

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.375

СВЕРХМАЛОШУМЯЩИЕ УСИЛИТЕЛИ ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН

В. А. Ванке, В. М. Лопухин, В. Л. Саввин

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к приборам, работающим на поперечных (циклотронных) волнах электронного потока, возник не сразу. Еще в 1947 г. Смит и Шульман¹ рассчитали энергообмен электронного потока, дрейфующего в продольном однородном магнитном поле, с поперечным полем плоского конденсатора. Несколько позднее (1949 г.) Кучча² экспериментально доказал возможность использования плоских устройств связи с поперечным полем для модуляции и демодуляции электронного потока.

Возрождение параметрических идей в 1957—1959 гг. наталкивало на мысль реализовать в электронике принцип параметрического усиления, который сам по себе является «бесшумным», поскольку энергия в этом случае черпается от источника накачки, а не от электронного потока, связанного с шумовыми явлениями на катоде. Кроме того, параметрическое усиление сопровождается ускорением электронов и поэтому позволяет выбрать в качестве рабочей быструю волну электронного потока, предварительное удаление шума из которой возможно в обычном пассивном устройстве связи. Эти два основных положения давали основание надеяться на получение рекордно низких значений уровня собственных шумов в электроннолучевых параметрических усилителях (ЭПУ).

Первые попытки построения таких приборов связаны с использованием хорошо известной к тому времени продольной модуляции электронного потока, которая обычно описывается с помощью быстрой (+) и медленной (—) волн пространственного заряда, фазовые скорости которых равны

$$v_{\phi\pm} = v_0 / [1 \mp \omega_q(\omega) \omega^{-1}], \quad (1,1)$$

где v_0 — средняя, невозмущенная скорость электронного потока, $\omega_q(\omega)$ — редуцированная плазменная частота, ω — частота сигнала.

Были предложены и весьма детально исследованы несколько типов ЭПУ волн пространственного заряда (например, ³⁻¹¹), отличающихся конструкцией отдельных узлов, видом взаимодействия, способом введения сигнала, удаления шумов и т. д.

Оказалось, однако, что вследствие низкой дисперсии фазовых скоростей волн пространственного заряда комбинационные частоты вида $|m\omega_p \pm n\omega|$ (ω_p — частота накачки, m, n — числа натурального ряда) играют в области усиления значительную роль, вызывая уменьшение коэффициента усиления и значительно увеличивая коэффициент шума прибора за счет перекачки шумов из этих волн.

Низкого уровня шумов в ЭПУ с продольной модуляцией экспериментально достичь не удалось. Связано это, по-видимому, еще и с тем обстоятельством, что для малощумящих потоков фазовые скорости быстрой и медленной волн пространственного заряда по величине мало отличаются друг от друга, а это значительно затрудняет процесс предварительного удаления шумов из быстрой волны в пассивном устройстве связи.

В то же время попытки построения ЭПУ с поперечной модуляцией электронного потока увенчались значительными успехами.

Электронный поток, свободно дрейфующий в продольном магнитном поле $H_0 = H_z$, описывается в поперечном направлении двумя независимыми координатами и поэтому может содержать вдвое большее, по сравнению с продольным случаем, количество нормальных волн. Две из них — быстрые, две — медленные, две — циклотронные, две — синхронные. Циклотронные волны описывают поперечные скорости электронов, синхронные — их поперечные смещения. Фазовые скорости быстрой (+) и медленной (—) циклотронных волн определяются выражениями

$$v_{\phi\pm}^{\pm} = v_0 / (1 \mp \omega_c \omega^{-1}), \quad (1,2)$$

где $\omega_c = |e| B_0 / m$ — циклотронная частота, и могут быть существенно отличными друг от друга. Обе синхронные волны имеют одну и ту же фазовую скорость, равную скорости продольного движения электронов пучка v_0 .

В области циклотронного резонанса дисперсия фазовой скорости быстрой циклотронной волны максимальна, а ее величина

$$v_{\phi+}^{\pm} (\omega \rightarrow \omega_c) \rightarrow \infty, \quad (1,3)$$

в то время как для медленной и синхронной волн фазовые скорости остаются конечными и относительно малыми по величине *):

$$v_{\phi-}^{\pm} (\omega \rightarrow \omega_c) \rightarrow v_0 / 2, \quad v_{\phi\pm}^c \equiv v_0. \quad (1,4)$$

Это дает возможность, с одной стороны, обеспечить селективное взаимодействие лишь с быстрой циклотронной волной электронного потока, а с другой — ожидать слабой связи с высшими комбинационными частотами при ее параметрическом усилении.

Хотя исторически интерес к поперечным волнам электронного потока возник в связи с проникновением параметрических идей в электронику и привел к появлению сверхмалощумящих ЭПУ (с эквивалентной двухканальной температурой собственных шумов $< 100^\circ \text{K}$), в настоящее время известно уже много приборов непараметрического типа, работающих на циклотронных или синхронных волнах ¹¹.

Наиболее интересным среди них представляется электростатический усилитель (дифтрон), позволяющий реализовать эквивалентную одноканальную температуру собственных шумов $\sim 140^\circ \text{K}$ и менее ^{12,13}.

Обладая весьма низкими значениями уровня собственных шумов, усилители циклотронных волн успешно конкурируют с такими приборами, как сверхмалощумящие ЛБВ, мазеры и твердотельные параметрические усилители, а по ряду параметров заметно превосходят их (стабильность работы, высокая однонаправленность, широкий динамический диапазон, способность выдерживать значительные электрические перегрузки, отсутствие необходимости в использовании криогенной техники и т. д.).

*) Так как при использовании поперечных волн потенциал потока не превышает 10—15 в.

Данная работа дополняет и расширяет опубликованный ранее обзор¹⁴, выделяя одновременно физически наиболее важные результаты, полученные в последние годы. По этой же причине опущен ряд вопросов, нашедших достаточно полное отражение в предыдущих работах^{10, 11, 14}.

2. МЕТОДЫ АНАЛИТИЧЕСКОГО РАССМОТРЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКАХ

Аналитическое описание поперечных колебаний электронного потока, дрейфующего в продольном однородном магнитном поле B_0 , базируется обычно на простейшей дисковой модели электронного пучка¹⁵.

Представим пучок в виде совокупности плоских дисков бесконечно малой толщины, движущихся вдоль оси z с постоянной продольной скоростью v_0 . Если поперечные размеры диска и его смещения из невозмущенного положения малы по сравнению с длиной волны, связь между дисками вследствие продольного объемного заряда также незначительна, и ею можно пренебречь. Задача сводится к анализу поперечных колебаний отдельного диска. Пусть поведение отдельного (i -го) электрона характеризуется комплексной координатой $\mathbf{r}_i = x_i + jy_i$, а координаты центра масс диска $\mathbf{R} = N^{-1} \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i$,

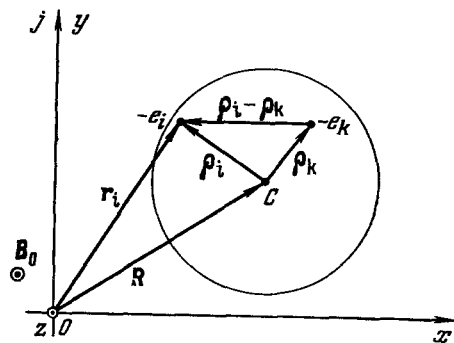


Рис. 1. Отдельное сечение потока (диск).
C — центр масс диска.

где N — число электронов в диске. Тогда орбиты отдельных электронов относительно центра масс диска описываются координатой $\rho_i = \mathbf{r}_i - \mathbf{R}$ (рис. 1).

Уравнения поперечного движения для переменных $\mathbf{r}_i$, $\mathbf{R}$, ρ_i в комплексной записи приобретают вид

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} - j\omega_c \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{e^2}{m} \sum_{k=1}^N \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|^3} + \frac{\mathbf{F}_i}{m}, \quad (2,1)$$

$$\frac{d^2 \mathbf{R}}{dt^2} - j\omega_c \frac{d\mathbf{R}}{dt} = \frac{1}{mN} \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i, \quad (2,2)$$

$$\frac{d^2 \rho_i}{dt^2} - j\omega_c \frac{d\rho_i}{dt} = \frac{e^2}{m} \sum_{k=1}^N \frac{\rho_i - \rho_k}{|\rho_i - \rho_k|^3} + \frac{1}{m} \mathbf{F}_i - \frac{1}{mN} \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_k, \quad (2,3)$$

где $\omega_c = e' B_0$, $e' = |e|/m$ — удельный заряд электрона, $\mathbf{F}_i$ — внешняя поперечная сила, действующая на электрон с номером i .

Основной интерес представляют последние два уравнения. Первое из них характеризует движение центра масс сечения потока и, следовательно, описывает поведение сигнала и шума в пучке, второе важно при исследовании внутренней структуры потока (расширение тепловых орбит, их балансировка и т. д.).

В тех случаях, когда функция $\mathbf{F}_i$ линейно зависит от поперечных координат и их производных либо вообще от них не зависит, уравнение движения для центра масс диска совпадает с уравнением движения одного электрона без учета кулоновского взаимодействия.

Решение задачи с кулоновской суммой в уравнениях (2,1), (2,3) связано со значительными трудностями. Существенное упрощение может быть достигнуто для модели круглого, равномерно заряженного, цилиндрического потока, если использовать аппроксимацию

$$e^2 m^{-1} \sum_{k=1}^N (\rho_i - \rho_k) |\rho_i - \rho_k|^{-3} \rightarrow -\omega_q^2 \rho_i / 2 \quad (2,4)$$

($\omega_q^2 = e^2 N / m$ — плазменная частота, которая в ряде случаев позволяет правильно описать действительные физические процессы в системе ¹⁵⁾ *).

Анализ задачи о поперечных колебаниях потока можно провести путем непосредственного решения уравнений (2,2), (2,3) (кинематический подход) либо с использованием информации о продольной структуре потока (метод связанных волн). Первый способ проще, физически нагляднее и наиболее целесообразен при анализе задач в приближении заданного поля, второй оказывается удобным при расчете самосогласованных задач об энергообмене пучка с устройствами связи сосредоточенного или распределенного типа.

2.1. Кинематическое рассмотрение

Для многих задач теории усилителей циклотронных волн структура внешних сил F_i такова, что уравнения (2,2), (2,3) с учетом (2,4) могут быть приведены к стандартному виду:

$$\ddot{\mathbf{R}} - j\dot{\mathbf{R}} = \varepsilon [\mathbf{f}(\mathbf{R}, \mathbf{R}^*, \theta) - j\Delta \dot{\mathbf{R}}], \quad (2,5)$$

$$\ddot{\rho}_i - j\dot{\rho}_i = \varepsilon [\psi(\rho_i, \rho_i^*, \theta) - j\Delta \dot{\rho}_i + q\rho_i], \quad (2,6)$$

где точки сверху означают полные производные по пролетному углу $\theta = \omega_{ce}(t - t_0)$, ω_{ce} — частота резонансной гармоники или субгармоники внешней силы, $\Delta = (1 - \omega_c \omega_{ce}^{-1})/\varepsilon$ — относительная расстройка между собственной частотой системы ω_c и ω_{ce} , величина безразмерного параметра ε выбрана таким образом, что она характеризует интенсивность внешних сил, $q = \omega_q^2 / 2\varepsilon \omega_{ce}^3$ — параметр объемного заряда.

Уравнение (2,6) по своей структуре не отличается от (2,5), поскольку член $q\rho_i$ всегда может быть введен в функцию $\psi(\rho_i, \rho_i^*, \theta)$.

Для решения (2,5) целесообразно использовать метод вариации постоянных, т. е. считать, что, в отличие от невозмущенного случая ($\varepsilon = 0$), величины синхронного (α) и циклотронного (β) радиусов зависят от пролетного угла θ , а осцилляции происходят на частоте резонансной гармоники внешней силы ¹⁶⁾ **), т. е. что

$$\mathbf{R}(\theta) = \alpha(\theta) + \beta(\theta) e^{j\theta}. \quad (2,7)$$

Задача сводится к отысканию $\alpha(\theta)$ и $\beta(\theta)$. Введение двух новых неизвестных функций вместо одной позволяет наложить дополнительное условие, связывающее α и β между собой. В качестве последнего, по аналогии с ¹⁷⁾, наиболее удобно выбрать

$$\dot{\alpha}(\theta) + \dot{\beta}(\theta) e^{j\theta} = 0. \quad (2,8)$$

*) Для более строгой модели анализ поперечного движения потока в трубе дрейфа с бесконечно проводящими стенками проведен Кэрролом ¹⁶⁾ численным путем.

**) Основной интерес обычно представляет резонансная область $|1 - \omega_c \omega_{ce}^{-1}| \ll 1$, где колебания системы удобнее рассматривать на частоте резонансной гармоники вынуждающей силы.

Тогда, подставляя (2,7) в (2,5) и используя (2,8), находим

$$\dot{\alpha} = j\epsilon f(\alpha + \beta e^{j\theta}, \alpha^* + \beta^* e^{-j\theta}, \theta) + \epsilon \Delta \beta e^{j\theta}, \quad (2,9)$$

$$\dot{\beta} = -j\epsilon f(\alpha + \beta e^{j\theta}, \alpha^* + \beta^* e^{-j\theta}, \theta) e^{-j\theta} - \epsilon \Delta \beta. \quad (2,10)$$

Хотя известное упрощение достигнуто и порядок исходного уравнения (2,5) понижен, тем не менее далеко не для любой функции $f(R, R^*, \theta)$ система (2,9), (2,10) допускает интегрирование в общем виде. Однако в двух предельных случаях ценой дальнейших упрощений обычно можно получить приближенное аналитическое решение.

Возможна ситуация, когда внешние силы действуют на систему лишь в узкой области значений θ (короткие электромагнитные линзы, $\epsilon \neq 0$, когда $\theta \in \delta\theta$, $|\delta\theta| \ll 1$). Это позволяет осциллирующие множители $e^{\pm jn\theta}$ ($n = 1, 2, \dots$) в (2,9) и (2,10) при интегрировании считать постоянными, что значительно упрощает решение задачи.

Наконец, наиболее часто в практике сверхмалошумящих усилителей характер воздействия поля на поток является адиабатическим, т. е. величины α и β под действием этого поля меняются незначительно за период основного движения. Малость параметра ϵ будет служить математическим отражением этого обстоятельства. В случае резонансного адиабатического поля ($\epsilon \ll 1$, $\epsilon |\Delta| \ll 1$) к системе (2,9), (2,10) могут быть применены идеи усреднения Капицы¹⁷. Приближенные, сглаженные уравнения (2,9), (2,10) приобретают вид

$$\dot{\alpha} = j\epsilon \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha + \beta e^{j\theta}, \alpha^* + \beta^* e^{-j\theta}, \theta) d\theta, \quad (2,9')$$

$$\dot{\beta} = -j\epsilon \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha + \beta e^{j\theta}, \alpha^* + \beta^* e^{-j\theta}, \theta) e^{-j\theta} d\theta - j\Delta \beta, \quad (2,10')$$

причем при усреднении правой части величины α и β считаются постоянными.

Решение, полученное из сглаженных уравнений (2,9'), (2,10'), учитывает лишь эффекты первого порядка малости по ϵ . В тех случаях, когда этого недостаточно, к уравнению (2,5) можно применить асимптотические методы теории нелинейных колебаний¹⁸ и искать решение для n -го приближения, в отличие от (2,7), в виде

$$R(\theta) = \alpha(\theta) + \beta(\theta) e^{j\theta} + \sum_{k=1}^{n-1} \epsilon^k u_k(\alpha, \beta, \alpha^*, \beta^*, \theta), \quad (2,11)$$

где функции $u_1, u_2, \dots$ учитывают любые гармоники по θ , кроме нулевой и первой (последнее требование является, по существу, дополнительным условием, подобным (2,8)).

Укороченные уравнения ищутся в этом случае также в виде разложения по степеням малого параметра ϵ :

$$\dot{\alpha} = \sum_{k=1}^n \epsilon^k A_k(\alpha, \beta, \alpha^*, \beta^*), \quad \dot{\beta} = \sum_{k=1}^n \epsilon^k B_k(\alpha, \beta, \alpha^*, \beta^*). \quad (2,12)$$

Подставляя (2,11), (2,12) в исходное уравнение (2,5) и приравнявая в правой и левой частях (2,5) члены при одинаковых степенях ϵ , для первых двух приближений находим

$$A_1 = jf_{0,0}, \quad B_1 = -jf_{0,1} - j\Delta \beta, \quad (2,13)$$

где

$$\mathbf{f}_{0,k} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{f}_0 e^{-jk\theta} d\theta, \quad \mathbf{f}_0 = \mathbf{f}(\mathbf{R}_0, \mathbf{R}_0^*, \theta), \quad \mathbf{R}_0 = (\mathbf{R})_{\varepsilon=0}. \quad (2,14)$$

Соответственно,

$$\mathbf{A}_2 = j\mathbf{f}_{1,0} + \Delta\mathbf{A}_1 - j\hat{\sigma}_1\mathbf{A}_1, \quad (2,15)$$

$$\mathbf{B}_2 = -j\mathbf{f}_{1,1} - \Delta\mathbf{B}_1 + j\hat{\sigma}_2\mathbf{B}_1, \quad (2,16)$$

где

$$\mathbf{u}_1(\alpha, \beta, \alpha^*, \beta^*, \theta) = \sum_{k(1-k) \neq 0} \frac{\mathbf{f}_{0,k}}{k(1-k)} e^{jk\theta}, \quad (2,17)$$

$$\mathbf{f}_1 = \left(\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{R}} \right)_{\varepsilon=0} \mathbf{u}_1 + \left(\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{R}^*} \right)_{\varepsilon=0} \mathbf{u}_1^* - \hat{\sigma}_2 \mathbf{u}_1, \quad (2,18)$$

$$\mathbf{f}_{1,k} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{f}_1 e^{-jk\theta} d\theta, \quad (2,19)$$

$$\hat{\sigma}_1 = \mathbf{A}_1 \frac{\partial}{\partial \alpha} + \mathbf{B}_1 \frac{\partial}{\partial \beta} + \mathbf{A}_1^* \frac{\partial}{\partial \alpha^*} + \mathbf{B}_1^* \frac{\partial}{\partial \beta^*}, \quad (2,20)$$

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_2 = j\Delta \frac{\partial}{\partial \theta} + \mathbf{A}_1 \left(2 \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial \alpha} - j \frac{\partial}{\partial \alpha} \right) + \mathbf{B}_1 \left(2 \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial \beta} - \frac{\partial}{\partial \beta} \right) + \\ + \mathbf{A}_1^* \left(2 \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial \alpha^*} - j \frac{\partial}{\partial \alpha^*} \right) + \mathbf{B}_1^* \left(2 \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial \beta^*} - \frac{\partial}{\partial \beta^*} \right). \end{aligned} \quad (2,21)$$

Первое приближение асимптотического метода не отличается от метода усреднения Капицы. Второе и последующие уточняют первое и дают возможность последовательно учесть в решении (2,11) малые высокочастотные вибрации (гармоники сигнала и накачки, комбинационные частоты и т. д.), возникающие на фоне основного движения системы.

2.2. Связанные волны в потоке.

Метод связанных волн

Представим радиус-вектор $\mathbf{R}$, входящий в уравнение (2,2), в виде суммы двух циркулярно поляризованных величин¹⁹:

$$\mathbf{R}(z, t) = \mathbf{R}_+(z) e^{j\omega(t-t_0)} + \mathbf{R}_-(z) e^{-j\omega(t-t_0)}, \quad (2,22)$$

где ω — частота, на которой рассматриваются поперечные колебания потока.

Совершенно аналогично в ряде случаев можно представить и

$$(Nm)^{-1} \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i = \mathbf{F}_+(z) e^{j\omega(t-t_0)} + \mathbf{F}_-(z) e^{-j\omega(t-t_0)}. \quad (2,23)$$

Приближенно считая далее, что

$$\frac{d}{dt} \approx \frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial z} = \pm j\omega + v_0 \frac{\partial}{\partial z}, \quad (2,24)$$

для право (+)- и лево (-)-циркулярно поляризованных величин из (2,2) находим

$$-\frac{d^2 \mathbf{R}_{\pm}}{dz^2} \pm j(2\beta_e \mp \beta_c) \frac{d\mathbf{R}_{\pm}}{dz} - \beta_e(\beta_e \mp \beta_c) \mathbf{R}_{\pm} = \frac{1}{v_0^2} \mathbf{F}_{\pm}(z), \quad (2,25)$$

где $\omega/v_0 = \beta_e$, $\omega_c/v_0 = \beta_c$.

В области дрейфа потока ($F_{\pm} \equiv 0$) решение уравнений (2,25) имеет вид

$$R_+(z) = R_{1+} e^{-j(\beta_e - \beta_c)z} + R_{2+} e^{-j\beta_e z}, \quad (2,26)$$

$$R_-(z) = R_{1-} e^{j(\beta_e + \beta_c)z} + R_{2-} e^{j\beta_e z}, \quad (2,27)$$

где $R_{1\pm}$, $R_{2\pm}$ — произвольные константы интегрирования, имеющие смысл амплитуд волн потока.

Таким образом, в пучке, свободно дрейфующем в продольном магнитном поле, могут существовать независимо друг от друга четыре волны: быстрая циклотронная R_{1+} , медленная циклотронная R_{1-} и две синхронные $R_{2\pm}$ с равными фазовыми скоростями *). Иными словами, на фиксированной частоте ω в поперечном направлении пучок обладает четырьмя степенями свободы.

Нетрудно установить связь между кинематическим и волновым подходами, если перейти в движущуюся вдоль оси z со скоростью v_0 систему координат, полагая для этого в (2,26), (2,27) $z = v_0(t - t_0)$. Тогда из (2,22), (2,26) и (2,27) получим

$$R(z = v_0(t - t_0), t) = R_{2+} + R_{2-} + (R_{1+} + R_{1-}) e^{j\omega_c(t - t_0)}. \quad (2,28)$$

Сравнивая (2,28) с (2,7) (при $\varepsilon = 0$), находим

$$\alpha = R_{2+} + R_{2-}, \quad \beta = R_{1+} + R_{1-}. \quad (2,29)$$

Иначе говоря, синхронные волны связаны со смещениями центра орбитального движения относительно оси системы, и, наоборот, существование циклотронных волн вызвано наличием циклотронного вращения центров масс отдельных дисков.

Совершенно аналогично предыдущему, используя метод вариации постоянных в (2,26), (2,27) при дополнительных условиях

$$\frac{dR_{1\pm}}{dz} e^{-j(\pm\beta_e - \beta_c)z} + \frac{dR_{2\pm}}{dz} e^{\pm j\beta_e z} = 0, \quad (2,30)$$

из (2,25) можно получить систему дифференциальных уравнений первого порядка, описывающую поведение нормальных волн потока при наличии внешних возмущающих полей:

$$dR_{1\pm}(z)/dz = -j(\beta_c v_0^2)^{-1} F_{\pm}(z) e^{j(\pm\beta_e - \beta_c)z}, \quad (2,31)$$

$$dR_{2\pm}(z)/dz = j(\beta_c v_0^2)^{-1} F_{\pm}(z) e^{\pm j\beta_e z}. \quad (2,32)$$

К этим основным уравнениям теории связанных волн, при необходимости их упрощения и выделения наиболее интенсивных связей между волнами, могут быть применены идеи усреднения, разложения по малому параметру и т. д.

Оба способа описания поперечных колебаний потока исходят из одного и того же уравнения движения центра масс отдельного диска (2,2). Разделение переменных z и t во втором случае позволило перейти к описанию последовательности дисков (т. е. учесть продольную конфигурацию поперечных колебаний в потоке).

*) Однако в литературе часто волну R_{2+} называют медленной синхронной волной, R_{2-} — быстрой. Основанием этому служит различие в знаках кинетических мощностей этих волн (см. раздел 2.3).

Следует отметить, однако, что если система (2,9), (2,10) является точной и приближения вносятся лишь при последующем ее решении, сам вывод аналогичных уравнений для нормальных волн (2,31), (2,32) связан с ограничениями, вызванными допустимостью использования соотношений (2,22)—(2,24).

Наконец, оба эти метода могут быть распространены и на более общий случай, когда, например, собственные параметры системы ω_c , ν_0 меняются в пространстве и времени.

2.3. Кинетические мощности волн

Средняя за период мощность энергообмена луча с внешним поперечным электрическим полем $\langle W^\perp \rangle$ подсчитана Сигманом²⁰ и Дубравцем²¹. Для циклотронных волн

$$\langle W_{1\pm}^\perp \rangle = I_0 U_0 \beta_c^2 |R_{1\pm}|^2, \quad (2,33)$$

где I_0 , U_0 — ток и потенциал потока, а для синхронных волн энергообмен отсутствует,

$$\langle W_{2\pm}^\perp \rangle \equiv 0, \quad (2,34)$$

поскольку поперечные смещения обладают только продольными скоростями и не взаимодействуют с поперечным полем. Однако часто поперечные поля сопровождаются продольными. Так, например, за счет искривления поля на торцах простейшего конденсаторного устройства связи (рис. 2) продольная компонента поля E в стороне от оси отлична от нуля.

Результат взаимодействия с продольными полями приближенно дается выражениями

$$\begin{aligned} \langle W_{1\pm}^\pm \rangle &= \\ &= -I_0 U_0 \beta_c (\beta_c \pm \beta_e) |R_{1\pm}|^2, \end{aligned} \quad (2,35)$$

$$\langle W_{2\pm}^\pm \rangle = \mp I_0 U_0 \beta_e \beta_c |R_{2\pm}|^2, \quad (2,36)$$

а суммарная мощность энергообмена имеет вид

$$\begin{aligned} \langle W_{1\pm} \rangle &= \langle W_{1\pm}^\perp \rangle + \langle W_{1\pm}^\pm \rangle = \\ &= \pm I_0 U_0 \beta_e \beta_c |R_{1\pm}|^2, \end{aligned} \quad (2,37)$$

$$\begin{aligned} \langle W_{2\pm} \rangle &= \langle W_{2\pm}^\pm \rangle = \\ &= \mp I_0 U_0 \beta_e \beta_c |R_{2\pm}|^2. \end{aligned} \quad (2,38)$$

При решении самосогласованных задач приближенный учет влияния продольных полей формально сводится к замене в выражении для наведенного тока поперечной скорости электронов $v_{e\perp} = dR/dt$ поперечной скоростью луча $v_{l\perp} = \frac{\partial R}{\partial t}$ ^{20, 21}.

В заключение отметим, что возбуждение в потоке медленной циклотронной волны, в отличие от случая возбуждения продольных волн, еще не означает торможения электронов, поскольку смена знака кинетической мощности для этой волны вызвана продольными полями, присутствие которых при поперечном взаимодействии не является обязательным. Энергообмен потока возможен и с волной *TEM*, когда $E_z = 0$.

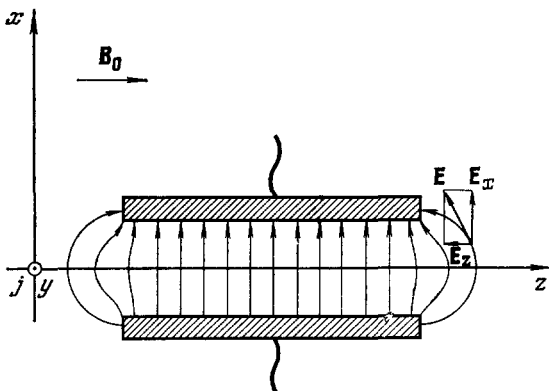


Рис. 2.

3. ПРИНЦИПЫ ФОРМИРОВАНИЯ НИЗКОГО УРОВНЯ ШУМОВ ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН

Можно указать в основном два способа достижения низкого уровня шумов в усилителях, использующих поперечную модуляцию электронного потока. Простейший из них базируется на «охлаждении» быстрой циклотронной волны в пассивном устройстве связи, второй связан с получением низкого уровня шумов той или иной волны непосредственно в процессе формирования потока, т. е. в электронной пушке.

3.1. «Охлаждение» быстрой циклотронной волны электронного потока в пассивном устройстве связи

Схема наиболее распространенного в практике устройства связи в виде плоского конденсатора показана на рис. 3. Однородное поле плоского конденсатора можно рассматривать как участок поля волны с бесконечной фазовой скоростью. В области циклотронного резонанса

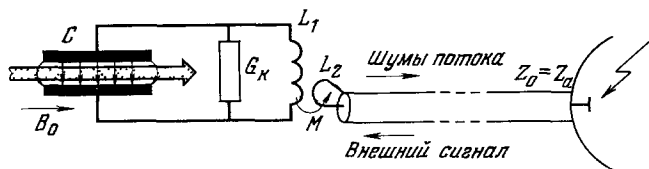


Рис. 3. Схема входного устройства связи емкостного типа с однородным электрическим полем.

C — емкость контура, G_K — эквивалентная активная проводимость потерь в контуре, L_1 , L_2 — индуктивности контура и петли связи, M — коэффициент взаимной индукции, Z_0 , Z_a — волновые сопротивления фидера и антенны.

($\omega = \omega_c$) фазовая скорость быстрой циклотронной волны электронного потока также стремится к бесконечности и, следовательно, возможен эффективный энергообмен этой волны с устройством связи такого типа. И наоборот, конечная и довольно низкая фазовая скорость остальных волн препятствует взаимодействию с ними.

При использовании (2,31), (2,32) можно записать систему самосогласованных уравнений, описывающих взаимодействие поперечных волн с полем плоского конденсатора. Результат ее решений для быстрой циклотронной волны электронного потока имеет вид

$$R_{1+}(l) = R_{01\pm} \left(1 - \frac{2G_{e1+}}{Y} \right) - \frac{2G_{e1+}}{Y} \left[R_{01-}^* \frac{k(\beta_{-}\theta_l)}{k^*(\beta_{+}\theta_l)} + \right. \\ \left. + (R_{02} + R_{02-}^*) \frac{k(\theta_l)}{k^*(\beta_{+}\theta_l)} \right] + S, \quad (3,1)$$

где $R_{01\pm}$, $R_{02\pm}$ — начальные, шумовые амплитуды волн на входе в область взаимодействия, $k(x) = (e^{ix} - 1)/ix$, $\beta_{\pm} = \pm 1 - \beta_c \beta_e^{-1}$, $\theta_l = \beta_e l$, l — длина области взаимодействия, S — член, обусловленный внешним сигналом, поступающим в поток из контура, $Y = Y_e + Y_n + Y_K$, Y_K — собственная эквивалентная проводимость контура; Y_e , Y_n — проводимости, вносимые в контур соответственно электронным потоком и внешней

нагрузкой, причем

$$Y_{e1\pm} = G_{e1\pm} + jB_{e1\pm} = \pm \frac{\omega}{\omega_c} G_0 \left\{ \left[\frac{\sin(\beta_{\pm}\theta_l/2)}{\beta_{\pm}\theta_l/2} \right]^2 \mp 2j \frac{\beta_{\pm}\theta_l - \sin \beta_{\pm}\theta_l}{(\beta_{\pm}\theta_l)^2} \right\}, \quad (3,2)$$

$$Y_{e2\pm} = G_{e2\pm} + jB_{e2\pm} = \mp \frac{\omega}{\omega_c} G_0 \left\{ \left[\frac{\sin(\theta_l/2)}{\theta_l/2} \right]^2 - 2j \frac{\theta_l - \sin \theta_l}{\theta_l^2} \right\}, \quad (3,3)$$

$$Y_e = Y_{e1+} + Y_{e1-} + Y_{e2+} + Y_{e2-}, \quad G_0 = I_0 l^2 / 8 U_0 d^2,$$

d — зазор между пластинами.

В общем случае взаимодействие осуществляется со всеми волнами. Однако если длина пластин такова, что $\theta_l \gg 1$, то в области циклотронного резонанса ($\omega \approx \omega_c$) при

$$2G_{e1+} = Y \quad (3,4)$$

амплитуда быстрой циклотронной волны потока близка к нулю (при $S = 0$) и возможна практически полная передача энергии колебаний (в частности, шумовых) быстрой циклотронной волны электронного потока во внешнюю цепь.

Поскольку $|Y_{e1+}| \gg |Y_{e1-}|$, $|Y_{e2\pm}| \ll |Y_{e1+}|$, условие (3,4) соответствует комплексно сопряженному согласованию проводимостей потока и контура:

$$G_e = G_n + G_k, \quad (3,5)$$

$$B_k + B_n + B_e \equiv 0. \quad (3,6)$$

Условие согласования источника сигнала (антенны) со входом усилителя из-за конечной проводимости потерь в контуре ($G_k \neq 0$) выглядит несколько иначе:

$$G_n = G_e + G_k, \quad (3,5')$$

$$B_k + B_n + B_e \equiv 0. \quad (3,6')$$

Это ухудшает шумовые характеристики прибора в целом, хотя и не очень значительно, поскольку на практике удастся обеспечить $G_k/G_e \sim 0,1$ и менее.

Ли-Вильсон²² установила, что мощность, отобранная из потока и рассеянная во внешней цепи, на несколько порядков меньше мощности поперечных шумовых колебаний в потоке на входе в систему. И тем не менее амплитуда быстрой циклотронной волны на выходе из системы может быть равна нулю. Это говорит о том, что физически механизм «охлаждения» потока является довольно сложным процессом, в котором основная энергия тратится на балансировку (или подфазировку) отдельных электронных орбит таким образом, что векторная сумма поперечных скоростей электронов внутри каждого диска, покидающего емкостный зазор, обращается в нуль *).

Экспериментальные данные свидетельствуют об эффективности такого способа и возможности очень глубокого «охлаждения» потока. Остаточная температура шумов быстрой циклотронной волны на выходе из элемента связи (без учета тепловых шумов, поступающих из контура в поток) может иметь порядок всего лишь 20—30° К²³.

Полоса отбора шумов целиком зависит от широкополосности выполнения условий согласования (3,5), (3,6). Если контур таков, что его собственная частота (ω_k) совпадает с циклотронной (ω_c), а «холодная»

*) Речь идет, конечно, о той части этой суммы, которая ответственна за возбуждение только быстрой циклотронной волны в полосе «охлаждения» потока.

(без учета электронного потока) нагруженная добротность выбрана равной

$$Q_{K, H} = \theta_l G_0 / 6 (G_H + G_K), \quad (3,7)$$

компенсацию реактивностей потока и контура удается получить в определенной полосе частот (рис. 4). Сложнее дело обстоит с активными проводимостями. Если $G_0 = G_K + G_H$ (кривые 1 на рис. 4), то минимальное значение шумов достигается в точке циклотронного резонанса. Целесообразнее бывает выбрать G_0 несколько больше $G_K + G_H$. В этом случае согласование активных проводимостей наблюдается уже в двух симметричных относительно ω_c точках, а рабочая полоса частот получается шире (кривые 2 на рис. 4).

Можно использовать два последовательно расположенных и идентично настроенных резонатора, до известной степени разделив тем самым функции модуляции и демодуляции потока. Это в 1,5–2 раза расширяет рабочую полосу и обеспечивает меньшую критичность усилителя к рассогласованию его входных цепей²⁴. Более широкую полосу можно получить ценой дальнейшего усложнения конструкции прибора при использовании для охлаждения потока цепочки связанных²⁵ или несвязанных²⁶ резонаторов на входе.

В тех случаях, когда взаимодействие необходимо обеспечить в стороне от циклотронного резонанса ($\omega \neq \omega_c$), плоские устройства связи уже не эффективны. Адлер предложил²⁷ и использовал (см. ²⁸) сосредоточенное устройство связи в виде двух скрученных пластин (рис. 5). В зависимости от продольной скорости потока и направления магнитного поля оно может, естественно, обеспечить связь с любой из четырех поперечных волн.

Наконец, с целью расширения рабочей полосы частот неоднократно предлагались различные устройства связи распределенного типа (см., например, ^{29–31}). Сложность здесь, по-видимому, заключается в том, что все они уже не обладают той большой однородностью поля, как это имеет место в рассмотренном выше случае. В каждом из них существенную роль играют продольные поля, которые вызывают дополнительную, неоднородную по сечению диска продольную модуляцию потока. И даже если «охлаждение» (балансировка) и достигается, оно оказывается

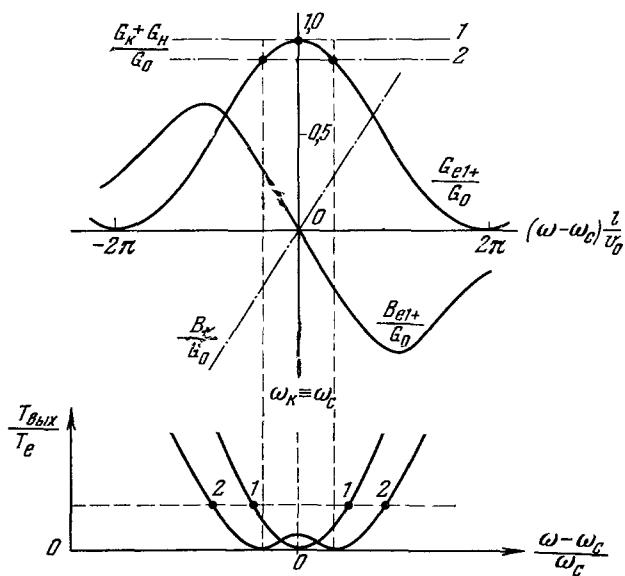


Рис. 4. Типы согласования проводимостей и полоса «охлаждения» потока.

Компенсация реактивностей достигается выбором наклона кривых B_{e1+}/G_0 и B_K/G_0 так, чтобы сумма $(B_{e1+} + B_K)$ обращалась в нуль в области малых расстройек. По отношению к активным проводимостям возможны два варианта: либо $G_0 = G_H + G_K$ (1), либо $G_0 > G_H + G_K$ (2). В первом случае кривая охлаждения потока $T_{\text{вых}}/T_e$ (T_e — эквивалентная температура шумов быстрой циклотронной волны электронного потока на входе в область взаимодействия, $T_{\text{вых}}$ — ее остаточная часть на выходе) имеет один минимум, во втором — два.

неустойчивым и быстро разрушается. Примерно аналогичным образом в стороне от циклотронного резонанса проявляется и естественный разброс продольных скоростей электронов пучка³².

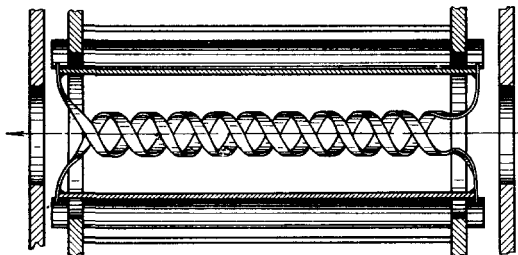


Рис. 5. Скрученное устройство связи сосредоточенного типа.

3.2. Электронные пушки, трансформаторы шума

Вопросы создания электронных пушек с низким уровнем шумов поперечных волн электронного потока наиболее сложны и, возможно, поэтому разобраны в литературе наименее полно.

На ранней стадии основное внимание уделялось статическим задачам формирования однородных потоков небольшого сечения с высокой плотностью пространственного заряда в них³³. Эти вопросы наиболее важны для низкочастотных параметрических усилителей (до 1 кГц), где резонансные магнитные поля низки по величине (до 300 э) и оказывались не всегда достаточными для жесткой фокусировки потока в прикатодной зоне. Высокая плотность пространственного заряда в луче оказывается полезной и в зоне усиления, позволяя избежать расширения потока и его преждевременного перехвата^{15, 34}.

По мере роста интереса к электростатическому непараметрическому принципу усиления, в процессе которого существенную роль играет одна из медленных волн потока, возникал вопрос о величине и путях снижения уровня шумов поперечных волн потока, формируемого электронной пушкой.

Блотекер³⁵, исходя из модели нитевидного потока и предполагая распределение поперечных скоростей на катоде максвелловским, а характер эмиссии по его поверхности — равновероятным, вычислил элементы шумовой матрицы и показал, что эквивалентная температура поперечных волн на поверхности катода равна

$$T_{1\pm}(\omega) = \omega \omega_{\text{CK}}^{-1} T_K, \quad T_{2\pm}(\omega) = \omega_{\text{CK}}^{-1} T_K (1 + \kappa^2), \quad (3,8)$$

где T_K — температура катода, ω_{CK} — значение циклотронной частоты на его поверхности,

$$\kappa^2 = \frac{(|x|^2 + |y|^2) \omega_c^2}{(|v_x|^2 + |v_y|^2)} = \Gamma^2 \frac{m \omega_{\text{CK}}^2 d^2}{16 k T_K}$$

характеризует отношения мощностей флуктуаций поперечных смещений и поперечных скоростей, Γ^2 — фактор депрессии в минимум-потенциале, k — постоянная Больцмана, d — диаметр катода.

Если относительный уровень флуктуаций поперечных координат незначителен, то линейным трансформатором шума без потерь можно перераспределить энергию шумов в потоке таким образом, чтобы снизить уровень шумов хотя бы одной из циклотронных волн. Эта идея высказывалась в литературе, по существу, неоднократно, хотя и с несколько различных точек зрения^{36, 37}.

Вессел-Берг и Блотекер³⁷ рассчитали минимальное значение эквивалентной температуры шумов циклотронных волн

$$(T_{1\mp})_{\min} = \omega \omega_{\text{CK}}^{-1} T_K \{ [\kappa^2 + (\kappa^4/4)]^{1/2} - (\kappa^2/2) \}. \quad (3,9)$$

При $\omega \approx \omega_{\text{СК}}$ снизить температуру циклотронных волн можно только при малых k , что требует весьма малых диаметров катода (0,05 мм и менее), особенно для высокочастотных ламп *).

В связи с этим высказывалось много мнений, как с помощью токоперехвата³⁸ или разброса продольных скоростей³⁹ (т. е. с помощью преобразователей с потерями) можно преодолеть теоретический минимум, рассчитанный Вессел-Бергом и Блотекером. Ряд результатов общего типа получен в этом направлении Хартом⁴⁰. Однако до сих пор нельзя указать достаточно надежный механизм такого процесса, и этот вопрос остается, по сути дела, открытым. Недостаточно ясна также роль кулоновского взаимодействия в наиболее интересной прикатодной, многоскоростной зоне. Полезны были бы сведения о влиянии типа катода, характера и вида активирующего покрытия на уровень шумов поперечных волн.

4. ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ (ЭПУ)

Параметрическое усиление циклотронных волн электронного потока возможно в любом неоднородном высокочастотном поле. В первых усилителях, предложенных Адлером⁴¹, поля накачки создавались дипольным конденсатором, который, в отличие от входного, имел пластины искривленной формы. Позже Уэйд (см. ⁴²) предложил использовать для этих целей поле квадрупольного конденсатора, которое строго линейно по радиусу (что обеспечивает линейность процессов усиления) и периодически по азимуту **).

Комплексное поле сосредоточенной, скрученной квадрупольной структуры в принятых ранее обозначениях может быть записано в виде

$$E(R, t) = E_x + jE_y = -2V_0 a^{-2} R^* e^{2j\beta_q z} \cos[\omega_p(t - t_0)], \quad (4,1)$$

где V_0 — потенциал квадрупольных пластин, a — минимальное расстояние от оси системы до пластин, β_q — постоянная пространственного вращения квадрупольной структуры, ω_p — частота накачки.

Выражение (4,1) описывает основные типы квадрупольных полей, используемых в сверхмалошумящих усилителях циклотронных волн. В ЭПУ вырожденного типа пространственное вращение поля отсутствует ($\beta_q \equiv 0$), а частота накачки примерно равна удвоенной сигнальной частоте ($\omega_p \approx 2\omega \approx 2\omega_c$). В невырожденном варианте $\beta_q \neq 0$, а $\omega_p \approx n\omega$, $n > 2$. В электростатических структурах $\omega_p \equiv 0$, $\beta_q \neq 0$.

В параметрических усилителях решающим, с точки зрения уровня собственных шумов, является процесс отбора шума во входном устройстве связи. Поэтому в зоне усиления (а точнее, во всех последующих элементах прибора) балансировка орбит, достигнутая при этом, не должна быть разрушена; результат воздействия внешних полей на отдельную циклотронную орбиту не должен зависеть от ее положения внутри диска. Математически этому требованию можно удовлетворить, если внешние поля будут адиабатическими, а уравнение для $\dot{\beta}$ в первом приближении является линейным и не зависит от α и α^* , т. е. необходимо, чтобы в (2,12)

$$B_1 = C\beta + D\beta^* \neq f(\alpha, \alpha^*) \quad (\varepsilon \ll 1), \quad \dot{\alpha} \neq \dot{\alpha}(\beta, \beta^*) \quad (4,2)$$

где C, D — постоянные коэффициенты.

По отношению к электрону, движущемуся со скоростью v_0 ($z_k = v_0(t - t_0)$), поле вида (4,1) расщепляется на два компонента с частотами

*) По-видимому, физически возможно, а технически значительно проще осуществить минимизацию для ленточного луча (когда только один из размеров катода ничтожно мал).

**) Можно показать, что последнее требование необходимо, чтобы разностная волна была циклотронной.

$\omega_{pe_1} = \omega_p + 2\beta_q v_0$ и $\omega_{pe_2} = -\omega_p + 2\beta_q v_0$. С каждым из них в зависимости от величины и направления магнитного поля может быть осуществлено резонансное взаимодействие. Допустим, что таковым является ω_{pe_1} . Тогда $\omega_{pe_1} \approx 2\omega_c^*$, $\omega_{pe_1} \equiv 2\omega_{0e}$, а функция $f(R, R^*, \theta)$ из (2,9) приобретает вид

$$f(R^*, \theta) = R^* (e^{2j\theta} + e^{-2j\gamma\theta}), \quad \varepsilon = e'V_0/a^2\omega_{0e}^2, \quad (4,3)$$

где $\gamma = \omega_{pe_2}/\omega_{pe_1}$.

Если γ — целое число, требование (4,2) будет выполнено, а решение задачи в соответствии с (2,11)—(2,21) приобретает вид

$$R(\theta) = \alpha(\theta) + \beta(\theta) e^{j\theta} - \varepsilon [(\alpha^* e^{j2\theta}/2) + (\alpha^* e^{-j2\theta}/6) + (\beta^* e^{-j3\theta}/12)], \quad (4,4)$$

причем

$$\alpha = \alpha_0 e^{-2j\varepsilon^2/3}, \quad (4,5)$$

$$|\beta|^2 |\beta_0|^{-2} = \text{ch}^2 \tau + (s^2 \sin^2 \varphi_0 + s^{-2} \cos^2 \varphi_0) \text{sh}^2 \tau - \\ - [(s + s^{-1}) \sin 2\varphi_0 \text{sh} 2\tau/2], \quad (4,6)$$

$$e^{j\varphi} = (\text{ch} \tau e^{j\varphi_0} - \{\text{sh} \tau [(s^{-1} - s) e^{j[\varphi_0 + (\pi/2)]} + (s^{-1} + s) e^{-j[\varphi_0 - (\pi/2)]}]/2\}) |\beta|^{-1} |\beta_0|, \quad (4,7)$$

где

$$\tau = \{(1 - \varepsilon\Delta)^2 - [\Delta - (13\varepsilon/12)]^2\}^{1/2} \varepsilon\theta, \quad s = \{(1 - \varepsilon\Delta) - [\Delta - (13\varepsilon/12)]\}^{1/2} \times \\ \times \{(1 - \varepsilon\Delta) + [\Delta - (13\varepsilon/12)]\}^{-1/2},$$

α_0, β_0 — начальные значения циклотронного и синхронного радиусов на входе в квадрупольную зону, $\varphi = \arg \beta$.

Синхронные волны (синхронные радиусы) не усиливаются в квадрупольном поле. Имеет место лишь слабый дрейф фазы синхронного движения второго порядка малости по ε .

Усиление циклотронного движения линейно, но фазоселективно. Коэффициент усиления зависит от начальной фазы φ_0 , отсчитанной относительно половины фазы накачки (при $\omega_p \approx 2\omega_c$). Максимум усиления в первом приближении достигается при точном равенстве $\omega_c = \omega_{pe}/2$, во втором — при небольшой расстройке ($\sim \varepsilon^2$).

Для некогерентного входного сигнала φ_0 — линейная функция времени. Наличие глубоких биений, в соответствии с (4,6), в волновом представлении говорит о рождении дополнительной (циклотронной) волны, амплитуда которой близка к сигнальной, а частота равна разности $\omega_p - \omega$. Амплитуды всех остальных комбинационных частот не менее чем в ε раз меньше основных (см. (4,4)). Коэффициент усиления сигнальной и разностной волн по мощности из (4,4)—(4,7) и (2,37) соответственно равны

$$G(\delta\delta) = 10 \lg \{\text{ch}^2 \tau + [(s - s^{-1})^2 (\text{sh}^2 \tau/4)]\}, \quad (4,8)$$

$$G_i(\delta\delta) = 10 \lg [(s + s^{-1})^2 (\text{sh}^2 \tau/4)] (|\omega_p - \omega|/\omega)^{-1}. \quad (4,9)$$

Шумы, существующие в потоке на разностной волне $\omega_i = \omega_p - \omega$, усиливаясь в квадрупольной зоне накачки, приводят к появлению разностных компонент $\omega_p - \omega_i = \omega_p - (\omega_p - \omega) = \omega$, которые попадают в канал сигнала и значительно ухудшают коэффициент шума прибора. Анализируя (4,4), можно показать, что вклад шумов от волн остальных комбинационных частот можно всегда сделать незначительным путем выбора подходящего значения малого параметра ε .

*) Можно показать, что нарастающие решения возможны только при $\omega_{pe} \approx 2\omega_c/n$. Случай $n = 1$ рассматривается ниже; $n = 2$ — периодический обмен энергией между циклотронными и синхронными движениями ((4,2) не выполняется), а при $n > 2$ (усилители с «низкочастотной» накачкой), хотя усиление циклотронных волн и возможно, удовлетворить условию (4,2) также не удастся.

4.1. Вырожденные ЭПУ

Вырожденный вариант прибора возник исторически первым и получил наибольшее распространение. В таком усилителе используется частота

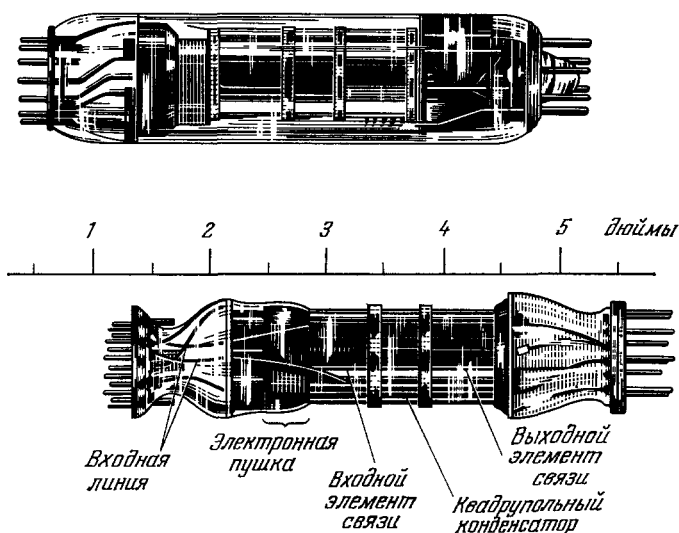


Рис. 6. Общий вид и конструкция низкочастотного варианта усилителя Адлера ⁴².

Рабочая частота прибора 560 Мгц, коэффициент усиления 20—30 дБ, эквивалентная температура собственных шумов $\sim 100^\circ \text{К}$.

накачки $\omega_p \approx 2\omega_c \approx 2\omega$ и, следовательно, разностная частота близка к сигнальной $\omega_i \approx \omega$. Известны усилители этого типа, работающие на частотах от 200 ⁴³ до 4000 Мгц ²³.

Низкочастотные варианты используют в качестве устройств связи сосредоточенные LC-контуры, располагаемые обычно непосредственно в колбе лампы (рис. 6). Квадрупольное поле возбуждается гиперболическими пластинами либо четырьмя круглыми стержнями (рис. 7).

Высокочастотные приборы используют обычно объемные резонаторы с ламелями, образующими зазоры взаимодействия емкостного типа (рис. 8).

Основной недостаток вырожденных систем связан с перекачкой шумов из разностного канала, благодаря которой минимальное значение эквивалентной одноканальной температуры собственных шумов конечно и определяется температурой шумов источника сигнала (антенны) на разностной частоте

$$T_{\text{ЭПУ min}} \approx [(\omega_p - \omega)/\omega]^{-1} \text{th } \tau T_a \sim T_a, \quad (4,10)$$

где T_a — температура шумов антенны. Кроме того, если частота принимаемого сигнала ω оказывается близкой по величине к $\omega_p/2$, разностная

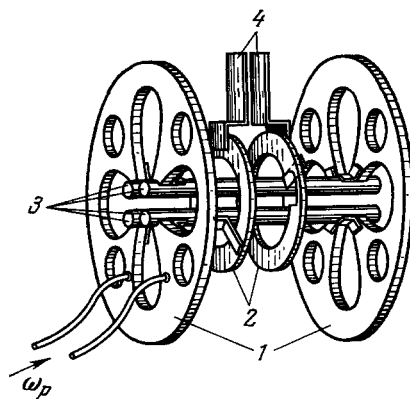


Рис. 7. Низкочастотная структура для возбуждения квадрупольного поля накачки.

1 — индуктивные элементы, 2 — связи для фиксации квадрупольного типа колебаний, 3 — круглые цилиндрические стержни, возбуждающие квадрупольное поле, 4 — подстроечный элемент емкостного типа.

компонента вместе с сигнальной попадает в полосу УПЧ и искажает форму принимаемого сигнала. Поэтому центральная часть полосы пропускания вырожденных ЭПУ оказывается обычно непригодной к использованию.

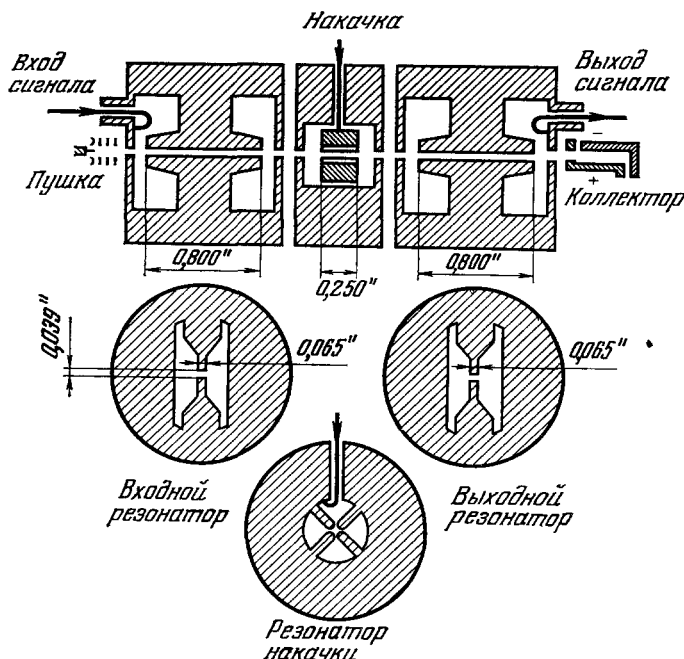


Рис. 8. Конструкция высокочастотного усилителя Ашкина²³ (размеры приведены в дюймах).

Рабочая частота 4137 Мгц, эквивалентная температура собственных шумов 58° К, коэффициент усиления 20 дб, динамический диапазон 100 дб.

4.2. ЭПУ невырожденного типа

Первые попытки построить ЭПУ невырожденного типа основывались на стремлении разнести сигнальный и разностный каналы (симметрично относительно $\omega_c \approx \omega_p/2$) с тем, чтобы входные и выходные цепи усилителя были развязаны друг от друга на разностной частоте. Схема такого усилителя приведена на рис. 9, б. Фазовые скорости сигнальной и разностной волн в этом случае конечны, противоположны по знаку и равны по абсолютной величине. Минимальное значение коэффициента шума такого усилителя практически определяется уровнем тепловых шумов контура, работающего на разностной частоте. Возможно также комбинированное устройство связи, взаимодействующее с потоком одновременно на сигнальной и разностной частотах (рис. 9, а). Однако оно обеспечивает меньшую эффективность взаимодействия по сравнению со скрученной системой²⁸.

Более совершенная конструкция невырожденного ЭПУ реализована Адлером и Хрбеком²⁸. Частота накачки была выбрана значительно выше сигнальной ($\omega_p \approx 5\omega$). Один из каналов (сигнальный) работает здесь по-прежнему в зоне циклотронного резонанса ($\omega_c \approx \omega$, и продольный разброс скоростей не играет особой роли). Охлаждение потока на разностной частоте осуществляется скрученным устройством связи (так как $\omega_i \approx 4\omega_c$), а усиление происходит в скрученной квадрупольной системе

(чтобы сохранить $\omega_{pe} \approx 2\omega_c$, т. е. $\Delta = 0$, и обеспечить этим параметрический резонанс основного типа).

Дополнительная температура шумов за счет разностного канала $\Delta T = [\omega/(\omega_p - \omega)] T_H \approx T_H/4$ (T_H — температура нагрузки разностного контура — определяет минимальное значение коэффициента шума прибора). Схема и общий вид такого усилителя показаны на рис. 10.

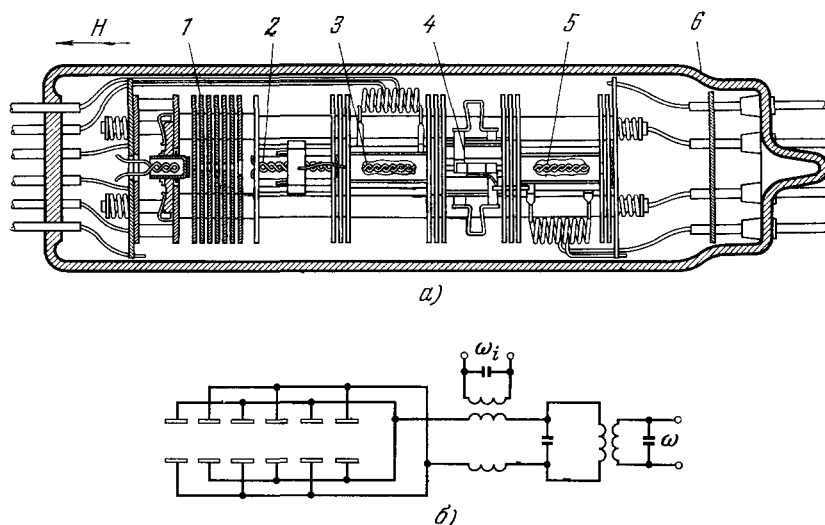


Рис. 9. Схема усилителя невырожденного типа с разнесенными сигнальным и разностным каналами (использованы устройства связи скрученного типа) (б) и двухчастотное устройство связи для взаимодействия с электронным потоком одновременно на сигнальной и разностной частотах (а).

1 — электронная пушка, 2 — устройство для охлаждения быстрой циклотронной волны электронного потока на разностной частоте, 3 — входное устройство связи, 4 — квадрупольная зона усиления, 5 — выходное устройство связи (аналогичное входному), 6 — стеклянный корпус усилителя.

Скрученные системы существенно затрудняют техническое изготовление невырожденных приборов, особенно в коротковолновой части дециметрового и в сантиметровом диапазоне длин волн. Выходом из такого положения может служить двухлучевой усилитель, построенный по компенсационному принципу^{44, 45}. Конструкция его показана на рис. 11⁴⁵. В усилителе используются два электронных потока. В оба потока синфазно вводится полезный сигнал и также синфазно на выходе он извлекается. Усиление происходит в противофазных квадрупольных полях равной интенсивности, благодаря чему волны разностной частоты на выходе противофазны друг другу (их фаза зависит от фазы поля накачки) и не возбуждает токов в выходном устройстве связи. Охлаждение шумов потоков достигается в системе двух резонаторов. Первый из них имеет противофазные плоские поля, второй (входной) — синфазные. Шумовые колебания в потоках на выходе из первого резонатора коррелированы (равны друг другу⁴⁵) и благодаря этому затем полностью удаляются во входном устройстве связи. Все это относится к собственным шумам потоков. Тепловые шумы согласованной нагрузки коррелирующего резонатора противофазно вводятся в поток и не взаимодействуют с входным устройством связи, поэтому коэффициент шума ограничен величиной

$$F_{\min} = 1 + T_H T_0^{-1}, \quad (4.11)$$

где T_n — температура согласованной нагрузки коррелирующего резонатора, $T_0 = 293^\circ \text{K}$.

Это является недостатком двухлучевого усилителя, хотя источник шумов локализован вне усилителя и возможность его охлаждения не исключается. Идентичность условий, в которых находятся потоки и связанная с этим надежность подавления разностного канала, простота

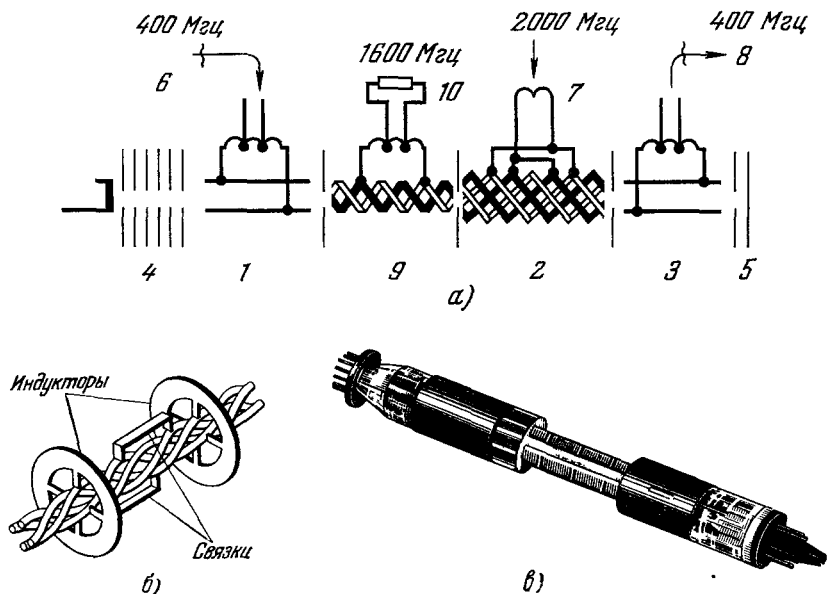


Рис. 10. а) Схема. б) Скрученная квадрупольная структура. в) Внешний вид невырожденного ЭПУ Адлера и Хребка

1 — входное устройство связи плоского типа, 2 — скрученная квадрупольная система, 3 — выходное устройство связи, 4 — электронная пушка, 5 — коллектор, 6 — нагрузка источника сигнала, 7 — индуктивность контура накачки, 8 — выходная нагрузка усилителя, 9 — скрученное устройство связи для охлаждения потока на разностной частоте, 10 — согласованная нагрузка разностного контура. Коэффициент шума усилителя 1,9 дБ (при охлаждении нагрузки 10 до температуры жидкого азота — 1,3 дБ).

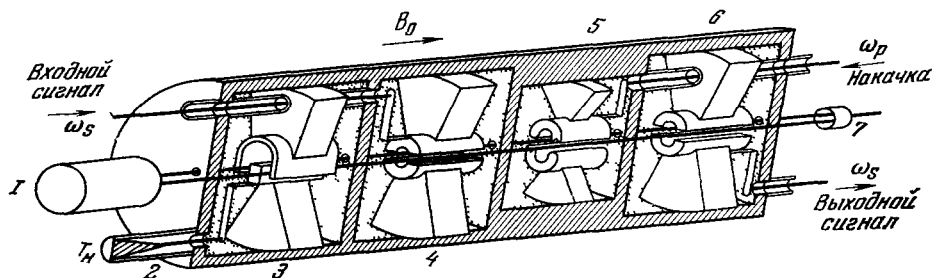


Рис. 11. Конструкция двухлучевого усилителя.

1 — электронная пушка, 2 — согласованная нагрузка коррелирующего резонатора, 3 — коррелирующий шум потоков противозафазный резонатор, 4 — входной резонатор с синфазными полями, 5 — резонатор накачки с противофазными квадрупольными полями (использована структура Ашкина ⁵², возбуждающая один квадрант квадрупольного поля), 6 — выходной резонатор с синфазными полями, 7 — коллектор.

конструкции (отсутствуют скрученные системы), низкая частота накачки (по-прежнему $\omega_p \approx 2\omega_c$) и отсутствие каналов, работающих с конечной фазовой скоростью (продольный разброс скоростей не играет особой роли), относятся к несомненным преимуществам такого прибора.

5. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ (ЭСУ)

5.1. Механизм электростатического усиления

Основная идея электростатического усиления циклотронных волн потока основана на использовании того обстоятельства, что для нарастания циклотронного радиуса β достаточно, чтобы эффективная, доплеровски сдвинутая частота внешнего (квадрупольного) поля, действующего на отдельный движущийся электрон, была близка к удвоенной циклотронной частоте (см. (4,3)–(4,7)). А это не требует обязательно высокочастотной накачки ($\omega_p \neq 0$). Резонансное взаимодействие (усиление) будет наблюдаться и в скрученной электростатической квадрупольной структуре, если шаг ее пространственного вращения и продольная скорость потока подобраны так, что

$$\omega_{pe1} = 2\beta_q v_0 \approx 2\omega_c, \quad \omega_p \equiv 0. \quad (5,1)$$

Соотношения (4,1)–(4,9) остаются справедливыми и в этом случае. Существенное отличие, с волновой точки зрения, проявляется здесь в том, что роль быстрой (при $\omega_p > \omega$) циклотронной волны на разностной частоте начинает теперь играть медленная циклотронная волна на частоте сигнала ω . Ее коэффициент усиления определяется тем же выражением (4,9) при $\omega_p \equiv 0$ *). Эта волна практически не возбуждается во входном устройстве связи и не извлекается из потока в выходном. Тем самым она не может приводить к искажению формы сигнала на выходе ЭСУ, и связанное с этим ограничение по широкополосности, характерное для выраженных параметрических систем, уже не имеет места. И, наоборот, медленная циклотронная волна, взаимодействуя с винтовым полем электростатического квадруполя и усиливаясь, рождает быструю циклотронную волну той же частоты. Следовательно, шумы медленной циклотронной волны электронного потока в процессе электростатического усиления будут попадать в канал сигнала, т. е. в канал быстрой циклотронной волны. Уровень собственных шумов электростатического усилителя будет поэтому определяться уровнем шумов медленной циклотронной волны электронного потока на входе в усилитель.

5.2. Формирование низкого уровня шумов в ЭСУ

Температуру циклотронных волн электронного потока непосредственно у поверхности катода можно сделать сколь угодно низкой, если катод поместить в магнитное поле, напряженность которого такова, что $\omega_{ck} \gg \omega$ (см. (3,8)). И, наоборот, в рабочей области ЭСУ необходимо иметь $\omega_c \approx \omega$, если используются устройства связи конденсаторного типа.

*) Вообще говоря, механизм усиления в ЭСУ несколько отличается от ЭПУ. Приращение энергии поперечного (циклотронного) движения потока происходит за счет уменьшения энергии его продольного движения. Торможение же электронных орбит вызывает рассинхронизм потока с внешним полем ($\omega_{pe}(z) \neq 2\omega_c$, $\Delta(z) \neq 0$), что может заметно снижать величину результирующего усиления. Этот эффект существен и при весьма низких входных сигналах, поскольку поперечная энергия шумовых колебаний в потоке при узкой зоне параметрического резонанса ($\epsilon \ll 1$) может оказаться достаточной, чтобы привести к весьма существенной расстройке Δ . Нейтрализовать этот эффект можно, например, если подобрать профиль магнитного поля таким образом, чтобы условие $\Delta = 0$ сохранялось вдоль всей длины квадрупольной системы.

Проблема получения низкого уровня собственных шумов ЭСУ будет, таким образом, решена, если удастся сформировать (сфокусировать, ускорить) поток и снизить напряженность магнитного поля, сохранив при этом неизменным полученный на поверхности катода низкий уровень шумов циклотронных волн.

При определенных условиях это оказывается возможным. Поперечное движение центра масс диска в статических азимутально-симметричных электрическом (линзы пушки) и магнитном полях в параксиальном приближении описывается уравнением ⁴⁶

$$\frac{d^2 \mathbf{R}}{dt^2} - j\omega_c(z) \frac{d\mathbf{R}}{dt} = \frac{1}{2} \left[j \frac{d\omega_c(z)}{dt} - e' \frac{d^2 \Phi_0(z)}{dz^2} \right] \mathbf{R}, \quad (5,2)$$

где $\Phi_0(z)$ — электрический потенциал на оси системы. Используя представления в виде связанных волн и считая в (2,22)–(2,32) ω_c, ν_0 функциями продольной координаты z , получим

$$\frac{d\mathbf{R}_{1\pm}}{d\theta} = -[\mu(\theta) - j\varepsilon(\theta)] \mathbf{R}_{1\pm} + [\mu(\theta) + j\varepsilon(\theta)] \mathbf{R}_{2\pm} e^{-j\theta}, \quad (5,3)$$

$$\frac{d\mathbf{R}_{2\pm}}{d\theta} = [\mu(\theta) - j\varepsilon(\theta)] \mathbf{R}_{1\pm} e^{+j\theta} - [\mu(\theta) + j\varepsilon(\theta)] \mathbf{R}_{2\pm}, \quad (5,4)$$

где $\theta = \int_{z_0}^z \beta_c dz$ — пролетный угол, $2\mu(\theta) = \omega_c^{-1} d\omega_c/d\theta$ — относительное изменение циклотронной частоты на радиан пролетного угла, $\varepsilon(\theta) = (e'/2\omega_c^2) d^2\Phi_0/dz^2$ — параметр, характеризующий относительную интенсивность радиальных электрических сил.

Из (5,3), (5,4) и (2,37), (2,38) сразу следует, что суммарная кинетическая мощность волн с одинаковой поляризацией в азимутально-симметричных полях остается неизменной:

$$\langle W_{1\pm} \rangle + \langle W_{2\pm} \rangle = \text{const}_{\pm}, \quad (5,5)$$

а волны с различным знаком поляризации друг с другом не взаимодействуют, вне зависимости от интенсивности внешних полей.

Если параметры $\mu(\theta)$ и $\varepsilon(\theta)$, входящие в систему (5,3)–(5,4), малы по модулю и не зависят от пролетного угла θ (или по крайней мере являются достаточно медленными функциями θ), то в первом приближении из (5,3), (5,4) (после усреднения по θ) получается необходимый результат *):

$$\langle W_{1\pm} \rangle = \text{const}_{\pm}, \quad \langle W_{2\pm} \rangle = \text{const}_{\pm}. \quad (5,6)$$

Таким образом, в адиабатических азимутально-симметричных полях кинетические мощности волн (и их эквивалентные шумовые температуры) остаются неизменными, причем степень точности выполнения этого улучшается при усилении неравенств

$$\begin{aligned} \max |\varepsilon(\theta)| &\ll 1, \quad \max |\mu(\theta)| &\ll 1, \\ |\varepsilon^{-1} d\varepsilon/d\theta| &\ll 1, \quad |\mu^{-1} d\mu/d\theta| &\ll 1, \end{aligned} \quad (5,7)$$

*) При кинематическом рассмотрении соответствующие инварианты имеют вид

$$\omega_c(z) (|\boldsymbol{\beta}|^2 - |\boldsymbol{\alpha}|^2) = \text{const}, \quad (5,5')$$

$$\omega_c(z) |\boldsymbol{\beta}|^2 = \text{const}, \quad \omega_c(z) |\boldsymbol{\alpha}|^2 = \text{const}. \quad (5,6')$$

Первое условие (5,5') аналогично теореме Буша, записанной для азимутально-симметричных полей в терминах $\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta}$, и неоднократно формулировалось Гордоном ^{46, 47}. Наконец, наиболее важный инвариант $|\boldsymbol{\beta}|^2 \omega_c = \text{const}$ отражает известное положение механики об адиабатической инвариантности отношения энергии колебаний одномерного гармонического осциллятора ($W^{\perp} \sim \omega_c^2 |\boldsymbol{\beta}|^2$) к собственной частоте его колебаний ω_c ⁴⁸.

потока, где поле убывает до резонансного значения, имела длину ~ 50 мм. Диаметр луча увеличивался от 0,13 (вблизи катода) до 0,4 мм (в рабочей области). Параметр адиабатичности μ был близок к 0,015. Сила тока луча равна 15 мка при потенциале 6 в. Собственная температура медленной волны потока была получена около 120° К, а коэффициент шума усилителя 2 дБ при коэффициенте усиления 20 дБ.

Для более высокочастотного образца ($\omega/2\pi \sim 1300$ МГц) с меньшим перепадом полей ($\omega_{СК}/\omega = 4$) зарегистрирован, как и ожидалось, несколько больший коэффициент шума, равный 3,5 дБ. Эти цифры, конечно, не являются предельными и могут быть значительно улучшены.

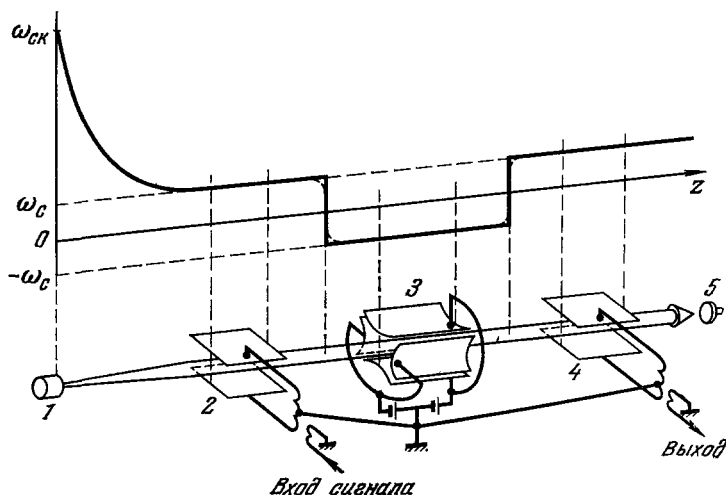


Рис. 13. Схема ЭСУ с реверсивным магнитным полем.

1 — электронная пушка, 2 — входное устройство связи плоского типа, 3 — прямой электростатический квадруполь, 4 — выходное устройство связи, 5 — коллектор.

Наряду с четырехзаходной спиралью известны различные геометрические структуры, позволяющие реализовать усиление за счет активной связи быстрой и медленной циклотронных волн (система повернутых квадруполь, плоские системы типа гребенки и т. д.). Наиболее «гладкое» поле позволяют получить, конечно, системы с плавным пространственным вращением.

Однако в любом случае пространственное вращение структуры и замена гиперболических пластин круглыми (спираль) приводят к экранировке поля, вызывая уменьшение эффективного значения V_0 в выражении (4,1). По этой же причине возбуждаются и дополнительные компоненты поля более высокого порядка, чем квадрупольный⁴⁹. Все это — нежелательные явления, и вопросы оптимизации структур еще ждут своего решения в инженерно-физическом плане.

Исключить необходимость в пространственном вращении квадрупольного поля можно в диффроне с реверсивным, т. е. изменяющим знак, магнитным полем⁵⁰. Схема его показана на рис. 13.

Если по отношению к движущемуся электрону напряженность магнитного поля меняется скачком и пролетный угол θ не успевает за это время существенно измениться ($|\delta\theta| \ll 1$), то, вне зависимости от конкретного профиля изменения поля, амплитуды волн определяются только

начальным (ω_{c0}) и конечным (ω_c) значениями циклотронной частоты *):

$$R_{1\pm} = [(\omega_c + \omega_{c0})/2\omega_c] R_{01\pm} + [(\omega_c - \omega_{c0})/2\omega_c] R_{02\pm}, \quad (5,8)$$

$$R_{2\pm} = [(\omega_c - \omega_{c0})/2\omega_c] R_{01\pm} + [(\omega_{c0} + \omega_c)/2\omega_c] R_{02\pm}, \quad (5,9)$$

где $R_{01\pm}$, $R_{02\pm}$ — амплитуды волн до скачкообразного изменения магнитного поля, $R_{1\pm}$, $R_{2\pm}$ — после него.

Это позволяет при использовании симметрично-реверсивного скачка магнитного поля ($\omega_c = -\omega_{c0}$) перевести информацию из циклотронных волн в синхронные, усилить их в электростатическом (не скрученном) квадрупольном поле, а затем, использовав еще раз реверсивное поле, вывести усиленный сигнал обычным устройством связи плоского типа.

Возможность практической реализации такого усилителя существенно облегчается тем, что конкретный профиль магнитного поля в области скачка не играет роли. Кроме того, полного энергообмена всегда можно достичь, если в области реверса магнитного поля ввести корректирующее поле электростатической линзы ⁴⁶.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Низкий уровень собственных шумов (~ 100 — 200° К и менее), высокая электрическая прочность (известен опыт работы ЭПУ в РЛС без разрядника), стабильность работы, связанная с отсутствием внутренней обратной связи через замедляющую структуру или поток, исключительная линейность в широком динамическом диапазоне (100 дБ и более), высокая фазовая стабильность и независимость набега фазы в усилителе от уровня проходящей мощности — все эти качества являются характерными для усилителей циклотронных волн и привлекают к ним заслуженное внимание.

Из параметрических приборов наиболее перспективны усилители невырожденного типа, позволяющие частично или полностью устранить недостатки, связанные с присутствием разностной волны. Однако во многих случаях, когда уровень шумов, поступающих из холостого канала, незначителен или одновременно сопровождается полезным сигналом (космическая связь, радиоастрономия и т. д.), преимущества вырожденных ЭПУ проявляются наиболее полно.

Электростатический усилитель (дифтрон) вообще не требует источника высокочастотной накачки и не имеет разностного канала, сохраняя все основные преимущества сверхмалошумящих усилителей циклотронных волн, и в этом смысле он наиболее перспективен. Кроме того, низкий уровень шумов циклотронных волн в потоке приводит к большей широкополосности электростатического усилителя и меньшей критичности к рассогласованию его входных цепей. Именно для дифтрона, по-видимому, наиболее перспективны распределенные устройства связи, поскольку механизм «охлаждения» электронного потока в нем справедлив независимо для каждой отдельной электронной орбиты. Поэтому, в отличие от ЭПУ, наличие небольших продольных полей во входном и выходном устройствах связи подобного типа не должно в заметной степени отражаться на эквивалентной температуре собственных шумов усилителя. Весьма перспективно применение распределенных систем для создания

*) Этот результат можно получить, если проинтегрировать систему (5,3) (5,4) при $\varepsilon = 0$, $e^{\pm j\theta} \approx 1$. Для частного случая косинусоидального изменения профиля поля в короткой магнитной линзе подобные выражения несколько иным путем получены в работе ⁵¹.

на базе диффрона сверхмаломощного усилителя типа узкополосного, легко перестраиваемого фильтра с повышенной помехоустойчивостью⁵³ и т. д.

Хотя в создании усилителей достигнуты определенные успехи и технические параметры этих приборов уже сегодня ставят их в ряды наиболее совершенных входных усилителей радиоприемных устройств, тем не менее многие вопросы еще недостаточно изучены и разработаны.

Существующая теория является простейшей и позволяет описать, по существу, лишь наиболее ярко выраженные эффекты. Еще часто в инженерной практике приходится полагаться на качественные соображения и интуицию, ввиду отсутствия надежных результатов теории по тем или иным вопросам. Практически еще не ясен вопрос о наиболее эффективных путях и способах расширения рабочей полосы усилителей циклотронных волн. Хотя отдельные теоретические исследования уже проводились, в основном пока используются лишь резонансные элементы связи, позволяющие реализовать полосу порядка нескольких процентов центральной частоты.

Недостаточно разработан вопрос о формировании низкого уровня шумов циклотронных волн непосредственно в электронной пушке. Многие возможности здесь еще, по-видимому, не выяснены и не использованы. Решение этой проблемы позволило бы существенно облегчить и предыдущую задачу, поскольку в этом случае основной функцией входного элемента связи становится модуляция электронного потока внешним сигналом, а наиболее критичная к расстройке операция демодуляции его шумов уже не играет решающей роли. Возможно, для низкошумящих потоков станут приемлемыми и отдельные виды распределенных устройств связи, т. е. существенно более широкополосные структуры.

До сих пор в литературе отсутствуют какие-либо надежные экспериментальные данные об уровне шумов синхронных волн в электронных потоках, хотя знание этого весьма важно при разработке приборов, а точность и границы применимости теоретической формулы (3,8) уже давно вызывают сомнения³⁵.

Определенные перспективы для усилителей имеет замена круглого луча ленточным. Это позволяет снизить роль краевых эффектов (связь с синхронными и медленной циклотронной волнами), дает возможность расширить динамический диапазон и т. д. Возможно, именно такая конфигурация луча окажется наиболее пригодной при использовании распределенных устройств связи плоского типа.

Наконец, еще не уделялось должного внимания вопросам микроминиатюризации приборов. Целенаправленные работы по уменьшению габаритов, веса, применению (частичному и полному) постоянных магнитов и т. д., несомненно, во многом могут улучшить технико-эксплуатационные характеристики сверхмаломощных усилителей циклотронных волн. Трудно предсказать все пути и результаты работы по дальнейшему улучшению приборов. Однако нет сомнения в их перспективности и широких возможностях для совершенствования.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. P. Smith, C. I. Shulman, Proc. IRE 35, 644 (1947).
2. C. L. Cuccia, RCA Rev. 10, 270 (1949).
3. A. Ashkin, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 101, 449 (опубл. 20.08. 1963 г.).
4. A. Ashkin, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 009, 078 (опубл. 14.10. 1961 г.).
5. R. Adler, G. Wade, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 090, 925 (опубл. 21.05. 1963 г.).

6. R. Kompfner, Патент США, кл. 330—4.7, № 2, 972, 702 (опубл. 13.10. 1958 г.).
7. C. F. Quate, Патент США, кл. 330—4.7, № 2, 974, 252 (опубл. 07.03. 1961 г.).
8. T. J. Bridges, Патент США, кл. 330—4.7, № 2, 972, 081 (опубл. 24.02. 1962 г.).
9. У. Люиселл, Связанные и параметрические колебания в электронике, М., ИЛ, 1963.
10. В. М. Лопухин, В. Б. Магалинский, В. П. Мартынов, А. С. Рошаль, Шумы и параметрические явления в электронных приборах СВЧ, М., «Наука», 1966.
11. В. М. Лопухин, А. С. Рошаль, Электронно-лучевые параметрические усилители, М., «Сов. радио», 1968.
12. R. Adler, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 315, 173 (опубл. 18.04 1967 г.).
13. R. Adler, G. Hrbek, Proc. of 5th Intern. Congress on Microwave Tubes (Paris, 1964), N.Y.—London, Acad. Press, 1965, стр. 17.
14. В. М. Лопухин, А. С. Рошаль, УФН 85 (2), 297 (1965).
15. R. Adler, A. Ashkin, E. I. Gordon, J. Appl. Phys. 32, 672 (1961).
16. J. E. Carroll, J. Electr. and Control., Ser. 1, 16, 633 (1964).
17. П. Л. Капица, Электроника больших мощностей, М., Изд-во АН СССР, 1962, т. 1, гл. I.
18. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, М., Физматгиз, 1963.
19. V. Dubravac, Arch. elektr. Übertragung 18, 585 (1964).
20. A. E. Siegman, J. Appl. Phys. 31, 17 (1960).
21. V. Dubravac, Electron. Commun. 39, 558 (1964).
22. C. P. Lea-Wilson, Proc. IRE 48, 255 (1960).
23. A. Ashkin, Proc. IRE 49, 1016 (1961).
24. В. М. Лопухин, Б. К. Миценко, Вестн. МГУ, сер. «Физика, астрономия», № 1, 80 (1968).
25. В. И. Канавец, В. Г. Рассадин, А. С. Рошаль, Изв. вузов (Радиотехника) 9, 622 (1966).
26. М. М. Ковалевский, А. С. Рошаль, Изв. вузов (Радиофизика) 6, 1195 (1963).
27. R. Adler, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 296, 542 (опубл. 3.01. 1967 г.).
28. R. Adler, G. Hrbek, IEEE Trans. ED-10, 1 (1963).
29. N. B. Chakraborty, J. Electr. and Control. 10, 147 (1961).
30. C. C. Wang, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 251, 001 (опубл. 10.05. 1966 г.).
31. Ю. Я. Юров, Изв. вузов (Радиотехника) 9, 15 (1966).
32. E. I. Gordon, Proc. IRE 49, 1208 (1961).
33. R. A. H. Hart, C. Weber, Philips Res. Rept. 16, 376 (1961).
34. В. А. Ванке, В. Б. Магалинский, Изв. вузов (Радиофизика) 9, 832 (1966).
35. K. Blötekjaer, J. Appl. Phys. 33, 2409 (1962).
36. C. P. Lea-Wilson, T. J. Bridges, J. Vokes, J. Electr. and Control. 10, 261 (1961).
37. T. Wessel-Berg, K. Blötekjaer, IRE Trans. ED-9, 1388 (1962).
38. R. A. H. Hart, Philips Res. Rept., Suppl. 4, 1, (1964).
39. R. A. H. Hart, Proc. IRE 50, 227 (1962).
40. R. A. H. Hart, Proc. of 5th Intern. Congress on Microwave Tubes (Paris, 1964), N. Y.—London, Acad. Press, 1965, стр. 29.
41. R. Adler, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 233, 182 (опубл. 1.02, 1966 г.).
42. R. Adler, G. Hrbek, G. Wade, Proc. IRE 47, 1713 (1959).
43. G. O. Chalk, Proc. IEE B 108, 125 (1961).
44. R. Adler, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 275, 943 (опубл. 27.09. 1966 г.).
45. В. А. Ванке, С. П. Кантюк, В. М. Лопухин, В. Л. Саввин, Радиотехника и электроника 14, 478 (1969).
46. E. I. Gordon, R. C. Miller, J. Appl. Phys. 38, 4911 (1967).
47. E. I. Gordon, J. Appl. Phys. 31, 1187 (1960).
48. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика, М., «Наука», 1965, § 49.
49. А. С. Бондарев, А. И. Толпекко, Изв. вузов (Радиотехника) 9, 683 (1966).
50. R. C. Miller, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 122, 710 (опубл. 25.12. 1964 г.).
51. Ю. Я. Юров, Изв. вузов (Радиотехника) 8, 1 (1965).
52. A. Ashkin, Патент США, кл. 330—4.7, № 3, 178, 646 (опубл. 13.04. 1965 г.).
53. S. Mao, Proc. of 5th Intern. Congress on Microwave Tubes (Paris, 1964), N.Y.—London, Acad. Press., 1965, стр. 109.