_e}. \quad (55)$$

Реальные конструкции резонаторов имеют обычно собственную добротность $Q_0 \sim 700-1500$, а в нагруженном электронным потоком режиме их добротность снижается до $Q_L \sim 6-30$. Можно приближенно записать

$$K_1 = K_2 \approx 1 - \frac{Q_L}{Q_0} \quad (G_{\text{circ}} \ll G_e). \quad (56)$$

При $Q_0 = 1000$ и $Q_L = 10-20$ потери в устройстве связи оказываются на уровне 1–2%.

Рассмотрим теперь схему, изображенную на рис. 6а, содержащую два последовательно расположенных резонатора, пронизываемых общим электронным потоком и селективно взаимодействующих с БЦВ. В первом из них сигнал от внешнего генератора поступает в БЦВ, а во втором извлекается из этой волны во внешнюю цепь. Потери сигнала в такой системе в соответствии с (56) не превышают нескольких процентов. Начальные шумы, содержащиеся в БЦВ электронного потока и связанные с шумовыми явлениями в электронной пушке, могут быть полностью удалены из потока и рассеяны на внутренних нагрузках источника сигнала и резонатора.

Шумы самого резонатора (шумы G_{circ}) частично попадут в канал сигнала (БЦВ на выходе из резонатора). Эквивалентная температура шумов БЦВ

$$T_{1+} \approx \frac{Q_L}{Q_0} T_0 \quad (57)$$

(где $T_0 = 292$ К — комнатная температура) за счет этого оказывается всего лишь около 6 К при $Q_0 = 1000$ и $Q_L = 20$.

Сигнал из первого резонатора поступает во второй резонатор только через электронный поток. Если принудительно прервать электронный поток, подав отрицательный потенциал на один из электродов пушки, то резонаторы оказываются несвязанными и затухание сигнала между входом и выходом может достигать

100 дБ, надежно защищая последующие каскады приемника (см. рис. 1). Для этого может быть использован электрод пушки, в рабочем режиме не имеющий тока, и время срабатывания окажется тогда на уровне нескольких наносекунд.

В рабочем режиме (присутствует электронный поток) резонатор нагружен в существенно большей степени, чем при отсутствии электронного потока:

$$G_e + G_{\text{circ}} \gg G_{\text{circ}}, \quad (58)$$

поэтому отсутствие электронного потока приводит к отражению большей части мощности от входа этого ЦЗУ, позволяя ему уверенно выдерживать существенные перегрузки по уровню входного сигнала.

В реальных конструкциях коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) на входе ЦЗУ (рис. 6б) имеет значения 1,05–1,2 при наличии электронного пучка и возрастает до 30 и более при его отсутствии [34–37]. Допустимые уровни входной мощности обычно достигают 500 Вт в непрерывном режиме и 500 кВт и более в импульсном.

Циклотронное защитное устройство может успешно работать не только в режиме принудительного коммутирования тока, но и в автоматическом режиме. При малом уровне внешнего сигнала вплоть до некоторого порогового значения (обычно порядка 1 мВт) электронный поток вращается как целое с угловой частотой $\omega = \omega_c$ и не задевает емкостных ламелей резонаторов (рис. 6а). Однако в дальнейшем с ростом входной мощности радиус вращения нарастает и начинается перехват тока: пучок оседает во входном резонаторе и не попадает во второй, выходной резонатор. При больших уровнях входного сигнала полный перехват тока пучка происходит уже под действием торцевого поперечного электрического поля ламелей резонатора со стороны электронной пушки (т.е. первого же участка с микроволновым полем на его пути). Как и в случае принудительного коммутирования, нагрузка, вносимая в резонатор электронным потоком, исчезает и большая часть мощности поступающего сигнала отражается от входа ЦЗУ (рис. 6б).

Отметим одну простую и вместе с тем важную особенность ЦЗУ. Выходной сигнал ЦЗУ не может в принципе превышать сигнал, уровень которого разрешен зазором между ламелями выходного резонатора. Следовательно, в ЦЗУ принципиально отсутствует так называемый пик просачивающейся мощности, который имеется во многих защитных устройствах и создает немало проблем в последующих каскадах микроволнового приемника.

Современный технологический уровень позволяет обеспечить рабочую полосу ЦЗУ порядка 10% на частоте 3 ГГц, 5% на 10 ГГц и более 2% на 35 ГГц [34–37]. Обычно ток электронного пучка равен 50–150 мкА при напряжениях 6–50 В. Перехват в резонаторе электронного пучка с такой небольшой энергией не создает каких-либо заметных проблем. Характерное время полного восстановления после перегрузок (т.е. время перехода из режима защиты в режим линейного усиления) определяется временем релаксации колебаний во входном низкочастотном резонаторе и временем пролета электронов между резонаторами и составляет обычно менее 10 нс.

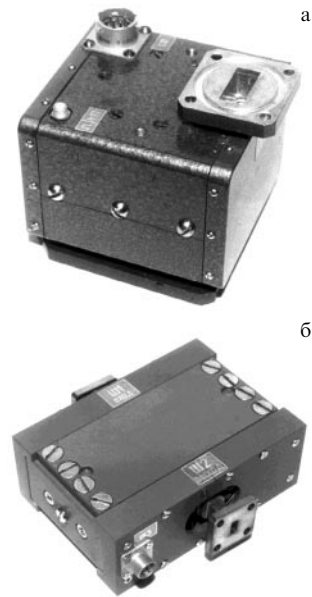


Рис. 7. Общий вид ЦЗУ для диапазонов 9 ГГц (а) и 35 ГГц (б) (НПП "Исток").

На рисунках 7а и 7б иллюстрируется общий вид ЦЗУ, предназначенных для диапазонов 9 и 35 ГГц.

4. Электронно-лучевые параметрические усилители (ЭПУ)

Если между резонаторами, изображенными на рис. 6, поместить устройство, позволяющее увеличить амплитуду БЦВ, то такой усилитель будет иметь низкий уровень шумов (шумы БЦВ удаляются во входном устройстве связи) и сохранит все защитные свойства ЦЗУ. Резонатор с квадрупольным электрическим полем, питаемый от внешнего источника накачки с частотой, примерно равной удвоенной циклотронной частоте [26, 27, 38, 39], позволяет создать электронно-лучевой параметрический усилитель, схема которого изображена на рис. 8.

Рассмотрим квадрупольное электрическое поле с потенциалом вида

$$V(x, y, t) = \frac{V_0}{a^2} (x^2 - y^2) \cos \omega_p t,$$

где V_0 — потенциал квадрупольных пластин, a — минимальное расстояние от оси z до пластин, ω_p — угловая частота генератора накачки.

Электрон, влетевший в квадрупольную область с фазой $-\pi/4$ или $3\pi/4$, будет испытывать ускоряющее действие квадрупольного поля (см. рис. 8). Через половину периода циклотронного вращения этот электрон окажется опять в ускоряющей фазе, поскольку частота накачки вдвое превышает циклотронную частоту, и т.д. Радиус вращения электрона вокруг оси будет монотонно возрастать. По тем же причинам электрон, влетевший в квадрупольную область с фазой $\pi/4$ или $5\pi/4$, будет испытывать монотонное торможение. Подчеркнем, что основной интерес представляют адиабатические поля, в которых за время одного оборота электрона вокруг оси z относительное изменение радиуса вращения невелико.

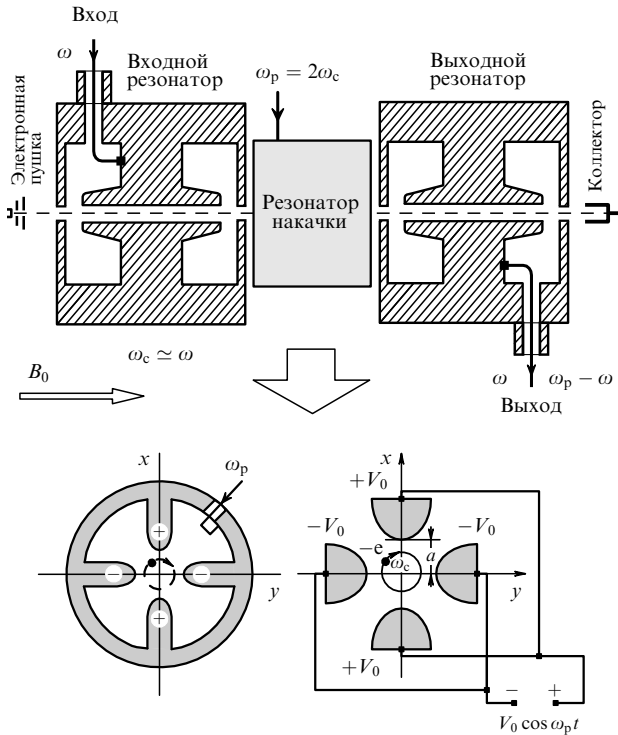


Рис. 8. Общая схема электронно-лучевого параметрического усилителя вырожденного типа.

Используя (22) и приведенное выше выражение для $V(x, y, t)$, можно показать, что, с точки зрения волновых представлений, фазовая селективность процессов усиления в квадрупольной области накачки означает, что в процессе усиления основной волны рождается еще одна волна: БЦВ на частоте сигнала ω приводит к появлению дополнительной БЦВ на разностной (холостой) частоте $\omega_i = \omega_p - \omega$. Амплитуда первой из них нарастает по закону $\cosh(\mu\beta_c z)$, второй — по закону $\sinh(\mu\beta_c z)$, где μ — малый параметр усиления,

$$\mu = \frac{eV_0}{2ma^2\omega_c^2}.$$

Разностный (холостой) канал существует и на входе ЭПУ. Быстрая циклотронная волна на частоте $\omega_p - \omega$, поступающая на вход квадрупольной области, не только испытывает усиление, но и приводит к рождению разностной волны, частота которой $\omega_i = \omega_p - (\omega_p - \omega) = \omega$ соответствует частоте канала сигнала на выходе из этой области.

Поскольку $\omega_p = 2\omega_c$ и $\omega_c \approx \omega$, то разностный канал близок по частоте к сигнальному каналу: $\omega_i \approx \omega$. При этом частоты сигнального и разностного каналов всегда симметричны относительно $\omega_p/2$. Такие параметрические усилители обычно называют вырожденными или квазивырожденными ($\omega_i \approx \omega$).

Важно обсудить вопрос, как поступать с разностным каналом. Возможные варианты: 1) не использовать его; 2) использовать оптимальным образом; 3) существенно увеличить частоту разностного канала; 4) устранить (компенсировать) разностный канал.

1. Если разностный канал не использовать, что приемлемо для многих приложений, эквивалентная температура собственных шумов ЭПУ будет возрастать за счет поступления дополнительных шумов на частоте

разностного канала со стороны источника сигнала (антенны):

$$T_{\text{ЭПУ}} = \frac{G_{\text{circ}}}{G_e} T_0 + \left(1 - \frac{G_{\text{circ}}}{G_e}\right) T_{A, \omega_p - \omega}, \quad (59)$$

где $T_{A, \omega_p - \omega}$ — эквивалентная температура шумов, поступающих со стороны источника сигнала (антенны) на разностной частоте.

Смысл второго слагаемого формулы (59) состоит в том, что в процессе параметрического усиления шумы, поступающие со стороны источника сигнала (антенны) на разностной частоте, полностью перекачиваются в канал частоты сигнала, хотя шумы самого электронного потока на разностной частоте эффективно удаляются во входном устройстве связи. Здесь важно также подчеркнуть, что $T_{A, \omega_p - \omega}$ может быть и существенно меньше T_0 , например, в ЭПУ, используемых для целей космической радиолокации или связи.

2. С другой стороны, когда речь идет о приеме шумоподобного сигнала со сплошным спектром, например в радиоастрономии, используются оба канала и реализуется максимальная чувствительность ЭПУ, поскольку

$$T_{\text{ЭПУ}} = \frac{G_{\text{circ}}}{G_e} T_0 \quad (60)$$

может быть менее 10 К.

Кроме того, в некоторых системах (включая ряд радиолокационных станций (РЛС), электронно-парамагнитно-резонансные (ЭПР) и ядерно-магнитно-резонансные (ЯМР) спектрометры и др.) сам излучаемый сигнал можно сформировать таким образом, чтобы на вход приемника с ЭПУ он поступал одновременно как по сигнальному, так и по разностному каналам.

Наконец отметим еще одну возможность. Выходной сигнал ЭПУ, содержащий два колебания на сигнальной и разностной частотах, может быть представлен в виде одного колебания на частоте $\omega_p/2$, но с переменными амплитудой и фазой, причем последняя принимает практически только два дискретных значения, которые отличаются друг от друга на π радиан [22, 26, 40]. Этот эффект обычно называют эффектом квантования фазы в вырожденных параметрических системах. Дискретность фазы позволяет применить процедуру фазового детектирования, причем в качестве опорного сигнала следует использовать часть сигнала генератора накачки, разделив пополам его частоту и установив оптимальную фазу. При фазовом детектировании информация извлекается как из амплитуды, так и из фазы принимаемого сигнала, в отличие от амплитудных (квадратичного или линейного) методов детектирования. Это дает преимущество, особенно заметное при малом отношении сигнал/шум. Лабораторные эксперименты с ЭПУ подтверждают сказанное [22].

3. невырожденный параметрический усилитель с увеличенной кратностью частоты накачки (например, $\omega_p = 5\omega_c$, $\omega \approx \omega_c$, $\omega_i \approx 4\omega$) потенциально возможен [20], однако конструктивно сложен и не получил распространения.

4. Чтобы устранить (компенсировать) разностный канал можно использовать два электронных потока (рис. 9), проходящих через общие входное и выходное устройства связи, но через различные квадрупольные поля, равные по интенсивности и сдвинутые по фазе на

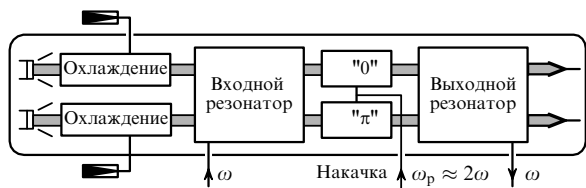


Рис. 9. Схема двухлучевого параметрического усилителя с подавленным разностным каналом.

π радиан [20, 22, 41]. Фаза волн на разностной частоте, в отличие от фазы волн сигнала, зависит от фазы поля накачки, поэтому разностные волны оказываются противофазными в выходном устройстве связи, компенсируя друг друга, не взаимодействуют с ним, остаются в электронных потоках и уходят на коллектор. В двухлучевом параметрическом усилителе необходимы дополнительные меры для удаления шумов циклотронных волн потоков, например, установка двух независимых резонаторов, как это изображено на рис. 9, либо одного резонатора, коррелирующего шумы потоков противофазными электрическими полями [20, 22, 41]. Эквивалентная температура собственных шумов двухлучевого усилителя определяется шумами внешней нагрузки дополнительных резонаторов. По конструкции эти согласованные нагрузки могут быть компактными, а при необходимости иметь дополнительное охлаждение.

Вместо дополнительных резонаторов в двухлучевом параметрическом усилителе может быть использовано и адиабатически уменьшающееся магнитное поле для снижения уровня шумов циклотронных волн так, как это делается обычно в ЭСУ (см. раздел 5).

Отметим кратко несколько особенностей процессов параметрического усиления в ЭПУ.

- В квадрупольном поле накачки нарастают амплитуды сигнальной и разностной циклотронных волн, которые обе являются быстрыми. В соответствии с (23), (24) это означает, что энергия электронного пучка возрастает, причем за счет энергии внешнего источника накачки.

- Используя (6), можно показать, что при резонансном ($\omega_p = 2\omega_c$) и адиабатическом ($\mu \ll 1$) взаимодействии результат энергообмена циклотронных орбит с квадрупольным полем не зависит от смещения центра орбиты относительно оси этого поля [20, 22, 42]. Откуда следует, что усиление циклотронных волн не зависит от амплитуд синхронных волн, а также технологически важный вывод о том, что соосность квадрупольного поля и остального прибора не является существенной.

- Электронный поток на выходе из электронной пушки имеет циклотронные орбиты, связанные с разбросом скоростей электронов, которые эмитируются из различных точек поверхности нагретого катода. Во входном устройстве связи добавляется новое, общее для всех электронов сечения пучка вращение, связанное с внешним сигналом. Внутренние тепловые колебания в потоке, вызванные разбросом скоростей на поверхности катода, удобно описывать в системе координат, начало которой совмещено с центром масс сечения пучка. Модуляция, вызванная действием внешнего сигнала, есть движение центра масс сечения пучка (пучка как целого) в лабораторной системе координат, начало которой совмещено с осью прибора. Для круглого

равномерно заряженного по сечению электронного потока кулоновские поля в центре масс компенсируются, и последний движется так, как двигался бы отдельный электрон, не испытывающий кулоновского взаимодействия. Таким образом, внутренние кулоновские поля могут и не оказывать влияния на процессы усиления полезного сигнала, если форма сечения потока и распределение заряда в нем не искажаются.

- В противоположность этому внутренние тепловые циклотронные орбиты испытывают действие радиального поля кулоновских сил, которые, с одной стороны, вызывают медленное вращение потока вокруг собственной оси, а с другой, приводят к появлению динамической расстройки между реальной частотой вращения электронов и $\omega_p/2$ [29, 42]. Это препятствует увеличению размеров внутренних (тепловых) циклотронных орбит в высокочастотном квадрупольном поле. Таким образом, радиальное поле кулоновских сил, существующее в круглом в электронном пучке, оказывается полезным и способным снизить или даже предотвратить расширение поперечных размеров потока при его взаимодействии с квадрупольным полем накачки [20, 22, 29, 42].

- Шумы маломощных генераторов накачки ЭПУ обычно настолько малы (ниже -120 дБ по отношению к несущей), что не оказывают какого-либо заметного влияния на величину коэффициента шума параметрического усилителя.

В целом, процессы параметрического усиления БЦВ электронного потока в квадрупольном поле накачки сравнительно легко и надежно реализуются на практике. Коэффициент усиления 25–30 дБ и более достигается устойчиво при низком уровне собственных шумов ЭПУ.

На рисунке 10 представлен один из первых промышленных ЭПУ, разработанных под руководством С.П. Кантюка. Входной коаксиальный разъем прибора имеет увеличенные размеры и допускает попадание до 500 кВт импульсной микроволновой мощности на вход этого маломощающего устройства.

Современный уровень технологии позволяет разместить генератор накачки непосредственно внутри корпуса прибора и использовать компактные магнитные системы на основе высокоэффективных самарий-кобальтовых постоянных магнитов, что существенно снижает объем, вес и энергопотребление ЭПУ (до 1,5–3 Вт

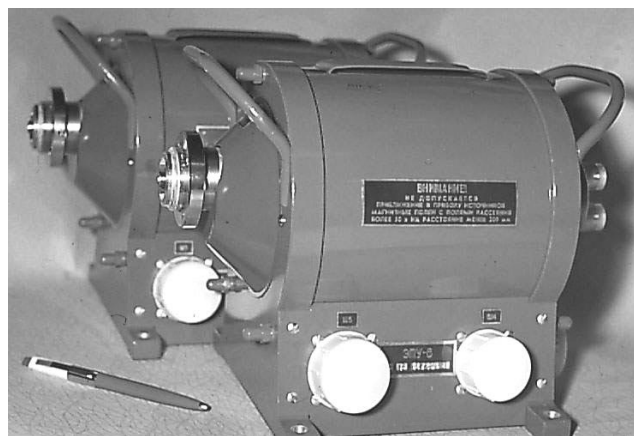


Рис. 10. Один из первых промышленных ЭПУ, разработанных в России С.П. Кантюком (НПП "Исток").

мощности постоянного тока при низких значениях питающего напряжения).

5. Электростатический усилитель (ЭСУ)

Наряду с параметрической квадрупольной зоной усиления (см. рис. 8) может быть использована и электростатическая структура, потенциал которой периодически изменяется вдоль оси z [20, 26, 36, 37, 43]. Электрон, движущийся вдоль оси z со скоростью v_z , будет "ощущать" уже переменное во времени электрическое поле, имеющее угловую частоту

$$\omega_e = \frac{2\pi}{L_s} v_z, \tag{61}$$

где L_s — пространственный период электростатического поля.

Если это поле содержит квадрупольный компонент, то при выполнении резонансного условия $\omega_e = 2\omega_c$ амплитуды циклотронных волн будут нарастать.

Современные ЦЗУ и ЭСУ (рис. 11а) обычно используют ленточные электронные потоки [34–37, 44, 45], позволяющие увеличить нагрузку входного и выходного устройств связи, вызванную электронным потоком, и тем самым расширить полосу рабочих частот. Для ленточного потока используется обычно плоская электростатическая периодическая система (рис. 11б). Потенциал поля внутри такой усилительной структуры можно приближенно записать в виде

$$V(x, z) \approx \frac{V_s}{b^2} x^2 \cos \frac{2\pi}{L_s} z = \frac{V_s}{2b^2} (x^2 - y^2) \cos \frac{2\pi}{L_s} z + \frac{V_s}{2b^2} (x^2 + y^2) \cos \frac{2\pi}{L_s} z, \tag{62}$$

где b — нормирующий параметр, имеющий размерность длины.

Таким образом, плоско-периодическое поле можно представить в виде суммы двух пространственно периодических полей: квадрупольного и аксиально-симметричного. Резонансные условия — $\omega_e = 2\omega_c$ для первого из них и $\omega_e = \omega_c$ для второго — существенно отличаются друг от друга. Несложно убедиться, что при выполнении первого условия активно связаны и нарастают циклотронные волны, а при выполнении второго циклотронные волны активно связаны с синхронными и нарастают вдоль оси z .

Средний энергообмен с электростатическим квадрупольным полем всегда равен нулю, и рост БЦВ (положительная кинетическая мощность) неизбежно связан с ростом МЦВ (отрицательная кинетическая мощность). В роли разностной (холостой) волны, возникавшей в процессе параметрического усиления в высокочастотном квадрупольном поле (см. раздел 4), теперь выступает МЦВ на частоте сигнала ω . Это можно проиллюстрировать и с формальной точки зрения. Для электростатического усилительного элемента можно считать $\omega_p = 0$ и, следовательно, $\omega_i = \omega_p - \omega = -\omega$. Тогда из (13) и (20) видно, что БЦВ на частоте $-\omega$ есть МЦВ на частоте ω .

В процессе электростатического усиления амплитуды БЦВ и МЦВ нарастают соответственно как $\cosh(\mu\beta_c z)$ и $\sinh(\mu\beta_c z)$, где μ — параметр усиления,

$$\mu = \frac{eV_s}{4mb^2\omega_c^2} \ll 1.$$

В соответствии с этой схемой взаимодействия МЦВ электронного потока, существующая на входе зоны усиления, будет нарастать по закону $\cosh(\mu\beta_c z)$ и одновременно приведет к появлению БЦВ, амплитуда которой возрастает как $\sinh(\mu\beta_c z)$.

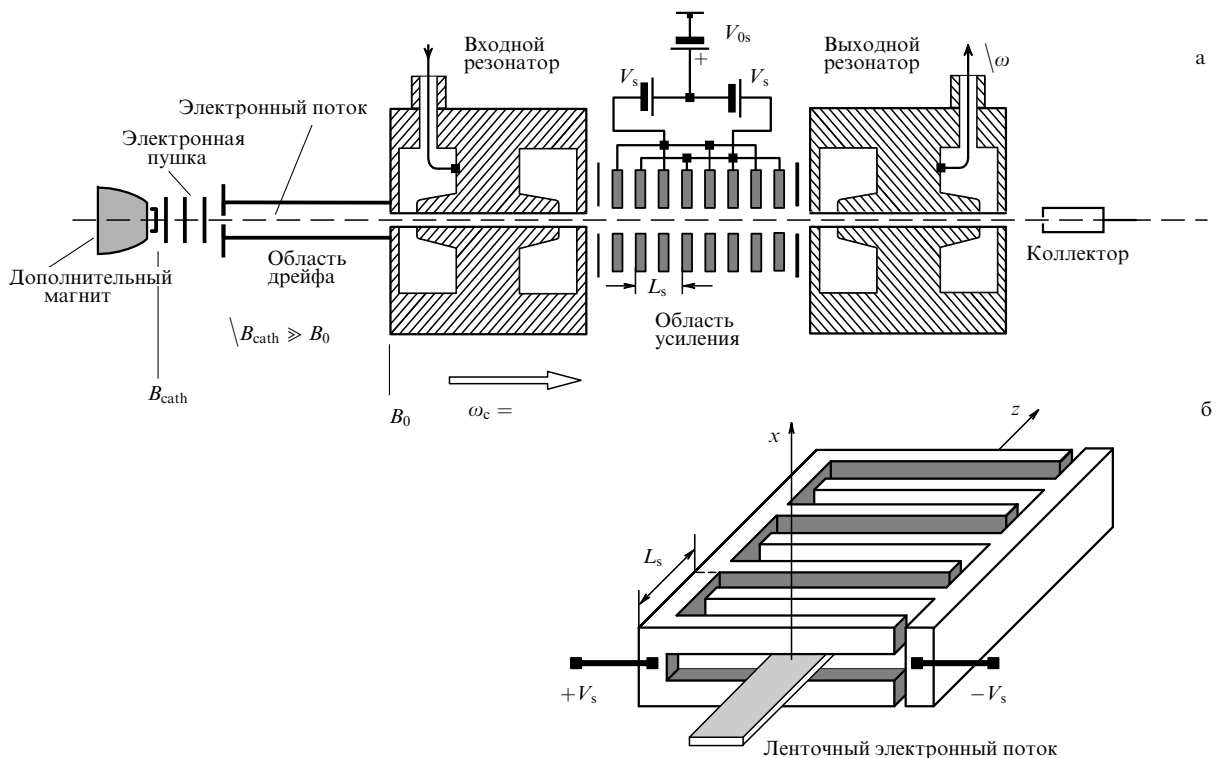


Рис. 11. Общая схема электростатического усилителя (а) и плоско-периодической структуры усиления (б).

Таким образом, шумы не только быстрой, но и медленной циклотронных волн электронного потока будут попадать в канал сигнала.

Известно, что эквивалентная температура шумов циклотронных волн на поверхности катода равна [46]

$$T_{1\pm} = \frac{B_0}{B_{\text{cath}}} T_{\text{cath}} = \frac{\omega}{\omega_{\text{c, cath}}} T_{\text{cath}}, \quad (63)$$

где T_{cath} — температура катода по шкале Кельвина, $\omega_{\text{c, cath}} = (e/m) B_{\text{cath}}$ — значение циклотронной частоты на поверхности катода; B_{cath} , B_0 — значения индукции магнитного поля на поверхности катода и в рабочей области; ω — частота сигнала.

Можно показать, используя (22), (23) и (43), что при адиабатическом уменьшении магнитного поля кинетические мощности циклотронных волн сохраняются:

$$P_{1\pm} = \text{const}_{1\pm}. \quad (64)$$

Поэтому если выбрать значение $B_{\text{cath}} \gg B_0$, а затем его адиабатически понизить до резонансного значения, то минимальная эквивалентная температура собственных шумов ЭСУ (рис. 11а) определяется уровнем шумов МЦВ:

$$T_{\text{ЭСУ}} = T_{1-} = \frac{B_0}{B_{\text{cath}}} T_{\text{cath}} = \frac{\omega}{\omega_{\text{c, cath}}} T_{\text{cath}}. \quad (65)$$

Если для оценок принять $T_{\text{cath}} \approx 700$ К, $\omega_{\text{c, cath}}/(2\pi) \approx 50$ ГГц, то $T_{\text{ЭСУ}}$ оказывается равной примерно 42 К для рабочей частоты 3 ГГц и 140 К для частоты 10 ГГц.

Физически механизм уменьшения шумов циклотронных волн в адиабатически уменьшающемся магнитном поле довольно прост. Для каждой циклотронной орбиты радиальный компонент индукции магнитного поля

$$B_r = -\frac{r}{2} \left(\frac{dB_z}{dz} \right)_{x=y=0}, \quad (66)$$

взаимодействуя с продольной скоростью электрона и тангенциальной скоростью его циклотронного вращения, приводит к появлению двух компонентов силы Лоренца. Первый из них тормозит вращательное движение электрона, второй увеличивает его продольную скорость. Полная энергия каждой циклотронной орбиты сохраняется; часть энергии циклотронного вращения трансформируется в дополнительную энергию продольного движения. Причем для адиабатически изменяющегося магнитного поля этот процесс в среднем не зависит от смещения центра орбиты относительно оси магнитного поля.

Можно также вспомнить, что для любого линейного осциллятора отношение энергии его колебаний к собственной частоте является инвариантом при адиабатическом изменении параметров. Следовательно, для каждой циклотронной орбиты

$$\frac{E}{\omega} = \frac{1}{\omega_{\text{c}}} \frac{mr_{\text{c}}^2 \omega_{\text{c}}^2}{2} = \text{const}. \quad (67)$$

Сравнивая (67) с (23) можно убедиться в справедливости (64), поскольку для центра масс сечения пучка вместо r_{c} следует использовать $|R_{1\pm}|$ (рис. 3б).

При реализации принципа усиления БЦВ электронного потока в электростатическом квадрупольном поле

приходится сталкиваться с рядом дополнительных физических и технологических проблем.

- В коротковолновой части сантиметрового диапазона длин волн шаг электростатической структуры, необходимый для резонансного взаимодействия,

$$L_s = \frac{2\pi}{\omega_{\text{e}}} v_z, \quad (68)$$

оказывается технологически слишком малым при тех скоростях электронного потока v_z , которые обычно используются в резонаторных устройствах связи (потенциал 10–50 В). Приходится повышать скорость электронного пучка в области усилительного элемента, увеличивая потенциал V_{0s} (рис. 11а) до 150–200 В и более. Перед усилительным элементом и за ним неизбежно тем самым возникают зоны ускорения и торможения пучка.

- В электростатической системе усиление циклотронных волн (циклотронных орбит) означает торможение пучка, т.е. уменьшение его продольной скорости, уменьшение эффективной частоты (61) и нарушение резонансного условия $\omega_{\text{e}} = 2\omega_{\text{c}}$, что, в свою очередь, может приводить к ограничению коэффициента усиления [47]. Причем усиление тепловых циклотронных орбит, существующих в электронном потоке на выходе из электронной пушки, может вызывать ограничение усиления и при малых уровнях полезного сигнала.

- Фазовая селективность электростатического квадрупольного поля приводит к тому, что при усилении тепловых циклотронных орбит, наряду с увеличением величины разброса продольных скоростей электронов, видоизменяется и их функция распределения. В свою очередь, это может приводить к появлению отражений электронов в зонах ускорения и торможения пучка [48] с последующим токооседанием и увеличением шумов. Возникающий разброс скоростей может оказать влияние и на эффективность демодуляции сигнала в выходном резонаторе [49].

Эти эффекты затрудняют реализацию на практике высоких значений коэффициента усиления, особенно в коротковолновой части сантиметрового диапазона длин волн. В связи с этим появились так называемые электростатические комбинированные усилители (ЭСКУ), имеющие собственный электронный коэффициент усиления 10–15 дБ, который затем увеличивается еще на 10–15 дБ дополнительным транзисторным усилителем, расположенным внутри корпуса ЭСКУ.

Подчеркнем также, что эти эффекты отсутствуют при параметрическом усилении циклотронных волн в высокочастотном квадрупольном поле накачки (см. раздел 4), и в этом смысле механизм параметрического усиления проще и надежнее реализуется на практике.

Поэтому, в частности, двухлучевой параметрический усилитель с подавленным разностным каналом, который, в отличие от представленного на рис. 8, не имеет дополнительных резонаторов, а использует охлаждение циклотронных волн в адиабатически уменьшающемся магнитном поле, может оказаться весьма перспективным.

Процессы усиления волн в пространственно периодических аксиально-симметричных электростатических полях (второе слагаемое в правой части (62)) также рассматривались в литературе [50–52]. Такие устройства, однако, не относятся к классу малошумящих.

В качестве примера на рис. 12 представлен общий вид одного из промышленных вариантов ЭСУ (НПП

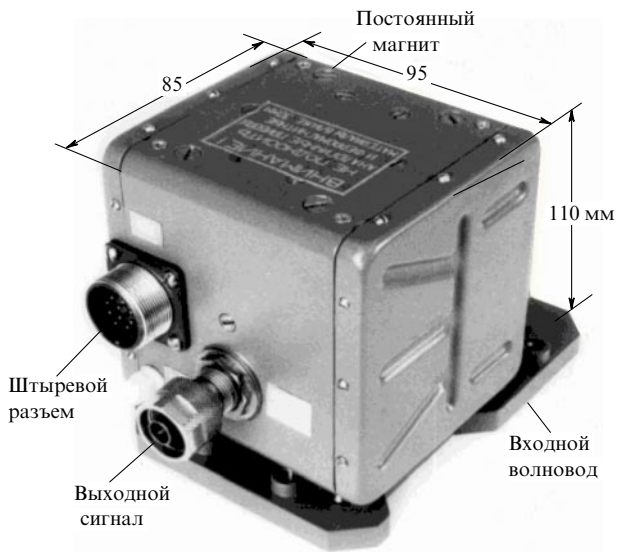


Рис. 12. Общий вид электростатического усилителя, имеющего среднюю рабочую частоту 4 ГГц (НПП "Исток"). Штыревой разъем предназначен для подключения источников питания малой мощности.

Таблица. Некоторые параметры ЭСУ/ЭСКУ

Средняя рабочая частота, ГГц	0,2–11
Полоса рабочих частот*, %	5–10
Коэффициент шума*, дБ	0,6–4
Коэффициент усиления, дБ	20–25
Динамический диапазон** (входной сигнал), мкВт	10
Амплитудно-фазовые шумы при сдвиге 1 кГц, дБ Гц ⁻¹	-120
Допустимая входная мощность, импульсная и средняя, кВт	до 20–500 до 2–5
Защита последующих каскадов приемника, дБ	60–120
Пик просачивающейся мощности, мВт	< 0,1
Время восстановления после перегрузок***, нс	2–20
Потребляемая мощность, Вт	1–2,5
Время готовности после подключения источников питания, с	< 1
Вес*, кг	0,5–5

* Зависит от рабочей частоты.
 ** Дополнительно: +20 дБ за счет расширения динамического диапазона по мощности (до 1 мВт) при уменьшении напряжения структуры усиления.
 *** Зависит от формы и интенсивности импульса помехи.

"Исток"), имеющего среднюю частоту рабочего диапазона 4 ГГц.

Некоторые параметры ЭСУ и ЭСКУ, оценочно отражающие существующий технологический уровень, приведены в таблице.

6. Перестраиваемый ЭСУ-фильтр

В ряде технических приложений возникает необходимость использования на входе радиоприемных систем узкополосного электрически перестраиваемого усилителя-фильтра, обладающего, с одной стороны, доста-

точно низким уровнем собственных шумов, а с другой, широким динамическим диапазоном в сочетании с устойчивостью к перегрузкам по уровню входного сигнала и надежной развязкой-защитой последующих цепей приемника при таких перегрузках.

Электронно-лучевые параметрические и электростатические усилители (см. разделы 4, 5) удовлетворяют последним требованиям, однако имеют резонаторные входное и выходное устройства связи и не позволяют осуществлять электрическую перестройку рабочей частоты. Возникает естественный вопрос о возможности замены резонаторных устройств связи распределенными электродинамическими системами с сохранением пассивного характера энергообмена с электронным потоком и со столь же высокой степенью селективности взаимодействия лишь с рабочей (быстрой циклотронной) волной электронного потока.

Схема перестраиваемого ЭСУ-фильтра изображена на рис. 13а. Электронный поток взаимодействует со входным и выходным устройствами связи, каждый из которых представляет собой замедляющую систему (ЗС) с бегущей волной. В первом из них при определенных условиях входной сигнал перекачивается в БЦВ электронного потока, а затем после прохождения области усиления извлекается из него во втором. Механизм формирования низкого уровня собственных шумов (высокие значения напряженности магнитного поля на поверхности катода с последующим его адиабатическим снижением) и принцип усиления (в периодическом электрическом поле) — те же, что и в обычном ЭСУ (см. раздел 5).

При выборе конкретной ЗС для устройства связи перестраиваемого усилителя-фильтра важно, чтобы поперечное поле рабочей пространственной гармоники в канале взаимодействия было интенсивно и однородно и, напротив, продольное электрическое поле в этой области должно быть сравнительно невелико. Расчеты, основанные на известных выражениях для полей ЗС [6, 53], показывают, что здесь вполне перспективно приме-

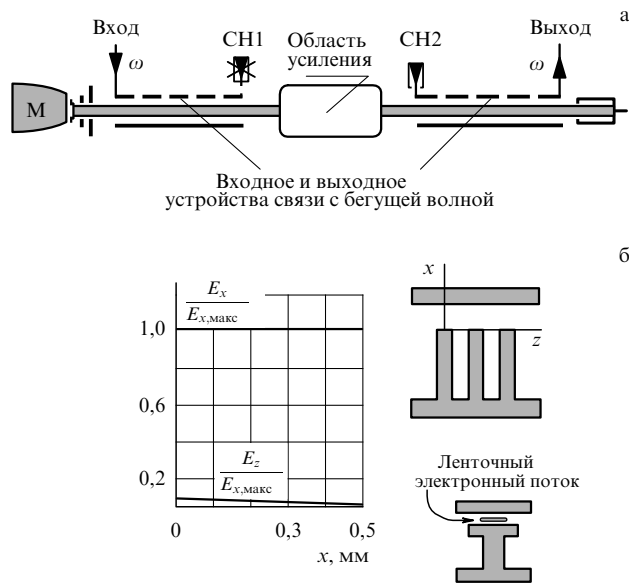


Рис. 13. Общая схема перестраиваемого ЭСУ-фильтра (а) и распределение электрического поля в канале взаимодействия гребенки (б).

нение хорошо известной однорядной плоской гребенки, поперечное электрическое поле нулевой пространственной гармоники ($n = 0$) которой наиболее интенсивно и однородно (рис. 13б).

Дисперсионные зависимости коэффициента замедления $c/v_\phi(\lambda)$ волн электронного потока и ЗС, где c — скорость света, $v_\phi(\lambda)$ — фазовая скорость соответствующей волны, λ — длина волны в свободном пространстве, представлены на рис. 14. Если продольная скорость потока выбрана достаточно низкой (с ускоряющим потенциалом менее 25 В), то $c/v_{z0} = c/v_\phi(0) \geq 100$ и фазовые скорости синхронных волн, медленной циклотронной волны и волн пространственного заряда существенно отличаются от фазовой скорости волны ЗС, т.е. возможно селективное взаимодействие этой волны с БЦВ электронного потока при $\lambda = \lambda_1$ (см. рис. 14). Коэффициент замедления волны основной пространственной гармоники ($n = 0$) в гребенке разумно выбрать порядка 2–3. Именно для основной пространственной гармоники крутизна изменения фазы в усилителе при его перестройке по диапазону оказывается низкой ($c/v_\phi(\lambda) \approx \text{const}$ для $n = 0$), что также является важным обстоятельством для многих технических приложений.

Теоретический анализ энергообмена электронного потока с полем распределенного элемента связи сводится к совместному решению уравнений для волн пучка и структуры. Используя аппарат связанных волн и отбрасывая невзаимодействующие волны (см. рис. 14), можно получить известную систему уравнений, описывающих типичный пассивный энергообмен БЦВ электронного потока с волной ЗС (см., например, [25]). В случае точного синхронизма фазовых скоростей взаимодействующих волн на длине

$$L_{\text{dip}} = \frac{\pi}{2|k|}, \quad (69)$$

где $|k|$ — коэффициент пассивной связи волн [25], осуществляется полный энергообмен, т.е. вся энергия БЦВ передается в ЗС и наоборот. В более общем случае

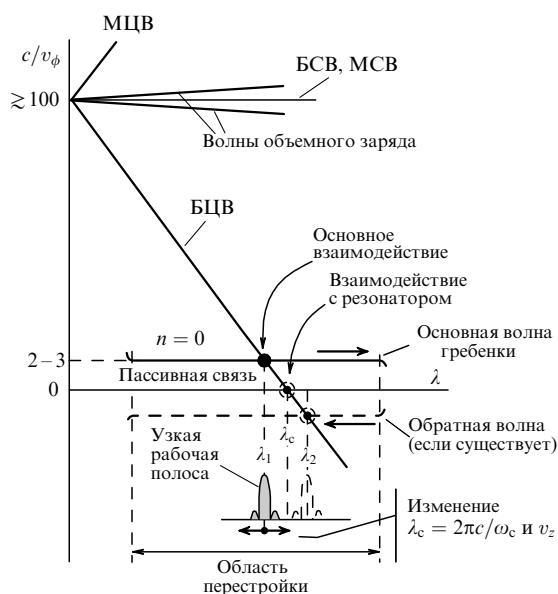


Рис. 14. Дисперсионные характеристики волн электронного потока и нулевой пространственной гармоники гребенки.

коэффициент передачи мощности [25]

$$F_P(\omega) = \frac{|k|^2 \sin^2 \left(\sqrt{(\beta_0 - \beta_{1+})^2/4 + |k|^2} L_{\text{dip}} \right)}{(\beta_0 - \beta_{1+})^2/4 + |k|^2}, \quad (70)$$

где β_0 , $\beta_{1+} = \beta_c - \beta_c$ — постоянные распространения волны ЗС и БЦВ соответственно, зависит от частоты и определяет фильтрационную характеристику распределенного устройства связи. Ширина полосы пропускания существенно зависит от коэффициента $|k|$. С ростом $|k|$ полоса расширяется и наоборот. Эта полоса обычно составляет величину порядка 1%, но может электрически перестраиваться в пределах полосы прозрачности ЗС путем изменения напряженности магнитного поля и (или) потенциала пучка (см. рис. 14).

Входное и выходное устройства связи могут иметь согласованные нагрузки (СН1 и СН2 на рис. 13а), поглощающие отраженные (обратные) волны ЗС. Если по тем или иным причинам обратные волны присутствуют, то синхронизм и взаимодействие с БЦВ осуществляется дополнительно при $\lambda = \lambda_2 > \lambda_c$, т.е. появляется вторая полоса прозрачности (см. рис. 14).

Если нагрузка СН1 отсутствует (рис. 13а), то при больших уровнях входного сигнала, когда электронный поток перехватывается, основная часть мощности входного сигнала отражается от конца входной ЗС и уходит назад во входную цепь прибора. Тем самым, как и в ранее описанных устройствах (ЦЗУ, ЭПУ, ЭСУ), вход ЭСУ-фильтра может выдерживать сравнительно большие уровни входной мощности, обеспечивая надежную развязку-защиту последующих цепей приемника. Вместе с тем надо иметь в виду, что при отсутствии СН1 сигнал, соответствующий $\lambda = \lambda_2$, в режиме приема будет поступать во входной ЗС в БЦВ электронного потока, однако он не появится на выходе ЭСУ-фильтра, поскольку будет извлечен из потока в выходной ЗС и поглощен согласованной нагрузкой СН2.

Экспериментальный макет ЭСУ-фильтра [22] испытан при следующих параметрах гребенки и электронного потока: высота зубца гребенки 7 мм, ширина зубца 4 мм, толщина зубца 0,6 мм, шаг гребенки 1,6 мм, зазор между зубцами и металлической плоскостью (зазор взаимодействия) 0,5 мм, $L_{\text{dip}} \approx 50$ мм при токе электронного потока 150 мкА и ускоряющем потенциале 13 В. Гребенки эффективно взаимодействовали с электронным потоком в хорошем соответствии с теоретическим расчетом. Затухание сигнала внутри фильтра при выключенной зоне усиления составляло всего 0,1–0,3 дБ. Ширина полосы пропускания — порядка 1% ($\lambda = 6$ см), область перестройки — более 20%. Последнее значение носит иллюстративный характер, в данном эксперименте специально не оптимизировалось и определялось полосой согласования входной и выходной коаксиальных линий с соответствующими гребенками.

Представляют определенный интерес ЭСУ-фильтры с комбинированным взаимодействием, когда зона усиления объединяется с устройствами связи. В этом случае ЗС должна представлять собой не монолитную структуру, а иметь более сложную конструкцию: состоять, например, из двух изолированных по постоянному току "подсистем", вставленных друг в друга и находящихся под различными потенциалами. Для высокочастотной (микроволновой) составляющей комбинированная ЗС представляет собой обычную двухрядную гребенку, а

электрическое разделение подсистем позволяет одновременно наложить на поток плоское периодическое поле электростатической накачки [22, 54].

Отметим в заключение, что удалив зону усиления из схемы, приведенной на рис. 13а, мы получим самостоятельное перестраиваемое узкополосное защитное устройство, в котором уменьшение шумов циклотронных волн в адиабатически уменьшающемся магнитном поле становится уже необязательным. Такое перестраиваемое защитное устройство может оказаться перспективным для многих технических приложений.

7. Лампа с бегущей циркулярно поляризованной волной

Остановимся теперь на одной перспективной возможности создания усилителя в виде лампы с бегущей циркулярно поляризованной волной.

Пусть вдоль оси z распространяется замедленная бегущая циркулярно поляризованная волна вида

$$E_{\perp} = E_x + iE_y = E_0 \exp [i(\omega t - \beta_1 z)],$$

$$E_z(\zeta, z, t) \approx \operatorname{Re} \left(\zeta^* \frac{\partial E_{\perp}}{\partial z} \right) = -\operatorname{Re}(i\beta_1 \zeta^* E_{\perp}),$$
(71)

где $\zeta = x + iy$ — комплексная поперечная координата.

Пусть вдоль оси этой волны инжектируется нитевидный электронный поток со скоростью v_{z0} , равной фазовой скорости этой волны $v_{z0} = v_{\phi 1} = \omega(\beta + \beta_1)^{-1}$.

Пусть система находится в постоянном однородном магнитном поле с индукцией B_0 , направленном вдоль оси z , как это изображено на рис. 15.

Любой электрон, инжектированный вдоль оси циркулярно поляризованной замедленной электромагнитной волны со скоростью, равной фазовой скорости волны, будет одинаково и монотонно тормозиться продольным электрическим полем этой волны. Поперечное электрическое поле замедленной волны вызывает появление поперечной скорости электрона, которая в сочетании с продольным постоянным магнитным полем (сила Лоренца) будет смещать электроны в область тормозящего продольного электрического поля этой волны. Важно подчеркнуть, что степень торможения не зависит от времени влета электрона в поле волны. Поэтому нитевидный электронный поток остается моноэнергетичным после взаимодействия и может быть эффективно рекуперирован путем использования коллектора с пониженным потенциалом.

С точки зрения физики поперечных волн электронного потока (см. раздел 2.2) взаимодействие, изображенное на рис. 15, соответствует активной связи бегущей циркулярно поляризованной электромагнитной волны с правополяризованной синхронной волной электронного потока (R_{2+}), имеющей отрицательную кинетическую мощность (см. (25)).

Циркулярная поляризация электрического поля взаимодействующей волны формируется обычно за счет пространственной скрутки ЗС. Если замедляющая система типа двухрядной гребенки с π -видом колебаний [6, 53] имеет постоянную распространения основной волны β , то пространственная скрутка этой ЗС с шагом A_t , существенно превышающим шаг самой гребенки, приводит к расщеплению постоянных распространения циркулярных право- и левополяризованных волн на

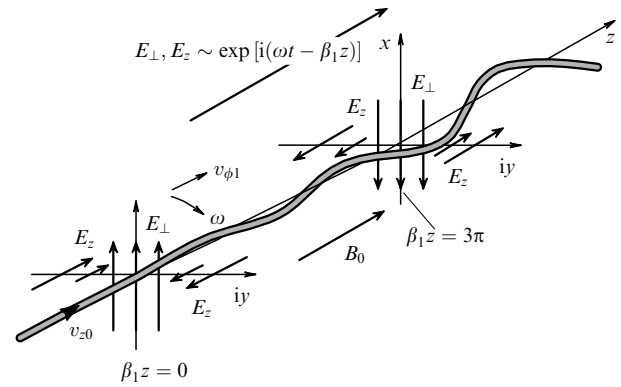


Рис. 15. Схема, поясняющая принцип действия лампы с бегущей циркулярно поляризованной волной.

$\beta_1 = \beta + \beta_t$ и $\beta_2 = \beta - \beta_t$, где $\beta_t = 2\pi/A_t$. Синхронизм осуществляется только с одной из этих волн: $v_{z0} = v_{\phi 1} = \omega(\beta + \beta_t)^{-1}$. Расчеты показывают, что при подходящем выборе величины β_t/β влиянием второго циркулярно поляризованного компонента поля можно пренебречь [30, 55]. Наряду с гребенкой [56, 57] могут оказаться перспективными и другие типы ЗС, имеющие пространственную скрутку, в том числе круглый волновод с двухрядной спиральной канавкой [58].

Два основных механизма ограничивают обычно процесс усиления в ЛБЦПВ: 1) нарушение условия синхронизма $v_{z0} = v_{\phi 1} = \omega(\beta + \beta_t)^{-1}$ из-за торможения пучка в процессе передачи его энергии волне; 2) разрушение формы сечения реального электронного пучка, имеющего конечный диаметр.

В области линейного усиления форма поперечного сечения электронного пучка остается круглой, а сам пучок сдвинут в максимум тормозящего электрического поля циркулярно поляризованной волны. В нелинейной области сечение электронного пучка теряет свою первоначальную форму, и часть электронов постепенно дрейфует из тормозящей в ускоряющую фазу [22, 30, 59].

В качестве примера на рис. 16а представлены результаты численного моделирования и оптимизации одного из конкретных вариантов ЛБЦПВ [60, 61] с выходной мощностью порядка ~ 160 кВт. При моделировании использовалась спиралевидная дискретизация электронного пучка (см. раздел 2.5). При электронном КПД (η_e) порядка 40 % сравнительно легко обеспечивается КПД с рекуперацией однокаскадным коллектором (η) около 80 % в рабочей полосе длин волн $\Delta\lambda$ порядка 30 % от среднего значения длины волны рабочего диапазона λ_0 . Расчеты проведены при следующих значениях параметров: начальный радиус электронного потока 1 мм, ток электронного потока 4,3 А, ускоряющее напряжение 94 кВ, индукция внешнего магнитного поля 0,15 Тл; $\lambda_0 = 11$ см; параметры ЗС в виде пространственно скрученной двухрядной гребенки [57]: радиус канала взаимодействия 5,5 мм, высота зубца гребенки 13,5 мм, ширина зубца 10 мм, толщина зубца 10,3 мм, зазор между зубцами 4,7 мм, период пространственного вращения 335 мм, длина области взаимодействия (длина гребенки) 955 мм. Сопротивление связи с поперечным полем гребенки

$$R_{\perp} = \frac{|E_{\perp}|_{x=y=0}^2}{2\beta_1^2 P_{\Sigma}},$$
(72)

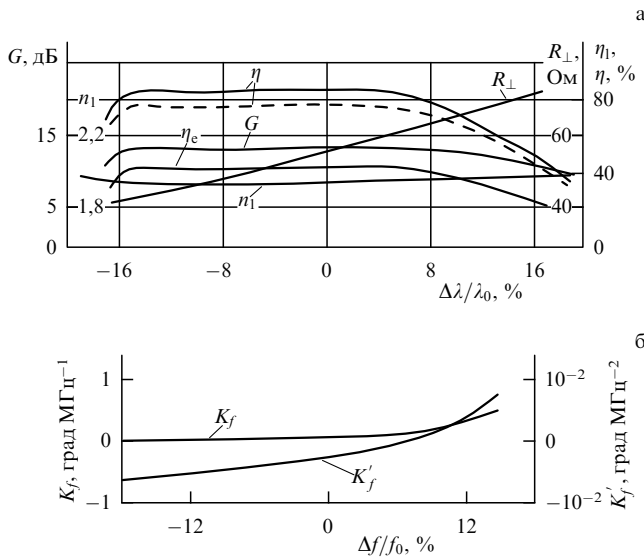


Рис. 16. Результаты моделирования варианта мощной ЛБЦПВ: G — коэффициент усиления, η_e — электронный КПД, η — КПД с рекуперацией энергии отработанного электронного пучка с помощью одноступенчатого коллектора, $n_1 = c/v_{\phi 1}$ — коэффициент замедления фазовой скорости циркулярно поляризованной волны, R_\perp — сопротивление связи с поперечным электрическим полем ЗС, K_f и K'_f — коэффициенты нелинейности фазочастотной характеристики ЛБЦПВ.

где P_Σ — мощность электромагнитной волны, распространяющейся вдоль гребенки, вычисленное при отсутствии электронного потока, изменяется от 20 до 70 Ом в рабочей полосе длин волн (рис. 16а). Присутствие несинхронного циркулярно поляризованного компонента поля волны может несколько снизить значение η (штриховая кривая на рис. 16а) за счет возбуждения дополнительного разброса скоростей. Подчеркнем, что значения η приведены для одноступенчатого коллектора. Двуступенчатый коллектор дополнительно улучшит результат.

Набег фазы в усилителе $\Delta\Phi$ можно записать в виде суммы двух слагаемых, содержащих линейную и нелинейную зависимости от рабочей частоты f :

$$\Delta\Phi = Af + \Phi_{\text{nonl}}(f), \quad (73)$$

где A — некоторая константа.

Обычно представляют интерес первая и вторая производные

$$K_f = \frac{d}{df} \Phi_{\text{nonl}}(f), \quad K'_f = \frac{d^2}{df^2} \Phi_{\text{nonl}}(f), \quad (74)$$

значения которых приведены на рис. 16б в рабочей полосе частот. Значения K_f , рассчитанные в режиме с максимальным КПД, не превышают 0,55 град MГц^{-1} , а K'_f составляет не более 8×10^{-3} град MГц^{-2} , что гораздо лучше соответствующих параметров ЛБВО с продольной группировкой электронного пучка. Это улучшение есть прямое следствие иного (поперечного) типа пространственной группировки электронного пучка, который не сопровождается формированием электронных сгустков (см. рис. 2).

Экспериментальный макет ЛБЦПВ [62, 63] испытан при уровне непрерывной выходной мощности около 2 кВт (рис. 17). Позже результаты эксперимента были количественно объяснены [64] с помощью расчетов



Рис. 17. Общий вид экспериментального макета ЛБЦПВ (а) и фрагменты замедляющей системы в виде пространственно скрученной двухрядной гребенки (б).

взаимодействия в этом варианте прибора на основе модели со спиралевидной дискретизацией инжектируемого электронного пучка (см. раздел 2.5).

В заключение отметим, что двухкаскадные ЛБЦПВ с увеличенным коэффициентом усиления и уменьшенным риском самовозбуждения также возможны и столь же эффективны [65].

8. Циклотронный преобразователь энергии (ЦПЭ)

В связи с современными тенденциями использования микроволновых пучков для создания систем передачи энергии [15–18, 66, 67] появилась новая задача — создание мощных устройств, осуществляющих высокоэффективное обратное преобразование микроволновой энергии в энергию постоянного тока. Так называемые ректенны (*rectenna* — от *rectifier* и *antenna*), представляющие собой полуволновые диполи, нагруженные на диоды с барьером Шоттки, позволили продемонстрировать принципиальную возможность создания высокоэффективных микроволновых трактов передачи энергии [16–18, 66, 67]. Однако они являются маломощными, низковольтными устройствами и подвержены пробоям.

Вариант преобразователя [68–73], в значительной мере лишенного этих недостатков, изображен на рис. 18. Во входном резонаторе практически вся микроволновая мощность, поступающая от внешнего источника, вводится в БЦВ электронного потока, в результате чего поток начинает вращаться вокруг оси z с угловой частотой $\omega = \omega_c$. Далее следует область, в которой индукция статического реверсивного магнитного поля изменяется от значения B_0 до значения $B_1 < 0$. В этой области присутствует радиальный компонент индукции магнитного поля B_r (см. (43)), и энергия вращения электронного потока преобразуется в дополнительную энергию его поступательного движения. Эта дополнительная энергия выделяется затем на нагрузке коллектора, потенциал которого ниже потенциала катода.

Входной резонатор циклотронного преобразователя энергии, с точки зрения физики процессов, не отличается от резонаторов, используемых в ЦЗУ, ЭПУ, ЭСУ, и имеет лишь большие размеры области взаимодействия. Вполне реален КПД преобразования микроволновой энергии в энергию вращения электронного пучка порядка 0,95–0,98.

Процессы в реверсивной области были промоделированы с использованием спиралевидной дискретизации электронного пучка (см. раздел 2.5). Результаты модели-

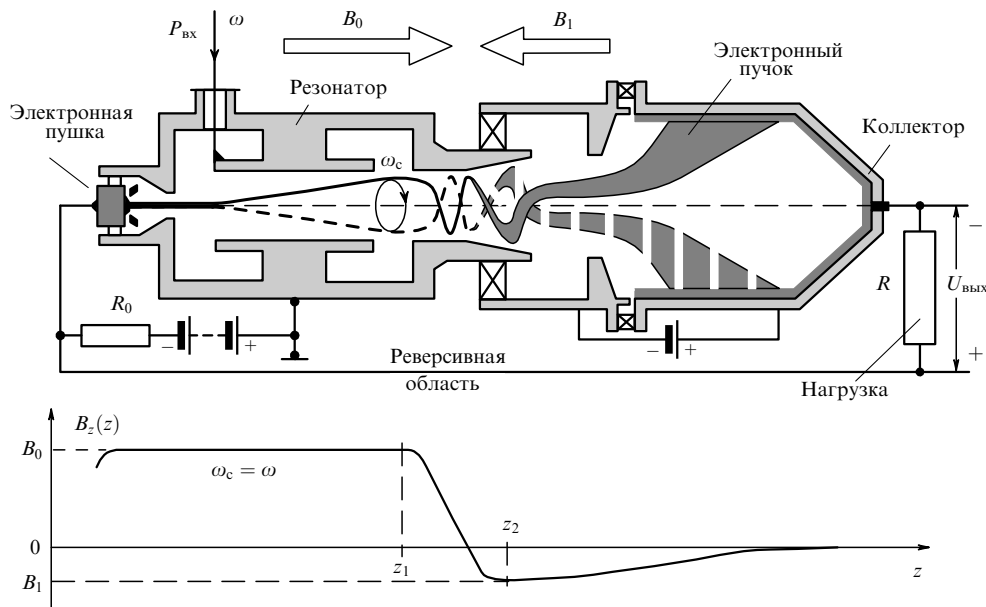


Рис. 18. Схема циклотронного преобразователя энергии.

рования показали, что максимальное значение КПД преобразования энергии вращения электронного пучка в энергию продольного движения обычно реализуется при асимметричном распределении магнитного поля в реверсивной области ($B_0 > |B_1|$), а также зависит от ее длины ($z_2 - z_1$ на рис. 18), радиуса электронного пучка и радиуса его вращения вокруг оси z на входе в эту область. Для оптимизированных значений параметров здесь вполне возможен КПД преобразования энергии порядка 85–95% [68–73]. Внутренние кулоновские поля потока играют несущественную роль вплоть до значений токов величиной порядка 0,75–0,85 от бриллюэновского значения [30, 70, 72, 73].

В реверсивной области энергия БЦВ электронного потока преобразуется в энергию БСВ.

Коллектор и коллекторная область во многом определяют КПД устройства в целом. Вторичная эмиссия с поверхности коллектора представляет здесь реальную опасность, поскольку потенциал коллектора ниже потенциала катода и резонатора. Однако дополнительный электрод, помещенный перед коллектором и имеющий более низкий потенциал, создает распределение потенциала, которое в значительной степени препятствует вылету вторичных электродов из коллектора [71].

При перегрузках по уровню входного сигнала электронный поток начинает частично перехватываться ламелями входного резонатора и высокоомное сопротивление R_0 (рис. 18) приводит к резкому снижению потенциала резонатора относительно катода, тем самым прекращая (или существенно ограничивая) ток электронной пушки. При уменьшении уровня входной мощности ниже относительно оптимального значения отражение электронного потока начинается в коллекторной области и за счет появления тока на корпус приводит к тем же последствиям.

Высокие значения КПД при больших уровнях мощности и выходных напряжений, отсутствие пробоев, высокая надежность и отсутствие проблем, связанных с переизлучением гармоник (в отличие от ректенн), — главные привлекательные черты ЦПЭ.

Экспериментальные макеты на частоте 2,45 ГГц испытаны в МГУ им. М.В. Ломоносова, НПП "Торий" и НПП "Исток" при уровнях мощности от нескольких десятков ватт до 10 кВт при КПД от 70% до 83%. Рисунок 19 демонстрирует некоторые из них.

Условие циклотронного резонанса $\omega = \omega_c$ требует сравнительно высоких значений индукции магнитного поля, особенно в коротковолновой части сантиметрового диапазона и в миллиметровом диапазоне длин волн. В определенной мере эта трудность может быть преодолена [74–76], если преобразование энергии внешнего сигнала в энергию БЦВ осуществлять в квадрупольном резонаторе, подобном изображенному на рис. 8. Резонансное условие в этом случае имеет вид $\omega_c = \omega/2$. Таким образом, магнитная система такого ЦПЭ должна обеспечивать значение циклотронной частоты, которая уже вдвое ниже рабочей. Квадрупольный резонатор, однако, имеет электрическое поле на оси, равное нулю. Поэтому необходима малая предварительная модуляция потока на БЦВ, осуществляемая с помощью резонатора с однородным полем, работающего на частоте $\omega/2$ и питаемого от того же источника. Цепь питания этого резонатора проста, может быть расположена внутри прибора и содержит ответвитель (ответвляющий менее 1% мощности), делитель частоты на два и фазовращатель.

Соответственно октупольный резонатор позволяет снизить резонансное магнитное поле в 3 раза.

9. Клистрон с комбинированным взаимодействием (ККВ)

Обсудим кратко возможность использования комбинированного продольно-поперечного взаимодействия для расширения рабочей полосы пролетного клистрона [77]. Многорезонаторные группирователи современных клистронов позволяют формировать компактные ступки электронов. Пусть эти ступки электронов инжектируются затем в область с реверсивным магнитным полем параллельно и с некоторым смещением Δ относительно оси этого поля, как изображено на рис. 20. Пусть

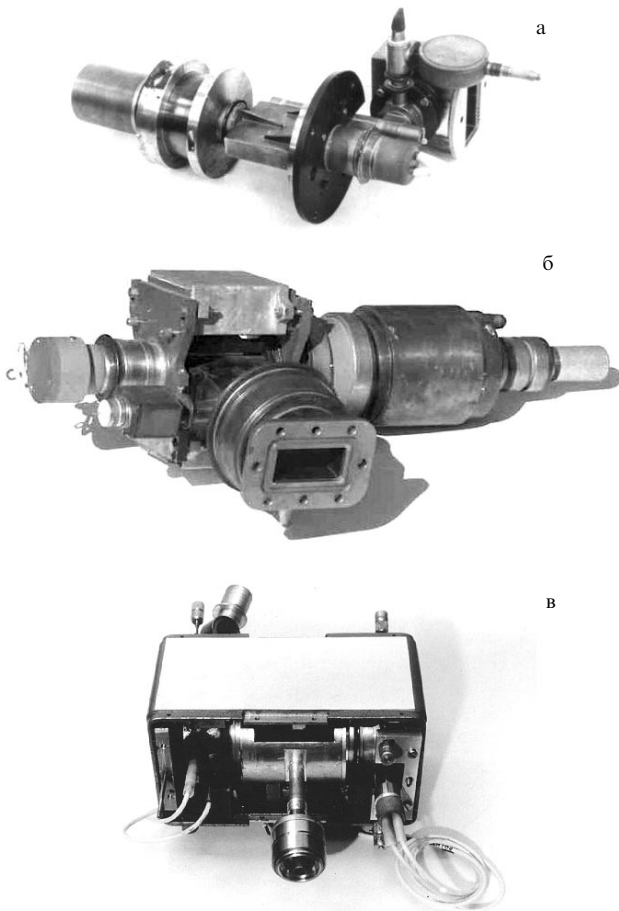


Рис. 19. Экспериментальные макеты циклотронного преобразователя энергии для уровней мощности: (а) 10 кВт в импульсном режиме (магнитная система на снимке отсутствует); (б) 10 кВт в непрерывном режиме; (в) 300–500 Вт в непрерывном режиме [34, 72, 73].

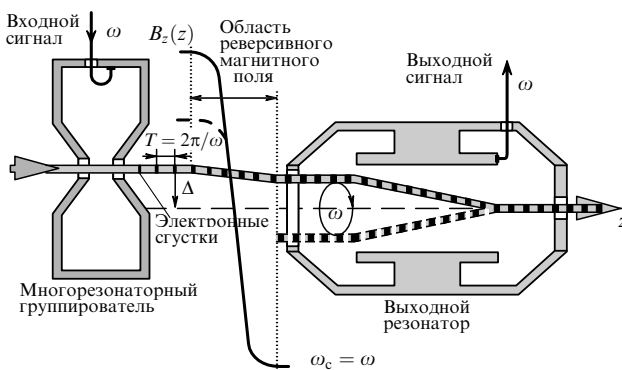


Рис. 20. Схема клистрона с комбинированным продольно-поперечным взаимодействием.

на выходе из реверсивной области значение индукции магнитного поля соответствует циклотронному резонансу, $\omega_c = \omega$.

Каждый сгусток электронов, проходя через реверсивную область, теряет часть энергии продольного движения и начинает вращаться с частотой $\omega_c = \omega$.

На выходе из группирователя сгустки следуют через интервалы времени $T = 2\pi/\omega$, поэтому на выходе из реверсивной области (где $\omega_c = \omega$) они оказываются на одной прямой, которая вращается как целое вокруг оси z .

Эта энергия вращения электронного потока может быть выведена из него в резонаторе с поперечным электрическим полем (см. рис. 20). Причем само существование сгустков и их последующее продольное расплывание уже не является существенным в однородном поперечном электрическом поле выходного резонатора. Выбором подходящей величины смещения Δ можно обеспечить условия, при которых большая часть энергии продольного движения электронного потока переводится в энергию его вращения, практически полностью затем извлекаемую в выходном резонаторе.

Для резонатора с поперечным полем (см. рис. 20) активная параллельная проводимость, вносимая электронным потоком, равна

$$G_{\text{trans}} = \frac{1}{8} \frac{I_0}{U_0} \left(\frac{l}{d} \right)^2, \quad (75)$$

где I_0 , U_0 — ток и потенциал электронного потока; l , d — длина ламелей и величина зазора между ними соответственно.

Для выходного резонатора клистрона с продольным полем в области взаимодействия

$$G_{\text{long}} \approx \frac{2I_0}{(1,3-1,5) U_0}. \quad (76)$$

Обычно $l^2/d^2 \approx 50-100$, отсюда $G_{\text{trans}}/G_{\text{long}} \approx 10-15$. Считая характеристические сопротивления этих двух типов резонаторов примерно равными, можно сделать оценочный вывод о том, что рабочая полоса выходного резонатора клистрона может быть расширена примерно в 10–15 раз. Во столько же раз будут снижены и джоулевы потери в этом резонаторе.

10. Обсуждение

Принципы усиления и генерирования электромагнитных колебаний микроволнового диапазона с помощью электронного потока основаны на сравнительно простой идее, которая состоит в размещении электронов этого потока преимущественно в тормозящих полупериодах внешнего микроволнового электрического поля. В этом случае электроны в среднем тормозятся, отдавая часть энергии своего движения внешнему электромагнитному полю.

В случае, когда внешнее электрическое поле направлено вдоль электронного потока (см. верхнюю часть рис. 2), ускоряющие и тормозящие полупериоды этого поля занимают дискретные участки вдоль электронного потока (поля зазоров резонаторов или полупериоды поля бегущей волны) и, следовательно, неизбежна необходимость формирования пространственных сгустков электронов. Причем более плотные сгустки обеспечивают более эффективную передачу энергии от пучка во внешнее электромагнитное поле. Но, с другой стороны, формирование сгустков, тем более плотных сгустков, означает появление сильных и пространственно неоднородных кулоновских полей, нелинейно зависящих от многих факторов, в том числе и от уровня сигнала. Эти поля стремятся разрушить сгустки, затрудняя процессы их формирования и энергообмена с внешним полем и внося дополнительную нелинейность в эти процессы.

При взаимодействии в так называемых скрещенных полях (магнетрон, ЛБВ-М и др.) картина принципиально не меняется, и также необходимо обеспечить формирование сгустков электронов.

Во втором случае (см. нижнюю часть рис. 2) внешнее однородное электрическое поле направлено поперек электронного потока, дрейфующего во внешнем стационарном магнитном поле. Внешнее линейно поляризованное поле может быть представлено в виде суммы двух циркулярно поляризованных компонентов. В соответствии с выбранным направлением магнитного поля B_0 , только с одним из этих компонентов будет осуществляться адиабатически накапливающееся взаимодействие. Тормозящие или ускоряющие полупериоды для циркулярно поляризованных волн распределены в пространстве непрерывно и при взаимодействии с этими волнами электронный поток пространственно искривляется, но не содержит сгустков электронов (рис. 3б, 4, 6, 15). Причем геометрия пучков обычно такова, что кулоновскими полями, связанными с их искривлением, можно пренебречь.

Таким образом:

1. Возбуждение поперечных (циклотронных и синхронных) волн, в отличие от волн пространственного заряда, не связано с образованием уплотнений пространственного заряда внутри электронного потока, что позволяет избежать нелинейностей, вызванных внутренними и внешними кулоновскими полями электронных сгустков. Релятивистская (нелинейная) зависимость массы электрона от его энергии здесь не используется.

2. Циркулярная поляризация поперечных волн электронного потока в сочетании со стабильностью и предсказуемостью их фазовых скоростей позволяет обеспечить высокий уровень селективности энергообмена циклотронных и синхронных волн с внешними электромагнитными полями.

3. Сравнительно легко реализуются режимы, в которых кинетические мощности поперечных волн сравнимы с мощностью продольного движения потока или превосходят ее.

Эти три физически простых фактора позволяют избежать многих трудностей, которые в заметной мере сдерживают развитие вакуумной микроволновой электроники, основанной на принципах продольной группировки электронного потока.

Применение поперечных волн электронного потока целесообразно в различных устройствах вакуумной микроволновой электроники, включая защитные устройства, параметрические и электростатические усилители, лампы с бегущей циркулярно поляризованной волной, преобразователи микроволновой энергии в энергию постоянного тока и др. Использование этих устройств перспективно в таких областях, как научные исследования (радиоастрономия, ЭПР, ЯМР, ускорители заряженных частиц и др.), связь и информатика, радиолокация и радионавигация, а также в космической энергетике [15–18].

Входные устройства (ЦЗУ, ЭПУ, ЭСУ) обладают редким сочетанием высокой чувствительности и широкого динамического диапазона со способностью выдерживать большие перегрузки по уровню входного сигнала, обеспечивая при этом глубокую развязку-защиту последующих цепей приемника с отсутствием пика просачивающейся мощности, а также рекордно малое время восстановления после перегрузок.

При широкополосном взаимодействии электронного потока с бегущей циркулярно поляризованной волной (ЛБЦПВ) большие уровни выходной мощности соче-

таются с высоким значением КПД и уникальной линейностью фазочастотных характеристик в нелинейных режимах.

Устройство, осуществляющее обратное преобразование микроволновой энергии в энергию постоянного тока (ЦПЭ), может оперировать с большими уровнями мощности, обладая высокими значениями КПД, высокими выходными напряжениями, а также устойчивостью к перегрузкам по низкочастотной и высокочастотной цепям.

В отдельных случаях комбинированное, продольно-поперечное взаимодействие может быть эффективно использовано, например, для расширения рабочей полосы частот и уменьшения джоулевых потерь в выходном резонаторе клистрона (ККВ).

Настоящая статья не претендует на полноту освещения всех вопросов, связанных с поперечными волнами электронного потока. Кратко затронуты лишь те из них, которые представлялись автору наиболее приоритетными [78, 79].

Так, например, остались вне поля зрения мощные циклотронные фазовращатели [80], усилители циклотронно-синхронных волн [51, 52], принципы уменьшения шумов циклотронных волн с помощью трансформаторов шума без потерь [81] и др.

За прошедшие годы предприятием ФГУП НПП "Исток" изготовлено и продано более 10 тысяч различных приборов, основанных на использовании циклотронных волн электронного потока.

Накопленные теоретические и экспериментальные заделы, кратко отраженные в настоящей обзорной статье, позволяют говорить о возможности и перспективности расширения спектра различных устройств микроволновой электроники, основанных на использовании поперечных (циклотронных и синхронных) волн электронного потока и обладающих уникальными сочетаниями параметров.

Автор считает своим приятным долгом с глубоким чувством уважения и благодарности вспомнить Самсона Давидовича Гвоздовера, Владимира Михайловича Лопухина и Сергея Павловича Кантюка, по инициативе и под непосредственным руководством которых были начаты эти работы в стране.

Автор искренне признателен Ю.А. Будзинскому и С.В. Быковскому за помощь и многократные полезные обсуждения разделов работы в процессе их выполнения.

В заключение, но отнюдь не в последнюю очередь, автор посвящает эту статью светлой памяти своей жены, многолетние поддержка и помощь которой во многом способствовали появлению большинства из упомянутых здесь его работ.

Список литературы

1. Лопухин В М *Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками* (М.: Гостехиздат, 1953)
2. Калинин В И, Герштейн Г М *Введение в радиофизику* (М.: Гостехиздат, 1957)
3. Пирс Дж Р *Лампа с бегущей волной* (М.: Сов. радио, 1952)
4. Гвоздовер С Д *Теория электронных приборов сверхвысоких частот* (М.: Гостехиздат, 1956)
5. Шевчик В Н, Шведов Г Н, Соболева А В *Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах* (Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1962)
6. Альтшулер Ю Г, Татаренко А С *Лампы малой мощности с обратной волной* (М.: Сов. радио, 1963)

7. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями Т. 1, 2 (Под ред. М М Федорова) (М.: ИЛ, 1961)
8. Капица П Л *Электроника больших мощностей* (М.: Изд-во АН СССР, 1962)
9. Стальмахов В С *Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями* (М.: Сов. радио, 1963)
10. Гапонов А В, Петелин М И, Юлпатов В К *Изв. вузов, сер. Радиофиз.* **10** 1414 (1967)
11. Роу Дж Е *Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот* (М.: Сов. радио, 1969)
12. Шевчик В Н, Грубецков Д И *Аналитические методы расчета в электронике СВЧ* (М.: Сов. радио, 1970)
13. Вайнштейн Л А, Солнцев В А *Лекции по сверхвысокочастотной электронике* (М.: Сов. радио, 1973)
14. Гуляев Ю В, Кравченко В Ф, Кураев А А *УФН* **174** 639 (2004)
15. Glaser P E *Science* **162** 857 (1968)
16. Ванке В А, Лопухин В М, Саввин В Л *УФН* **123** 633 (1977)
17. Ванке В А, Лесков Л В, Лукьянов А В *Космические энергосистемы* (М.: Машиностроение, 1990)
18. Нагатоми М и др. *УФН* **164** 631 (1994)
19. Лопухин В М, Рошаль А С *УФН* **85** 297 (1965)
20. Ванке В А, Лопухин В М, Саввин В Л *УФН* **99** 545 (1969)
21. Боголюбов Н Н, Митропольский Ю А *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний* 3-е изд. (М.: Физматгиз, 1963)
22. Ванке В А, Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (М.: МГУ, 1981)
23. Vanke V A *Журн. радиоэлектроники* (1) (2002); http://jre.cplire.ru/jre/jan02/2/text_e.html
24. Люиселл У *Связанные и параметрические колебания в электронике* (М.: ИЛ, 1963)
25. Dubravec V *Arch. Elektr. Übertrag.* **18** 585 (1964)
26. Лопухин В М и др. *Шумы и параметрические явления в электронных приборах сверхвысоких частот* (М.: Наука, 1966)
27. Лопухин В М, Рошаль А С *Электроннолучевые параметрические усилители* (М.: Сов. радио, 1968)
28. Dubravec V *Electron. Commun.* **39** 558 (1964)
29. Adler R, Ashkin A, Gordon E I *J. Appl. Phys.* **32** 672 (1961)
30. Зайцев А А, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МГУ, 1979)
31. Smith L P, Shulman C I *Proc. IRE* **35** 644 (1947)
32. Cuccia C L *RCA Rev.* **10** 270 (1949)
33. Cuccia C L *RCA Rev.* **21** 228 (1960)
34. Будзинский Ю А и др. *Радиотехника* **32** (4) 18 (1999)
35. Быковский С В, Дисс. ... канд. техн. наук (М.: ГНПП Исток, 1997)
36. Boudzinski Yu A, Kantyuk S P *Proc. IEEE MTT-S Digest* **2** 1123 (1993)
37. Boudzinski Yu A, Bykovski S V, in *Proc. 2nd IEEE Intern. Vacuum Electron. Conf., April 2–4, 2001, Noordwijk, The Netherlands*, p. 321
38. Adler R *Proc. IRE* **46** 1300 (1958)
39. Adler R, Hrbek G, Wade G *Proc. IRE* **46** 1756 (1958)
40. Ванке В А, Григоренко Л П, Магалинский В Б *Радиотехника и электроника* **10** 2187 (1965)
41. Ванке В А, Лопухин В М, Кантюк С П *Радиотехника и электроника* **14** 666 (1969)
42. Ванке В А, Магалинский В Б *Изв. вузов, сер. Радиофиз.* **9** 831 (1966)
43. Hrbek G, Adler R, in *Proc. 5th Intern. Congress Microwave Tubes* (New York: Academic Press, 1965) p. 17
44. Vanke V A, Matsumoto H, Shinohara N *IEICE Trans. Electron. (Japan)* **E81-C** 788 (1998)
45. Vanke V A, Matsumoto H, Shinohara N *Журн. радиоэлектроники* (10) (1999); <http://jre.cplire.ru/jre/oct99/1/text.html>
46. Adler R, Wade G J. *Appl. Phys.* **31** 1201 (1960)
47. Ванке В А, Саввин В Л *Радиотехника и электроника* **15** 2317 (1970)
48. Ванке В А, Крюков С П *Радиотехника и электроника* **17** 2230 (1972)
49. Ванке В А, Крюков С П *Изв. вузов, сер. Радиофиз.* **16** 1271 (1973)
50. Bass J S *Proc. IRE* **49** 1424 (1961)
51. Ванке В А, Тимофеев Ю М *Изв. вузов, сер. Радиофиз.* **15** 615 (1972)
52. Ванке В А, Тимофеев Ю М *Изв. вузов, сер. Радиофиз.* **16** 1751 (1973)
53. Силин Р А, Сазонов В П *Замедляющие системы* (М.: Сов. радио, 1966)
54. Ванке В А и др. *Изв. вузов, сер. Радиофиз.* **15** 291 (1972)
55. Ванке В А, Зайцев А А, Мошков А В *Изв. вузов, сер. Радиофиз.* **21** 590 (1978)
56. Ванке В А, Коннов А В *Радиотехника и электроника* **31** 572 (1986)
57. Ванке В А, Коннов А В *Радиотехника и электроника* **33** 1544 (1988)
58. Ванке В А, Коннов А В *Радиотехника и электроника* **32** 1994 (1987)
59. Ванке В А, Коннов А В, Саввин В Л *Радиотехника и электроника* **34** 2577 (1989)
60. Ванке В А, Коннов А В, Саввин В Л *Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ* (4(398)) 20 (1987)
61. Ванке В А, Коннов А В, Саввин В Л *Радиотехника и электроника* **34** 1517 (1989)
62. Нигматуллин У А, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МГУ, 1978)
63. Юрьев В И и др. *Радиотехника и электроника* **17** 830 (1972)
64. Ванке В А, Зайцев А А, Нигматуллин У А *Радиотехника и электроника* **26** 2365 (1981)
65. Ванке В А, Коннов А В, Саввин В Л *Радиотехника и электроника* **35** 1549 (1990)
66. Brown WC *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* **MTT-32** 1230 (1984)
67. Brown W C, in *Proc. 3rd Intern. Conf. Wireless Power Transmission, August 24–28, 1997 Montreal* p. 177
68. Барденков В А и др. *Радиотехника и электроника* **21** 821 (1976)
69. Быковский С В и др., Патент РФ № 2119691 (1998)
70. Ванке В А и др. *Радиотехника и электроника* **23** 1217 (1978)
71. Блейвас И М и др. *Радиотехника и электроника* **27** 1009 (1982)
72. Vanke V A et al. *IEICE Trans. Electron. (Japan)* **E81-C** 1136 (1998)
73. Vanke V A et al. *Журн. радиоэлектроники* (9) (1999); <http://jre.cplire.ru/jre/sep99/1/text.html>
74. Matsumoto H, Vanke V A, Shinohara N, US Patent No. 6, 507, 152 B2 (2003)
75. Vanke V A *Журн. радиоэлектроники* (4) (2002); <http://jre.cplire.ru/jre/apr02/6/text.html>
76. Vanke V A, Matsumoto H, Shinohara N *IEICE Trans. Electron. (Japan)* **E-86-C** 1390 (2003)
77. Ванке В А, Гореликов В И, Саввин В Л, Авт. свид. № 1086986 (1983)
78. Vanke V A et al. *Журн. радиоэлектроники* (3) (2002); http://jre.cplire.ru/jre/mar02/5/text_e.html
79. Vanke V A, in *Proc. 3rd IEEE Intern. Vacuum Electron. Conf., April 23–25, 2002, Monterey, California, USA*, p. 196
80. Ванке В А и др., Авт. свид. № 3781234 (1984)
81. Ванке В А, Крюков С П, Тимофеев Ю М *Изв. вузов, сер. Радиофиз.* **14** 142 (1971)

Transverse electron-beam waves for microwave electronics

V.A. Vanke

M.V. Lomonosov Moscow State University,
Vorob'evy gory, 119992 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 132-48 07
E-mail: vanke@orc.ru

A brief discussion is given of the state of the art, challenges, and prospects in the application of transverse (cyclotron and synchronous) electron-beam waves in microwave electronics devices, including protectors, parametric and electrostatic amplifiers, tunable filters, circularly polarized travelling wave tubes, microwave/DC converters, and combined interaction klystrons.

PACS numbers: 07.50.–e, 41.75.–i, 84.40.–x, 84.40.Fe

Bibliography — 81 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (9) 957–978 (2005)

Received 23 December 2004, revised 19 May 2005

Physics–Uspekhi **48** (9) (2005)