

621.385.6

**ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ
ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН*****В. М. Лопухин, А. С. Рошаль*****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	297
§ 1. Метод связанных волн	298
§ 2. Поперечные волны электронного потока	303
§ 3. Механизм параметрического усиления	306
§ 4. Входное (выходное) устройство связи с быстрой циклотронной волной	315
§ 5. Источники шумов в усилителях	319
§ 6. Обобщение принципа параметрического усиления	322
§ 7. Типы усилителей	326
Заключение	331
Цитированная литература	332

ВВЕДЕНИЕ

Принципы параметрического усиления волн электронного потока в настоящее время широко обсуждаются в научной литературе. На основе этих принципов созданы электроннолучевые параметрические усилители, которые являются перспективным направлением в области электроннолучевых усилителей сверхвысоких частот ¹⁻⁵. Параметрическое воздействие на электронный поток делает возможным усиление так называемых быстрых волн электронного потока, что в ряде случаев позволяет создать усилители, обладающие многими полезными свойствами по сравнению с другими усилителями СВЧ. Достоинствами электроннолучевых параметрических усилителей являются, например, высокая стабильность усиления, однонаправленность (т. е. отсутствие внутренней обратной связи через луч и замедляющую систему), хорошая фазовая стабильность, независимость полосы пропускания от коэффициента усиления, способность выдерживать большие перегрузки на СВЧ, а также, что особенно важно, возможность получения коэффициента шума, близкого к коэффициенту шума квантовых усилителей или параметрических полупроводниковых усилителей ².

Электроннолучевым параметрическим усилителям посвящена обширная литература. В настоящей работе главное внимание уделяется физическим основам параметрического усиления поперечных волн электронного потока, причем рассматриваются наиболее интересные из относящихся сюда проблем. Таковы, например, механизм усиления, источники шумов в усилителях, механизм и полоса отбора шумов во входных устройствах, пути уменьшения коэффициента шума усилителей и расширения полосы усиления (отбора шума), влияние разброса продольных скоростей и пространственного заряда, вопросы связи между различными типами волн на частоте сигнала и накачки, перекачка шумов из

различных волн в волну сигнала и др. Кратко описывается устройство различных усилителей.

Параметрические усилители поперечных волн электронного потока можно разбить на два класса: усилители с переменным электрическим полем в области усиления и усилители с электростатическим полем. Рассматриваются оба класса, причем для краткости усилители с переменным полем названы ЭПУ (электроннолучевые параметрические усилители), а усилители с электростатическим полем — ЭСУ (электростатические усилители)*). Существуют также усилители с переменным или постоянным магнитным полем в области усиления. Поэтому название ЭПУ будет иногда использоваться как охватывающее все разновидности усилителей.

§ 1. МЕТОД СВЯЗАННЫХ ВОЛН

Рассмотрим электронный луч, который имеет модуляцию по поперечным скоростям и координатам на частоте ω и движется с постоянной скоростью u_0 в постоянном магнитном поле $\mathbf{B} \{0, 0, B_0\}$ и переменном электрическом поле $\mathbf{E} \{E_x, E_y, 0\}$. Предположим, что луч является бесконечно тонким, поле пространственного заряда отсутствует. При этом движение отдельного электрона совпадает с движением луча в целом и описывается обычной системой уравнений:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -|e|(\mathbf{E} + [\mathbf{v}\mathbf{B}]), \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}. \quad (1,1)$$

Если луч имеет сечение конечной величины, уравнения (1,1) отвечают движению центра инерции сечения луча.

Полагая, что все переменные величины изменяются пропорционально $\exp(i\omega t)$, причем **)

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{dz}{dt} = i\omega + u_0 \frac{\partial}{\partial z}, \quad (1,2)$$

получим систему уравнений для амплитуд поперечных скоростей и смещений:

$$\frac{\partial v_x}{\partial z} = -i\beta_e v_x - \beta_c v_y - \frac{\eta}{u_0} E_x, \quad (1,3)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial z} = -i\beta_e v_y + \beta_c v_x - \frac{\eta}{u_0} E_y, \quad (1,4)$$

$$\frac{\partial x}{\partial z} = -i\beta_e x + \frac{v_x}{u_0}, \quad (1,5)$$

$$\frac{\partial y}{\partial z} = -i\beta_e y + \frac{v_y}{u_0}, \quad (1,6)$$

где

$$\eta = \frac{|e|}{m}, \quad \beta_e = \frac{\omega}{u_0}, \quad \beta_c = \frac{\omega_c}{u_0}, \quad \omega_c = \eta B_0, \quad (1,7)$$

ω_c — циклотронная частота. В (1,3) вместо $\partial/\partial z$ можно писать d/dz , поскольку амплитуды не зависят от других аргументов.

Система (1,3) — (1,6) неудобна тем, что в каждое из уравнений входит несколько переменных, например в (1,3) входят v_x и v_y и т. д. Имеется возможность разделить переменные. Умножим, например,

*) Следует отметить, что эти названия не являются общепринятыми. Ряд авторов вообще не относят электростатические усилители к параметрическим приборам.

**) Величины $\frac{dx}{dt} \frac{\partial}{\partial x}$, $\frac{dy}{dt} \frac{\partial}{\partial y}$ полагаются малыми и опускаются при взятии производной d/dt .

уравнение (1,4) на i и сложим его с (1,3); это даст

$$\frac{\partial v_+}{\partial z} = -i(\beta_e - \beta_c)v_+ - \frac{\eta}{u_0}E_+, \quad v_+ \equiv v_x + iv_y, \quad E_+ \equiv E_x + iE_y, \quad (1,8)$$

где v_+ — новая переменная. Умножая (1,4) на i и вычитая его из (1,3), получим

$$\frac{\partial v_-}{\partial z} = -i(\beta_c + \beta_e)v_- - \frac{\eta}{u_0}E_-, \quad v_- \equiv v_x - iv_y, \quad E_- \equiv E_x - iE_y. \quad (1,9)$$

Аналогично поступим с уравнениями (1,5), (1,6); учитывая затем (1,8), (1,9), окончательно получим следующую систему уравнений движения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial z} &= -i\beta_1 a_1 - \eta \frac{\gamma}{u_0} E_+, & \beta_1 &= \beta_e - \beta_c, \\ \frac{\partial a_2}{\partial z} &= -i\beta_2 a_2 - \eta \frac{\gamma}{u_0} E_-, & \beta_2 &= \beta_e + \beta_c, \\ \frac{\partial a_3}{\partial z} &= -i\beta_3 a_3 - \eta \frac{\gamma}{u_0} E_+, & \beta_3 &= \beta_e, \\ \frac{\partial a_4}{\partial z} &= -i\beta_4 a_4 - \eta \frac{\gamma}{u_0} E_-, & \beta_4 &= \beta_e, \end{aligned} \right\} \quad (1,10)$$

где

$$\gamma = \left(\frac{I_0}{8\eta} \right)^{1/2}, \quad (1,11)$$

$$a_1 = \gamma v_+, \quad a_2 = \gamma v_-, \quad (1,12)$$

$$a_3 = a_1 - i\omega_c \gamma r_+, \quad a_4 = a_2 + i\omega_c \gamma r_-, \quad r_{\pm} = x \pm iy, \quad (1,13)$$

I_0 — постоянный ток луча, γ — нормировочный множитель.

Новые переменные $a_1, \dots, a_4$ называют собственными поперечными волнами электронного потока; их физическая картина рассмотрена в § 2. Переход от системы (1,3) — (1,6) к (1,10) называют преобразованием к собственным волнам электронного потока. Коэффициент нормировки γ выбран так, чтобы мощность P_j , переносимая волной a_j , удобно выражалась через квадрат ее амплитуды. Известно, что мощность поперечных волн электронного потока пропорциональна их частоте ω^{6-8} ; с учетом этого множитель γ (1,11) взят так, что

$$P_j = \frac{\omega}{\omega_c} |a_j|^2. \quad (1,14)$$

Из (1,10) видно, что в области дрейфа, где $E = 0$, волны $a_1, \dots, a_4$ не связаны. Электрическое поле E связывает волны, характер этой связи определяется видом поля E .

Рассмотренная здесь на частном примере совокупность приемов развивается в общем методе связанных волн. Метод связанных волн со времени работ Дж. Пирса^{9, 10} широко применяется благодаря своей эффективности и физической наглядности. Наиболее полное и всестороннее освещение метода с приложением к теории приборов СВЧ содержится в книге У. Льюиса¹¹. В отличающихся математической строгостью работах М. Пиза¹²⁻¹⁷ излагается обобщенная схематизированная теория линейных преобразователей (входных устройств связи, усилителей и др.), причем представление о связанных волнах опирается на теорию матриц.

Метод связанных волн в применении к рассматриваемой здесь задаче можно кратко характеризовать следующим образом. Пусть имеется физическая система, однородно распределенная вдоль координаты z . Таковы, например, линии передачи (изолированные или связанные, возможно, с параметрическим воздействием), электронные потоки, возможно, связанные

с линиями передачи, и т. п. Вдоль системы распространяется конечное (или даже бесконечное) количество волн, для каждой из которых может быть записано линейное дифференциальное уравнение. Например, система (1,3) — (1,6) описывает распространение волн поперечных скоростей и смещений; возможны также волны напряжения, тока, переменной плотности заряда электронного потока и др. Физическая система, таким образом, характеризуется так называемым вектором связанных волн $\mathbf{w}$, который представляет собой совокупность всех волн системы; в нашем примере

$$\mathbf{w} = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ x \\ y \end{pmatrix}. \quad (1,15)$$

Дифференциальные уравнения удобнее записать в матричной форме ¹⁸:

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial z} = -iR_1 \mathbf{w} - \mathbf{e}_1, \quad (1,16)$$

где R_1 — матрица уравнения, $\mathbf{e}_1$ — вектор напряженности электрического поля. Компоненты вектора $\mathbf{w}$ образуют базис системы (1,16). Например, для уравнений (1,3) — (1,6)

$$R_1 = \begin{pmatrix} \beta_e & -i\beta_c & 0 & 0 \\ i\beta_c & \beta_e & 0 & 0 \\ \frac{i}{u_0} & 0 & \beta_e & 0 \\ 0 & \frac{i}{u_0} & 0 & \beta_e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_1 = \frac{\eta}{u_0} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1,17)$$

Будем предполагать, что матрица R_1 может быть приведена к диагональному виду R преобразованием подобия с помощью матрицы T :

$$R = TR_1T^{-1} \quad (1,18)$$

(R — диагональная матрица, определитель $|T| \neq 0$). В физически интересных случаях такая возможность обычно существует ^{13, 16}.

Введем теперь новые переменные $\mathbf{a}$, линейно связанные со старыми:

$$\mathbf{a} = T\mathbf{w}, \quad (1,19)$$

т. е. заменим базис. Умножая (1,16) слева на матрицу T и используя обратное преобразование

$$\mathbf{w} = T^{-1}\mathbf{a}, \quad (1,20)$$

получим уравнение

$$\frac{d\mathbf{a}}{dz} = -iR\mathbf{a} - \mathbf{e}_0 \quad (\mathbf{e}_0 = T\mathbf{e}_1) \quad (1,21)$$

с диагональной матрицей R . Замена базиса (1,19) называется преобразованием к собственным волнам системы $\mathbf{a}$; с математической стороны оно представляет собой переход к базису, составленному из собственных векторов матрицы ¹⁹. Так, в рассмотренном выше случае (1,10) — (1,13)

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}, \quad R = \begin{pmatrix} \beta_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \beta_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \beta_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \beta_4 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_0 = \frac{\sqrt{G_0}}{4} \begin{pmatrix} E_+ \\ E_- \\ E_+ \\ E_- \end{pmatrix}, \quad (1,22)$$

и

$$T = \gamma \begin{pmatrix} 1 & i & 0 & 0 \\ 1 & -i & 0 & 0 \\ 1 & i & -i\omega_c & \omega_c \\ 1 & -i & i\omega_c & \omega_c \end{pmatrix}, \quad T^{-1} = \frac{1}{2\gamma} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ -i & i & 0 & 0 \\ -\frac{i}{\omega_c} & \frac{i}{\omega_c} & \frac{i}{\omega_c} & -\frac{i}{\omega_c} \\ -\frac{1}{\omega_c} & -\frac{1}{\omega_c} & \frac{1}{\omega_c} & \frac{1}{\omega_c} \end{pmatrix}, \quad (1,23)$$

где $G_0 = |I_0|/U_0$ — проводимость луча по постоянному току. В пространстве дрейфа ($\mathbf{e}_0 = 0$) волны a_j не связаны, так как матрица R диагональная; при $\mathbf{e}_0 \neq 0$ волны связаны благодаря электрическому полю. Так, в параметрических усилителях имеется генератор накачки, создающий волну накачки, поле которой связывает различные волны и обеспечивает усиление.

Обычно поле $\mathbf{e}_0$ можно представить с помощью линейной комбинации связанных волн a_j (иногда для этого надо ввести дополнительные волны, например, волну передающей линии, которая создает это поле). После этого уравнение связанных волн записывается в виде однородного дифференциального уравнения

$$\frac{da}{dz} = -iRa, \quad (1,24)$$

где матрица

$$R = \begin{pmatrix} \beta_1 & c_{12} & c_{13} & \dots & c_{1m} \\ c_{21} & \beta_2 & c_{23} & \dots & c_{2m} \\ c_{31} & c_{32} & \beta_3 & \dots & c_{3m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ c_{m1} & c_{m2} & c_{m3} & \dots & \beta_m \end{pmatrix}. \quad (1,25)$$

Внедиагональные элементы c_{jk} называются коэффициентами связи; если коэффициент $c_{jk} \neq 0$, то между волнами j и k имеется связь. Если матрица R высокого порядка, решение системы дифференциальных уравнений представляет большие трудности. В теории связанных волн разработаны специальные приемы анализа и решения уравнений типа (1,24) (см., в частности, работы М. Пиза^{12,14,16}). Основным критерием при таком анализе является величина связи между отдельными волнами.

Различают сильные и слабые связи между волнами. Люисселл¹¹ рекомендует определять степень связи двух волн j, k по величине коэффициента

$$F = \left[1 - \left(\frac{\beta_j - \beta_k}{2} \right)^2 \frac{1}{c_{jk}c_{kj}} \right]^{-1}, \quad (1,26)$$

где $\beta_j, \beta_k, c_{jk}, c_{kj}$ — элементы матрицы (1,25). Связь считается слабой, если $F \ll 1$, и сильной, если F — порядка 1 *). Между сильно связанными волнами имеет место энергетический взаимообмен, приводящий к взаимному усилению (активная связь) или периодическому обмену энергией (пассивная связь). Наиболее важной является активная связь каких-либо двух волн, принципиальная для работы усилителя. Однако, кроме этого, с каждой волной пассивно связаны еще несколько волн. Эти связи не приводят к усилению и являются источником дополнительных потерь и шумов. Возможна также интерференция различных волн.

Волны электронного потока характеризуются своей кинетической мощностью, под которой понимают высокочастотную энергию,

*) Критерии сильной связи применительно к параметрическим усилителям приводятся в § 3.

переносимую данной волной через сечение потока за единицу времени. Эта высокочастотная энергия представляет собой разность между средней кинетической энергией электронов потока, возбужденного на данной волне, и средней кинетической энергией невозбужденного потока. Согласно этому определению кинетическая мощность может быть как положительной, так и отрицательной. Соответственно, волны, возбуждаемые в электронном потоке, могут представлять собой так называемые быстрые или медленные волны.

При возбуждении в потоке быстрой волны кинетическая мощность, т. е. кинетическая энергия, переносимая электронами потока в единицу времени, становится в среднем выше, чем кинетическая мощность невозмущенного потока. Это связано с тем, что при возбуждении быстрой волны электроны ускоряются, т. е. их средняя продольная скорость увеличивается (вследствие этого волна называется быстрой). Таким образом, кинетическая мощность быстрой волны положительна. При возбуждении в потоке медленной волны электроны замедляются, и кинетическая мощность потока в среднем уменьшается по сравнению с кинетической мощностью невозмущенного потока. Следовательно, кинетическая мощность медленной волны отрицательна.

В замедляющей системе, связанной с потоком, могут распространяться две волны: прямая и обратная. Поток высокочастотной мощности прямой волны является положительным, а обратной волны — отрицательным. В электронном потоке могут существовать быстрая и медленная волны пространственного заряда, а также быстрые и медленные поперечные волны (циклотронные и синхронные, § 2).

Если собственные значения матрицы R (1,25) удовлетворяют определенным соотношениям^{14,15}, то в такой системе имеют место законы сохранения. А именно: существуют квадратичные формы вида

$$q(Q) = a^+ Q a, \quad (1,27)$$

где Q — некоторые матрицы, называемые метриками и определяемые видом системы, которые являются инвариантами, т. е. $dq/dz = 0$ *). Одной из таких квадратичных форм является высокочастотная мощность системы, представляющая собой сумму мощностей, переносимых различными волнами. При этом для волн электронного потока берется их кинетическая мощность с соответствующим знаком. Инвариантность мощности в применении к теории электроннолучевых приборов известна как теорема о кинетической мощности²⁰⁻²³ и является следствием закона сохранения энергии, распространяющейся в потоке и в связанной с ним линии (не имеющей потерь).

При взаимодействии электронного потока с пассивными устройствами (замедляющей системой, резонаторами) электроны передают им часть своей энергии и, в среднем, замедляются. При этом кинетическая мощность потока уменьшается. Очевидно, что с помощью таких пассивных устройств можно удалить из потока быструю волну, несущую положительную кинетическую мощность, в частности, быструю волну шума. Медленную волну шума, кинетическая мощность которой является отрицательной, нельзя удалить из потока с помощью каких-либо пассивных систем. Наоборот, вследствие замедления электронного потока может происходить усиление медленной волны. Этот механизм усиления используется в обычных (непараметрических) усилителях СВЧ (ЛБВ, ЭВЛ,

*) Метод исследования систем с помощью их квадратичных инвариантов развил М. Пиз¹⁴⁻¹⁶.

клистроны), работающих на медленных волнах потока. Наличие шума в медленной волне ухудшает коэффициент шума таких усилителей *).

Так как пассивная система не может служить источником энергии для увеличения положительной кинетической мощности быстрой волны, быстрые волны могут усиливаться в таких усилителях только при одновременном усилении активно связанной медленной волны. При этом суммарная мощность обеих усиливаемых волн остается постоянной согласно теореме о кинетической мощности. Этот механизм усиления используется, например, в электростатических параметрических усилителях. Наличие сильной связи с медленной волной также увеличивает их коэффициент шума за счет перекачки шума из медленной волны. Однако быстрые волны, которые можно предварительно очистить от шума, могут успешно усиливаться в параметрических усилителях. При этом необходимая для усиления мощность доставляется генератором накачки.

§ 2. ПОПЕРЕЧНЫЕ ВОЛНЫ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Компоненты a_1 , a_2 вектора собственных волн $\mathbf{a}$ называются соответственно быстрой и медленной циклотронными волнами, a_3 , a_4 — синхронными волнами. Кинематика движения электронов в различных волнах детально исследована в работах ^{11, 24}.

В циклотронных волнах отдельные электроны, а следовательно, и луч в целом, движутся поступательно вдоль оси z со скоростью u_0 и одновременно вращаются вокруг этой оси против часовой стрелки (здесь и в дальнейшем наблюдаем с конца оси z) с угловой частотой ω_c . Электроны в этих

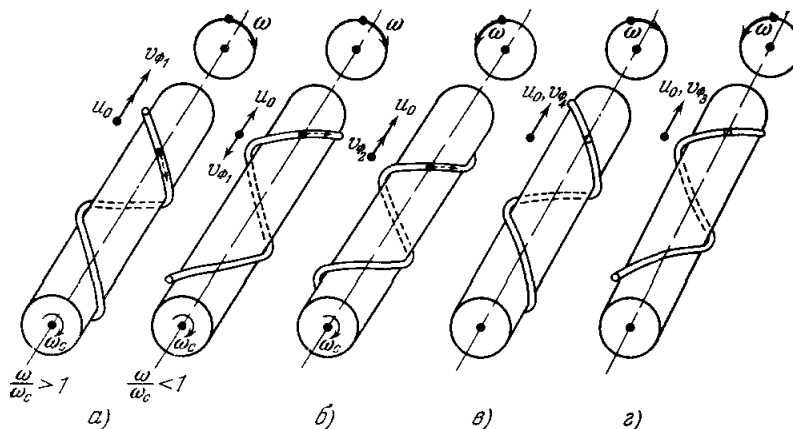


Рис. 1. Поперечные волны электронного потока.
Внутренний цилиндр изображен для наглядности.

волнах обладают как поперечными скоростями, так и поперечными смещениями. Электроны (и луч) в синхронных волнах не имеют поперечных скоростей и обладают лишь продольной скоростью u_0 и поперечным смещением. Шум синхронных волн представляет собой флуктуации центра инерции сечения пучка. Каждой из волн соответствует определенная конфигурация луча.

*) Для уменьшения шума медленных волн возможно использование некоторых специальных приемов (§ 5, 7).

Луч, возбужденный на быстрой циклотронной волне, имеет форму спирали (рис. 1, а) с шагом

$$p_1 = -\frac{2\pi u_0}{\omega - \omega_c}. \quad (2.1)$$

При $\omega > \omega_c$ спираль закручивается по часовой стрелке (шаг $p_1 < 0$), при $\omega < \omega_c$ — против часовой стрелки ($p_1 > 0$). При $\omega \rightarrow \omega_c$ $p_1 \rightarrow -\infty$ и спираль превращается в прямую линию, на которой располагаются все электроны. Фазовая скорость волны

$$v_{\phi 1} = \frac{\omega}{\beta_1} = \frac{u_0}{1 - \frac{\omega_c}{\omega}}. \quad (2.2)$$

При $\omega > \omega_c$ волна является прямой: $v_{\phi 1} > 0$, при $\omega < \omega_c$ — обратной: $v_{\phi 1} < 0$. При $\omega \rightarrow \omega_c$ $v_{\phi 1} \rightarrow \infty$ (рис. 2).

Луч, возбужденный на медленной циклотронной волне, имеет форму спирали (рис. 1, б) с шагом

$$p_2 = \frac{2\pi u_0}{\omega + \omega_c}; \quad (2.3)$$

фазовая скорость волны

$$v_{\phi 2} = \frac{\omega}{\beta_2} = \frac{u_0}{1 + \frac{\omega_c}{\omega}} < u_0. \quad (2.4)$$

Рис. 2. Дисперсионная характеристика циклотронных волн.

Заметим, что если допустить (математически) значения $\omega < 0$, то все уравнения для быстрых волн можно применять для описания медленных волн, переходя к комплексно-сопряженному уравнению и заменяя ω на $(-\omega)$:

$$a_1(-\omega) = a_2^*(\omega), \quad a_3(-\omega) = a_4^*(\omega). \quad (2.5)$$

В дальнейшем будем допускать для частот положительные и отрицательные значения, считая, что быстрые волны имеют положительную частоту, а медленные волны — отрицательную.

На рис. 3 представлена $\omega - \beta$ -диаграмма для циклотронных волн. Верхняя полуплоскость ($\omega > 0$) соответствует быстрым волнам, нижняя ($\omega < 0$) — медленным. Правая полуплоскость ($\beta > 0$) соответствует волнам, имеющим форму левого винта, левая полуплоскость ($\beta < 0$) — правого винта. Фазовая скорость $v_{\phi} = \omega/\beta$; для медленной волны она всегда положительна, для быстрой может быть и положительной и отрицательной.

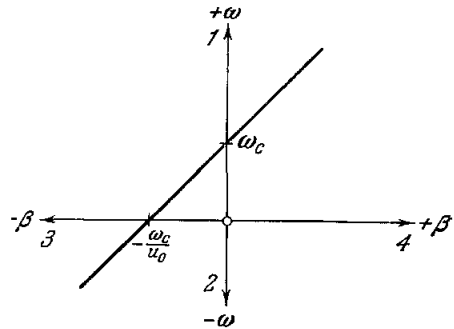


Рис. 3. $\omega - \beta$ -диаграмма циклотронных волн.

1 — Быстрая циклотронная волна; 2 — медленная циклотронная волна; 3 — правая спираль; 4 — левая спираль.

Луч, возбужденный на синхронной волне a_3 (или a_4), имеет шаг спирали p_3 (соответственно p_4):

$$p_3 = -\frac{2\pi u_0}{\omega}, \quad p_4 = \frac{2\pi u_0}{\omega} \quad (2,6)$$

(рис. 1, в, г). Фазовые скорости обеих волн одинаковы и равны u_0 :

$$v_{\phi 3} = v_{\phi 4} = u_0 \quad (2,7)$$

(вследствие этого волны называются синхронными).

Наблюдатель, находящийся в фиксированной плоскости $z = \text{const}$, будет видеть движение следа, который оставляет луч, пронизывая эту плоскость. Для волн a_1, a_3 этот след вращается по кругу против часовой стрелки с частотой ω , для волн a_2, a_4 — по часовой стрелке с той же частотой. Таким образом, волны a_1, a_3 имеют отрицательную, или левую круговую, поляризацию, a_2, a_4 — положительную (правую круговую) поляризацию*). Движение возбужденного луча всегда можно представить в виде суперпозиции поперечных волн $a_1, \dots, a_4$ по формулам (1,12), (1,13). Кинематика центра инерции сечения луча может быть довольно сложной²⁵.

Кинетическая мощность поперечных волн дается формулами

$$P_j = \sigma_j \frac{\omega}{\omega_c} |\overline{a_j}|^2, \quad j = 1, 2, 3, 4, \quad (2,8)$$

$$\sigma_1 = \sigma_4 = 1, \quad \sigma_2 = \sigma_3 = -1. \quad (2,9)$$

Поскольку волна a_3 несет отрицательную кинетическую мощность, а волна a_4 — положительную, их условно называют соответственно медленной и быстрой синхронными волнами, хотя фазовые скорости обеих волн равны u_0 .

Кинетическая мощность поперечных волн P_j складывается из мощности продольного движения P_{lj} и мощности поперечного движения P_{tj} ^{26, 27}:

$$P_j = P_{lj} + P_{tj} \quad (j = 1, 2, 3, 4). \quad (2,10)$$

Мощность продольного движения возникает под действием продольного электрического поля, которое вследствие неоднородности поперечного поля всегда имеется в стороне от оси или на краях устройств, возбуждающих поперечные волны²⁴. Действительно, пусть, например, поле E создается волной линии, распространяющейся вдоль оси z с частотой ω и фазовой постоянной β . Поскольку волны медленные, т. е. $\beta \gg \omega/c$, из третьего уравнения Максвелла находим $\text{rot } E = 0$, и

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_x, \quad \frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\beta E_y. \quad (2,11)$$

Используя (2,11), можно найти приращение E_z при малых смещениях $\Delta x = x$, $\Delta y = y$ от положения равновесия пучка (оси системы), полагая, что в положении равновесия $E_z = 0$:

$$E_z = \frac{\partial E_z}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial E_z}{\partial y} \Delta y = -i\beta (E_x x + E_y y) \neq 0. \quad (2,12)$$

Мощность поперечного движения обеих циклотронных волн положительна^{24, 27}:

$$P_{tj} = |\overline{a_j(\omega)}|^2 \quad (j = 1, 2); \quad (2,13)$$

*) Иногда принимают противоположные названия для направления поляризации.

мощность продольного движения

$$P_{11}(\omega) = \left(\frac{\omega}{\omega_c} - 1 \right) \overline{|a_1(\omega)|^2}, \quad P_{12}(\omega) = - \left(\frac{\omega}{\omega_c} + 1 \right) \overline{|a_1(\omega)|^2} \quad (2,14)$$

(черта означает усреднение по ансамблю реализаций процесса в обычном смысле²⁸). В синхронных волнах электроны не имеют поперечных скоростей, поэтому $P_{t3} = P_{t4} = 0$ и кинетическая мощность состоит только из мощности продольного движения. Основные характеристики поперечных волн приводятся в табл. I.

Таблица I

Характеристики поперечных волн электронного потока

Волна	Обозначение	Поляризация	β	$P_{\text{кин}}$	P_t	P_i
Быстрая циклотронная	a_1		$\beta_e - \beta_c$	$\frac{\omega}{\omega_c} \overline{ a_1 ^2}$	$\overline{ a_1 ^2}$	$\left(\frac{\omega}{\omega_c} - 1 \right) \overline{ a_1 ^2}$
Медленная циклотронная	a_2		$\beta_e + \beta_c$	$-\frac{\omega}{\omega_c} \overline{ a_2 ^2}$	$\overline{ a_2 ^2}$	$-\left(\frac{\omega}{\omega_c} + 1 \right) \overline{ a_2 ^2}$
Медленная синхронная	a_3		β_e	$-\frac{\omega}{\omega_c} \overline{ a_3 ^2}$	0	$-\frac{\omega}{\omega_c} \overline{ a_3 ^2}$
Быстрая синхронная	a_4		β_c	$\frac{\omega}{\omega_c} \overline{ a_4 ^2}$	0	$\frac{\omega}{\omega_c} \overline{ a_4 ^2}$

§ 3. МЕХАНИЗМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ

Устройство и принцип работы ЭПУ рассмотрим на примере усилителя быстрой циклотронной волны, который был впервые описан Р. Адлером в 1958 г.²⁹⁻³¹. В усилителе (рис. 4) электронный поток пронизывает последовательно входное устройство 1, настроенное на частоту сигнала ω_s , резонатор накачки 2, настроенный на частоту ω_p , и выходное устройство 3, настроенное на частоту ω_s . В качестве входного (выходного) устройства используется объемный резонатор с пространством взаимодействия в виде конденсаторного промежутка, в котором электрическое поле направлено перпендикулярно к электронному потоку (резонатор с поперечным полем^{32, 33}). Во входном резонаторе шумовая мощность быстрой циклотронной волны уходит из потока и рассеивается на активных сопротивлениях входного устройства. Одновременно с этим в поток вводятся усиливаемый сигнал, внешние шумы (шумы антенны) и собственные тепловые шумы резонатора, которые вызывают модуляцию электронного потока по поперечным скоростям.

Усиление сигнала происходит в поле накачки. Можно показать, что усиление поперечных волн электронного потока возможно в любом неоднородном поперечном электрическом поле³⁴. Однако для того чтобы в случае малых сигналов усиление было линейным, т. е. коэффициент усиления был постоянным, независимо от амплитуды входного сигнала, напряженность поля вблизи оси должна линейно зависеть от поперечных координат x и y .

Такое поле может быть создано, например, квадрупольным конденсатором — четырьмя электродами гиперболической формы, находящимися под потенциалами $\pm V_p$. Эквипотенциали поля являются гиперболами

(рис. 5). Однако даже если электроды не имеют точно гиперболической формы (например, являются круглыми), поле вблизи оси достаточно близко к гиперболическому³⁵. В лампе Адлера электроды накачки питаются от генератора накачки (рис. 6, а), имеют потенциалы $V_p = \pm V_{pm} \cos \omega_p t$ и создают поперечное поле вида рис. 5 и частоты ω_p .

Механизм усиления можно пояснить, рассматривая электрон, который в момент $t = 0$ находится в точке А (см. рис. 5) и вращается с частотой ω_c в направлении, указанном стрелкой. Под действием электрического поля электрон ускоряется, и его поперечная скорость возрастает.

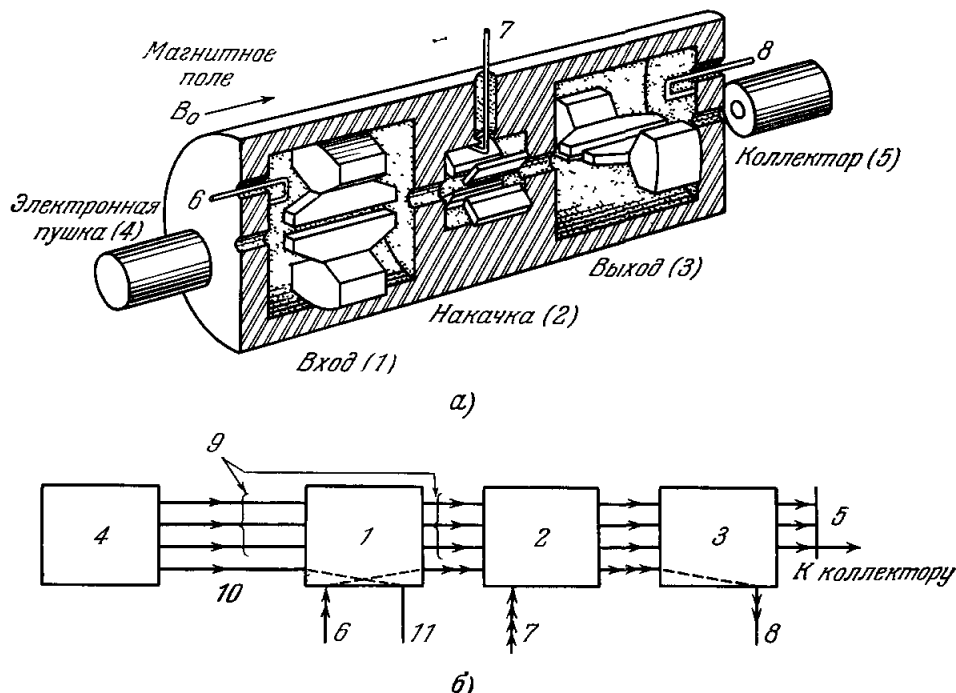


Рис. 4. Устройство (а) и принцип работы (б) ЭПУ типа Адлера.

1 — Входное устройство связи, 2 — область накачки, 3 — выходное устройство связи, 4 — пушка, 5 — коллектор, 6 — вход сигнала, 7 — вход накачки, 8 — выход усиленного сигнала, 9 — невозмущенные волны шума, создаваемые пушкой, 10 — быстрая циклотронная волна шума, 11 — выход шумовой мощности

Если $\omega_p = 2\omega_c$, то когда электрон, совершив $1/4$ оборота, попадает в точку В, поле изменит знак, и электрон снова будет ускоряться и т. д. Это приводит к возрастанию радиуса вращения электрона, т. е. к усилению сигнала за счет мощности накачки. Поскольку поле накачки параметрически, с частотой $\omega_p = 2\omega_c$, воздействует на электрон, увеличивая радиус его вращения, усиление является параметрическим. Если в момент $t = 0$ электрон находится в точке В, то под действием поля он будет тормозиться. Действие квадруполь, таким образом, приводит к появлению экспоненциально нарастающих и затухающих волн.

Усиленный сигнал отбирается выходным резонатором, аналогичным входному. Предварительное удаление шума быстрой волны позволяет получить очень низкий коэффициент шума усилителя. Усилители этого типа имеют в настоящее время наименьший коэффициент шума среди электроннолучевых усилителей СВЧ.

В качестве другого примера рассмотрим ЭСУ с секционированным квадруполем (рис. 6, б)³⁶. От усилителя Адлера он отличается лишь полем

накачки, которое в данном случае является электростатическим и изменяется вдоль оси z пропорционально $\cos \beta_p z$. Если шаг квадруполя, т. е.

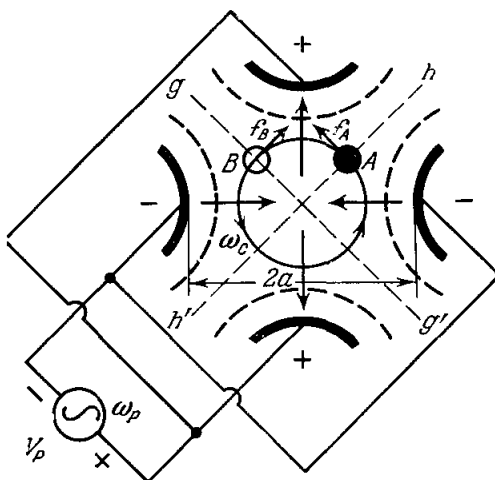
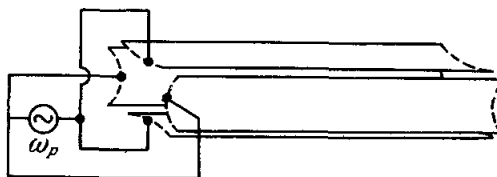


Рис. 5. Поле квадруполя конденсатора. gg' , hh' — нулевые эквипотенциали; f_A , f_B — силы, действующие на электроны в точках A , B .

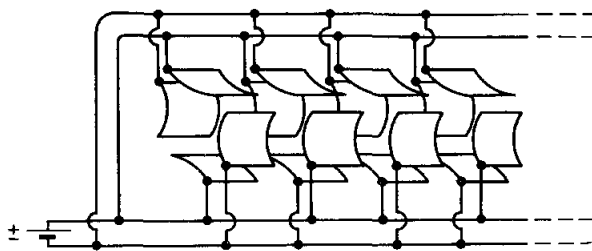
расстояние между секциями, выбран так, что за $1/4$ оборота электрон успевает переместиться в следующую секцию, механизм усиления можно иллюстрировать с помощью того же рис. 5.

Детальный анализ показывает³⁷, что в ЭСУ электроны движутся перпендикулярно к силам поперечного электрического поля, оставаясь на одной эквипотенциали. Таким образом, эти силы не совершают работы и необходимая для усиления энергия здесь доставляется не электростатическим полем, а самим электронным потоком. Как показано в § 2, вне оси квадруполя существует продольное электрическое поле. Под действием этого поля часть электронов замедляется. При этом в ЭСУ вместе с усилением быстрой

волны потока в равной степени усиливается одна из медленных волн с отрицательной кинетической мощностью, так что суммарная кинетическая



а)



б)

Рис. 6. Квадруполь Адлера с одинарными пластинами (а) и секционированный (б).

мощность потока сохраняется. Активная связь с медленной волной увеличивает коэффициент шума таких усилителей, вследствие чего они не являются малoshумящими.

Исследуем теперь механизм усиления более строго. Будем предполагать, что мощность генератора (волны) накачки значительно превышает мощность поперечных волн потока, так что в этой области можно пренебречь обратным влиянием потока на поле накачки (в частности, можно не учитывать возможность насыщения генератора накачки, наведенные токи и т. п. эффекты).

Поле накачки запишем в виде

$$U_p(x, y, z) = \operatorname{Re} [V_p \Phi_p(x, y, z)], \quad (3,1)$$

где U_p — потенциал в области прохождения луча, V_p — потенциал электродов накачки, $\Phi_p(x, y, z)$ — некоторая функция координат, зависящая от вида структуры накачки.

Напряженность поля накачки

$$\left. \begin{aligned} E_{px} &= -\frac{\partial U_p}{\partial x} = -\operatorname{Re} [V_p \Phi'_{px}(x, y, z)], & \Phi'_{px} &\equiv \frac{\partial \Phi_p}{\partial x}, \\ E_{py} &= -\frac{\partial U_p}{\partial y} = -\operatorname{Re} [V_p \Phi'_{py}(x, y, z)], & \Phi'_{py} &\equiv \frac{\partial \Phi_p}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (3,2)$$

Конфигурация электродов накачки выбирается таким образом, что Φ'_{px} , Φ'_{py} линейно зависят от x , y . Для квадрупольа, изображенного на рис 5,

$$\Phi_p(x, y, z) = \frac{1}{a^2} (x^2 - y^2), \quad (3,3)$$

где $2a$ — расстояние между пластинами.

Потенциал электродов накачки представим в достаточно общем виде:

$$\operatorname{Re} V_p = V_{pm} \cos(\omega_p t - \beta_p z) = \frac{V_{pm}}{2} [e^{i(\omega_p t - \beta_p z)} + e^{-i(\omega_p t - \beta_p z)}], \quad (3,4)$$

где β_p — постоянная распространения, $\beta_p > 0$ соответствует прямой волне накачки, $\beta_p < 0$ — обратной волне. В лампе Адлера $\beta_p = 0$, в ЭСУ $\omega_p = 0$, $\beta_p \neq 0$. Для общности можно ввести также начальную фазу φ_0 , т. е. полагать $\operatorname{Re} V_p = V_{pm} \cos(\omega_p t - \beta_p z + \varphi_0)$.

Уравнения движения потока в заданном поле накачки имеют вид ³⁶

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial z} - i\omega_c \right) a_1 &= -i \frac{\Omega^2}{\omega_c} (a_4 - a_2) [e^{i(\omega_p t - \beta_p z)} + e^{-i(\omega_p t - \beta_p z)}], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial z} + i\omega_c \right) a_2 &= i \frac{\Omega^2}{\omega_c} (a_3 - a_1) [e^{i(\omega_p t - \beta_p z)} + e^{-i(\omega_p t - \beta_p z)}], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) a_3 &= -i \frac{\Omega^2}{\omega_c} (a_4 - a_2) [e^{i(\omega_p t - \beta_p z)} + e^{-i(\omega_p t - \beta_p z)}], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) a_4 &= i \frac{\Omega^2}{\omega_c} (a_3 - a_1) [e^{i(\omega_p t - \beta_p z)} + e^{-i(\omega_p t - \beta_p z)}], \end{aligned} \right\} \quad (3,5)$$

$$\Omega^2 = \frac{|e| V_{pm}}{ma^2} (\text{сек}^{-2}) \quad (3,6)$$

(Ω^2 — параметр напряженности поля накачки). Из уравнений (3,5) видно, что при наличии поля накачки $\Omega^2 \neq 0$ любая из волн a_j является источником для возникновения волн всех других типов. Из (3,5) также следует, что если какая-либо из волн изменяется по закону $\exp[i(\omega t - \beta z)]$, то в правых частях появляются гармоники с частотами $(\omega \pm \omega_p)$ и постоянными распространения $(\beta \pm \beta_p)$, которые в свою очередь ведут к появлению новых гармоник, и т. д. Таким образом, возникает целый ряд

волн с частотами и постоянными распространения*):

$$\omega_n = \omega + n\omega_p, \quad \beta_n = \beta + n\beta_p \quad (n=0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (3,7)$$

В соответствии с этим решение будем искать в виде

$$a_j = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{j,n}(z) e^{i(\omega_n t - n\beta_p z)}, \quad j=1, 2, 3, 4. \quad (3,8)$$

Здесь мы для общности предположили, что каждая из гармоник $a_{j,n}$ имеет свою зависимость от z .

Подставляя (3,8) в (3,5) и приравнявая члены с одинаковой зависимостью от t , получаем³⁶

$$\left. \begin{aligned} & \left(-i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega_n - \omega_c - n\beta_p u_0}{u_0} \right) a_{1,n} + \\ & \quad + \frac{\Omega^2}{\omega_c u_0} (a_{4,n-1} - a_{2,n-1} + a_{4,n+1} - a_{2,n+1}) = 0, \\ & \left(-i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega_n + \omega_c - n\beta_p u_0}{u_0} \right) a_{2,n} - \\ & \quad - \frac{\Omega^2}{\omega_c u_0} (a_{3,n-1} - a_{1,n-1} + a_{3,n+1} - a_{1,n+1}) = 0, \\ & \left(-i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega_n - n\beta_p u_0}{u_0} \right) a_{3,n} + \\ & \quad + \frac{\Omega^2}{\omega_c u_0} (a_{4,n-1} - a_{2,n-1} + a_{4,n+1} - a_{2,n+1}) = 0, \\ & \left(-i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega_n - n\beta_p u_0}{u_0} \right) a_{4,n} - \\ & \quad - \frac{\Omega^2}{\omega_c u_0} (a_{3,n-1} - a_{1,n-1} + a_{3,n+1} - a_{1,n+1}) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (3,9)$$

Эта система имеет вид (1,24) с бесконечной матрицей R .

На рис. 7 показана связь различных волн согласно уравнениям (3,9). Сплошными линиями показаны активные связи, пунктиром — пассивные связи. Вправо и влево диаграмма продолжается до бесконечности. Точки a и a' , b и b' и т. п. надо представлять себе совпадающими, т. е. диаграмма является как бы разверткой цилиндра. Справа указаны знаки кинетической мощности σ_j согласно (2,9), поскольку мощность n -й гармоники

$$P_{j,n} = \sigma_j \frac{\omega_n}{\omega_c} |a_{j,n}|^2. \quad (3,10)$$

Видно, что активно связаны волны с различными σ_j , пассивно — с одинаковыми**). Смысл положительных и отрицательных частот указывался в § 2. Так, например, при $\omega_p > \omega$ волна $a_{2,-1}$ является быстрой циклотронной волной, поскольку ее кинетическая мощность, определяемая согласно (3,10), положительна; при $\omega_p < \omega$ $a_{2,-1}$ является медленной циклотронной волной. Аналогично (2,5) для гармоник имеем

$$a_{1,n}(-\omega) = a_{2,n}^*(\omega), \quad a_{3,n}(-\omega) = a_{4,n}^*(\omega). \quad (3,11)$$

*) Гармоники типа $\omega_{m,n} = m\omega + n\omega_p$ не появляются потому, что волны луча на частотах $\omega + n\omega_p$ в малосигнальном приближении имеют малую мощность и не приводят к заметному образованию гармоник с волной луча на частоте ω . В случае больших сигналов такие гармоники появляются. Это позволяет использовать лампу в качестве преобразователя частоты (§ 7).

**) Это свойство является общим и устанавливается в теории связанных волн¹¹.

Для сильной параметрической связи каких-либо двух волн с частотами ω_1 , ω_2 и постоянными распространения β_1 , β_2 должны выполняться условия ³⁸

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_p, \quad (3,12)$$

$$\beta_1 + \beta_2 = \beta_p. \quad (3,13)$$

(Для величин, входящих в формулы, допускаются положительные и отрицательные значения.) Условие (3,12) означает, что между соответствующими волнами должна иметься прямая связь на диаграмме рис. 7. Из

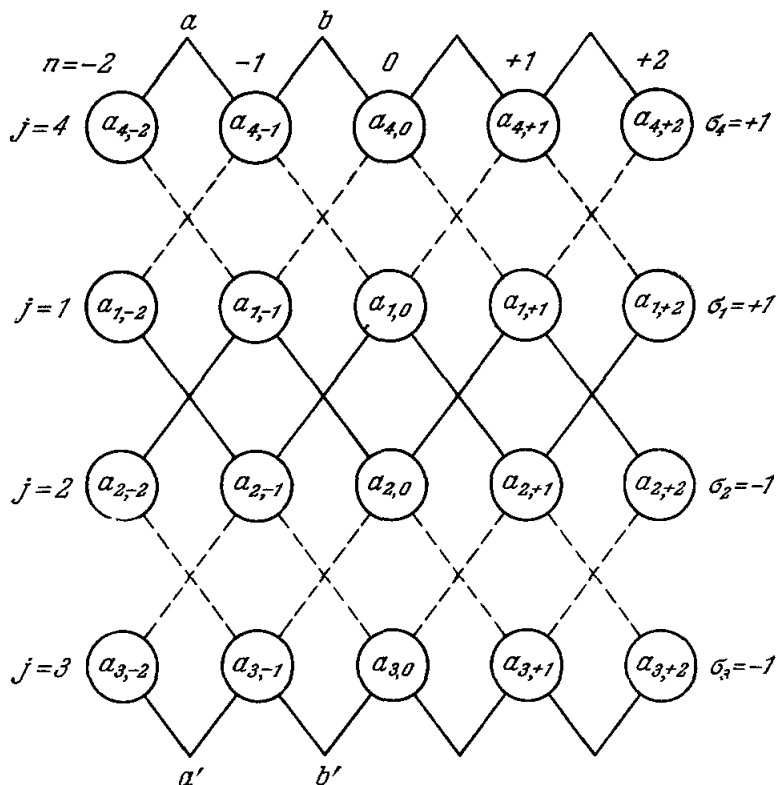


Рис. 7. Связь различных волн в области усиления.

формулы (3,13) следует, что диагональные элементы матрицы системы (3,9) для сильно связанных волн должны совпадать (быть близкими). Для усилителя типа Адлера основной является сильная связь между быстрыми циклотронными волнами $a_{1,0}$ (волна сигнала на частоте $\omega = \omega_s$) и $a_{2,-1}$ (холостая волна на частоте $\omega_i = |\omega - \omega_p|$). Для усилителя с секционированным квадруполем основной также является связь между $a_{1,0}$ и $a_{2,-1}$, но $a_{2,-1}$ представляет собой медленную циклотронную волну на частоте сигнала. Ограничиваясь в (3,9) уравнениями только для этих волн и учитывая (3,8), получаем в обоих случаях ³⁹

$$\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial z} = -iR\mathbf{a}, \quad \mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_1(z, \omega) \\ a_2(z, \omega - \omega_p) \end{pmatrix}, \quad R = \begin{pmatrix} \beta_1(\omega), -k(\omega)e^{-i\beta_p z} \\ k^*(\omega)e^{i\beta_p z}, \beta_2(\omega - \omega_p) \end{pmatrix}. \quad (3,14)$$

$$\beta_1(\omega) \equiv \frac{\omega - \omega_c}{u_0}, \quad \beta_2(\omega - \omega_p) \equiv \frac{\omega + \omega_c - \omega_{pe}}{u_0}, \quad k(\omega) = \frac{\Omega^2}{\omega_c u_0}. \quad (3,15)$$

Здесь $k(\omega)$ — коэффициент связи (записанный в общем виде), $\omega_{pe} \equiv (\omega_p - \beta_p u_0)$ — эффективная (доплеровски-сдвинутая) частота накачки, т. е. частота, которая будет наблюдаться в системе координат, движущейся со скоростью электронов u_0 .

Собственные значения γ матрицы R , т. е. постоянные распространения волны сигнала $a_1(z, \omega)$ и холостой волны $a_2(z, \omega - \omega_p)$,

$$\gamma_{1,2} = \beta \pm i\xi, \quad \beta \equiv \frac{\beta_1(\omega) + \beta_2(\omega - \omega_p)}{2} = \frac{2\omega - \omega_{pe}}{2u_0}, \quad \xi \equiv \left(|k|^2 - \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right)^{1/2}, \quad (3,16)$$

где $\Delta\beta \equiv \beta_1(\omega) - \beta_2(\omega - \omega_p) = (\omega_{pe} - 2\omega_c)/u_0$ *). Нарастающие волны возможны при

$$|\omega_{pe} - 2\omega_c| < \frac{2\Omega^2}{\omega_c}. \quad (3,17)$$

Чем слабее накачка, т. е. чем меньше Ω^2 , тем ближе должны быть ω_{pe} и $2\omega_c$ для существования активной связи. Максимальное усиление будет при

$$\omega_{pe} = 2\omega_c. \quad (3,18)$$

В этом случае

$$\gamma_{1,2} = \frac{\omega - \omega_c}{u_0} \pm i \frac{\Omega^2}{\omega_c u_0} \quad (3,19)$$

и усиление пропорционально Ω^2 , т. е. напряжению накачки. На рис. 8 представлена $\omega - \beta$ -диаграмма для этого случая. Прямая pp' построена по формуле $\omega_p = 2\omega_c + \beta_p u_0$; точка D соответствует волне сигнала, A — холостой волне, B — волне накачки для выбранного режима. В усилителе Адлера $\beta_1 = \beta_p = 0$ и параллелограмм $OABD$ вырождается

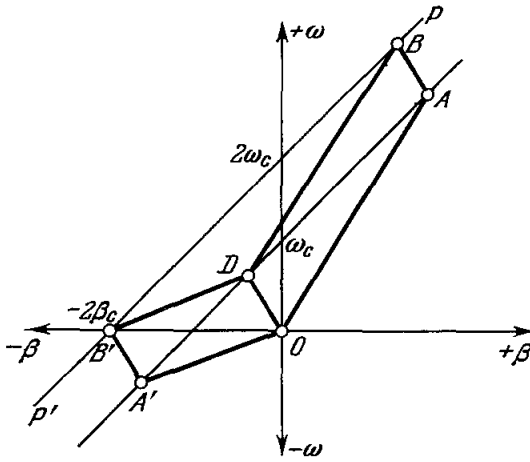


Рис. 8. $\omega - \beta$ -диаграмма с накачкой.

ся в отрезок $[0, 2\omega_c]$ оси ординат. В ЭСУ $\omega_p = 0$; для этого случая $\omega - \beta$ -диаграмма представляется параллелограммом $OA'B'D$.

Решение (3,14) имеет вид³⁹

$$a_1(z, \omega) = \left[\left(\text{ch } \xi z - i \frac{\Delta\beta}{2\xi} \text{sh } \xi z \right) a_1(0, \omega) - i \frac{k}{\xi} \text{sh } \xi z \cdot a_2(0, \omega - \omega_p) \right] e^{-i\beta z}, \quad (3,20)$$

$$a_2(z, \omega - \omega_p) = \left[i \frac{k^*}{\xi} \text{sh } \xi z \cdot a_1(0, \omega) + \left(\text{ch } \xi z + i \frac{\Delta\beta}{2\xi} \text{sh } \xi z \right) a_2(0, \omega - \omega_p) \right] e^{-i\beta z}.$$

*) Аналогичный анализ для случая активной связи $a_{2,0}$ (медленная циклотронная волна сигнала) и $a_{1,1}$ (быстрая циклотронная волна на частоте $\omega + \omega_p$) приводит к значению

$$\gamma = \frac{2\omega + \omega_{pe}}{2u_0} \pm i\xi.$$

Если $a_2(0, \omega - \omega_p) = 0$, то для мощностей имеем

$$P_1(z, \omega) \equiv \frac{\omega}{\omega_c} |a_1(z, \omega)|^2 = \left(1 + \frac{|k|^2}{\xi^2} \operatorname{sh}^2 \xi z\right) P_1(0, \omega), \quad P_1(0, \omega) \equiv \frac{\omega}{\omega_c} |a_1(0, \omega)|^2, \quad (3,21)$$

$$P_2(z, \omega - \omega_p) \equiv -\frac{\omega - \omega_p}{\omega_c} |a_2(z, \omega - \omega_p)|^2 = \frac{\omega_p - \omega}{\omega} \frac{|k|^2}{\xi^2} \operatorname{sh}^2 \xi z P_1(0, \omega).$$

На рис. 9 показаны кривые относительной мощности, построенные по формулам (3,21), для случая полного синхронизма (3,18) и для случая, когда нарастающие решения отсутствуют. На рис. 10 представлены относительная мощность волны сигнала и холостой волны на выходе из квадрупольа длины $L = \pi/(2|k|)$ в зависимости от степени несинхронизма $|\Delta\beta/(2k)|$.

Из (3,20) следует, что

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{P_1(z, \omega)}{\omega} + \frac{P_2(z, \omega - \omega_p)}{\omega - \omega_p} \right) &= 0, \\ \frac{P_1(L, \omega)}{\omega} + \frac{P_2(L, \omega - \omega_p)}{\omega - \omega_p} &= \frac{P_1(0, \omega)}{\omega} + \frac{P_2(0, \omega - \omega_p)}{\omega - \omega_p} \end{aligned} \right\} \quad (3,22)$$

Законы сохранения (3,22) называются соотношениями Мэнли-Роу⁴⁰. Из этих соотношений видно, что мощность, переносимая волной сигнала и холостой волной, пропорциональна их частотам $\omega_s = \omega$ и $\omega_i = |\omega - \omega_p|$. Мощность P_p , доставляемая генератором накачки,

$$P_p = P_1(L, \omega) + P_2(L, \omega - \omega_p) - [P_1(0, \omega) + P_2(0, \omega - \omega_p)] = \frac{\omega_p}{\omega} [P_1(L, \omega) - P_1(0, \omega)]. \quad (3,23)$$

При уменьшении отношения ω_p/ω мощность P_p уменьшается. В электростатических усилителях $\omega_p = 0$, откуда $P_p = 0$.

Аналогично можно рассмотреть процесс усиления, если сохранить в (3,9) все гармоники, с которыми волна сигнала $a_{1,0}$ непосредственно связана на диаграмме рис. 7, т. е. $a_{1,0}, a_{2,-1}, a_{3,-1}, a_{4,0}$ ¹¹. При этом можно найти четыре постоянные распространения, две из которых дают нарастающие и затухающие волны, обусловленные активной связью $a_{1,0}$ и $a_{2,-1}$, и две отвечают периодическим решениям, вызванным пассивной связью между циклотронными волнами $a_{1,0}, a_{2,-1}$ и синхронными волнами $a_{3,-1}, a_{4,0}$. Соотношения Мэнли — Роу для этого случая имеют вид *)

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{P_{1,0}}{\omega} + \frac{P_{4,0}}{\omega} + \frac{P_{2,-1}}{\omega - \omega_p} + \frac{P_{3,-1}}{\omega - \omega_p} \right) = 0. \quad (3,24)$$

*) Соотношения Мэнли — Роу устанавливаются в общем виде в теории связанных волн в качестве одной из инвариантных квадратичных форм^{12, 13}.

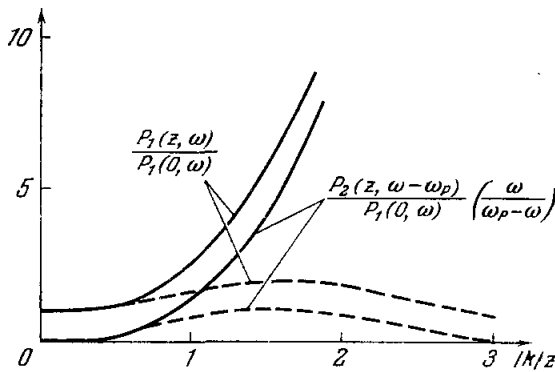


Рис. 9. Относительная мощность волны сигнала и холостой волны в области усиления для случая полного синхронизма (—) и для случая отсутствия синхронизма (---).

$$-\Delta\beta=0, \quad -\left|\frac{\Delta\beta}{2k}\right|=\sqrt{2}.$$

Как показано в работе ⁴¹ по методу, приведенному в ²⁶, если параметр накачки Ω^2 достаточно велик, наряду с усилением поперечных скоростей на частоте сигнала ω могут усиливаться гармоники на частотах $\pm(\omega + \omega_p)$. При дальнейшем увеличении Ω^2 возможно усиление гармоник $\pm(\omega + 2\omega_p)$ и т. д. Коэффициент усиления сигнала зависит от того, каким образом входная мощность сигнала распределяется между различными волнами, возбуждаемыми в области накачки.

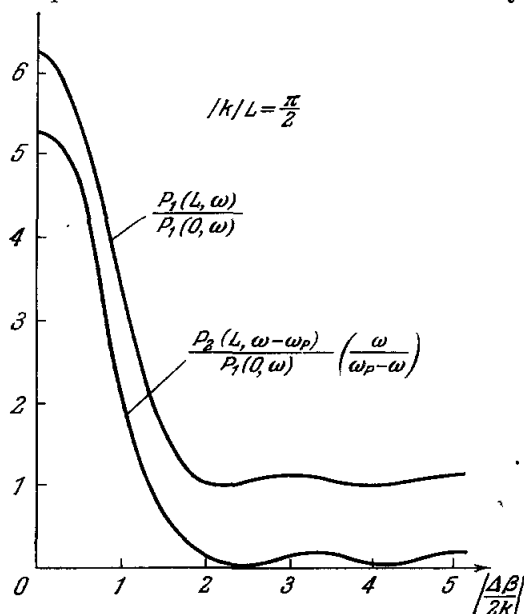


Рис. 10. Относительная мощность волн сигнала и холостой волны на выходе из квадруполя в зависимости от степени несинхронизма.

3, ... в системе координат, вращающейся с частотой $\omega = \omega_p/2$ и движущейся поступательно со скоростью u_0 ($\beta_p = 0$). В силу симметрии показаны лишь электроны, имеющие $x \geq 0$. В начальный момент электроны равномерно распределены по фазам влета, но по мере движения через область накачки они постепенно группируются вблизи наиболее

благоприятной фазы, обеспечивающей наибольшее усиление ⁴². Очевидно, пучок круглого сечения, имеющий шумовую модуляцию по поперечным скоростям, под действием этого механизма приобретает форму, напоминающую двухлопастный пропеллер, который вращается с частотой ω .

$$\left. \begin{aligned} G &= 27,3 \alpha N_q - 6[\partial \delta], \\ \alpha &\equiv \frac{2\Omega^2}{\omega_c^2}, N_q \equiv \frac{\beta_c L}{2\pi}, \end{aligned} \right\} \quad (3,25)$$

где N_q — количество циклотронных волн, укладывающихся вдоль квадруполя длины L .

Траектории электронов в квадруполе зависят от фазы их влета в область накачки. На рис. 11 показано положение различных электронов 1, 2,

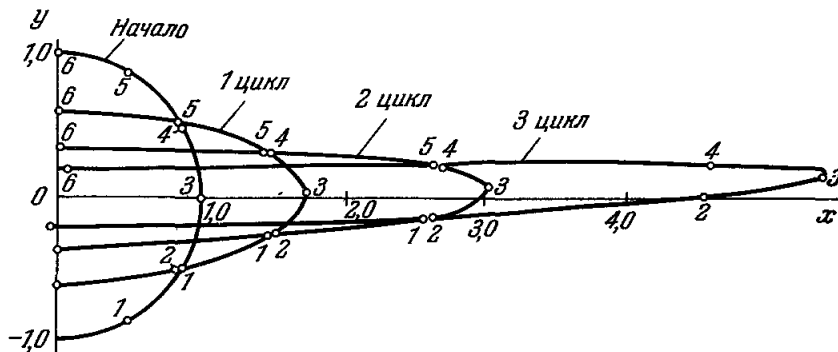


Рис. 11. Увеличение фазовой группировки в квадруполе в каждом последовательном цикле вращения.

§ 4. ВХОДНОЕ (ВЫХОДНОЕ) УСТРОЙСТВО СВЯЗИ С БЫСТРОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ВОЛНОЙ

Входные (выходные) устройства влияют на важнейшие характеристики параметрических усилителей. Так, например, теоретически и экспериментально установлено, что электронное усиление в квадруполе (3,25) не зависит от частоты сигнала ω_s ^{30, 43}. Полоса усиления лампы определяется поэтому исключительно частотными характеристиками взаимообмена мощностью между антенной и лучом во входном устройстве связи и между лучом и нагрузкой в выходном устройстве. Устройства связи определяют также полное усиление лампы (электронное усиление лампы минус потери во входном и выходном устройствах), выходную мощность при насыщении, а отсюда динамический диапазон усилителя. В ЭПУ быстрой циклотронной волны устройства связи определяют также минимальный коэффициент шума, который зависит прежде всего от эффективности отбора мощности шума луча во входном устройстве.

Устройства связи конденсаторного типа^{32, 43a} работают при частоте сигнала, близкой к циклотронной: $\omega_s \approx \omega_c$. При этом для быстрой циклотронной волны имеем $\beta_1 \approx 0$, $v_{\phi 1} \approx \infty$. Если длина пластин конденсатора l мала по сравнению с длиной волны сигнала ($l \ll \lambda_{cs}/2$), то во всех точках конденсаторного промежутка фаза

электрического поля одинакова, т. е. фазовая скорость волны системы $v_{\phi c} \approx \infty$. Поэтому при анализе работы входного устройства можно представить его в виде схемы с сосредоточенными постоянными.

При движении электронов в конденсаторе имеющееся в нем поле сигнала увеличивает радиус их вращения. При $\omega_s = \omega_c$ луч, возбужденный на быстрой циклотронной волне, располагается по образующей конуса, которая вращается с частотой ω_c вокруг оси z . При $\omega_s \neq \omega_c$ траектория электронов принимает форму спирали возрастающего радиуса. Если зазор достаточно длинный, возникают биения, поскольку вращение электронов постепенно выпадает из синхронизма с полем сигнала в конденсаторе⁴⁴.

Вблизи циклотронной частоты можно пренебречь медленной циклотронной и синхронной волнами*) и исследовать работу входного

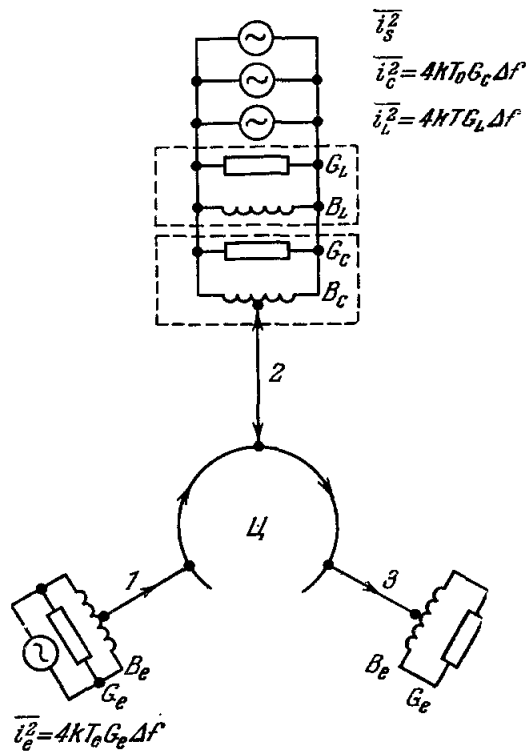


Рис. 12. Эквивалентная схема входного устройства связи резонаторного типа.

*) Вблизи $\omega_s \approx \omega_c$ медленная циклотронная волна шума проходит через резонатор практически неизменной. Синхронные волны в однородном поле не связаны с циклотронными волнами. Однако неоднородность поля на краях конденсатора может привести к перекачке шума синхронных волн в быструю циклотронную волну и коэффициент шума усилителя ухудшается. Поэтому эти неоднородности и их влияние желательно уменьшить⁴⁵.

устройства связи с помощью эквивалентной схемы рис. 12⁴⁶. На рисунке G_e , B_e — активная и реактивная составляющие электронной проводимости луча, $Y_e = G_e + iB_e$; G_c , B_c — составляющие проводимости входного устройства (резонатора), $Y_c = G_c + iB_c$; G_L , B_L — проводимости источника сигнала (антенны). Обычно $G_c \ll G_L$, $B_c \gg B_L$; электронные проводимости зазора G_e , B_e — известные функции частоты и параметров устройства, которые приводятся в ряде работ^{43,46}. Входные шумы потока описываются генератором тока $\bar{i}_e^2 = 4kT_e G_e \Delta f$, где T_e — электронная температура поперечных шумов, Δf — частотный диапазон. Эти шумы через плечо 1 попадают в циркулятор Ц, частично (или полностью) рассеиваются в резонаторе и антенне (плечо 2), а частично снова отражаются в электронный луч (плечо 3). Одновременно в луч вводится сигнал, шумы антенны (внешние шумы) и собственные шумы резонатора, создаваемые соответственно генераторами тока $\bar{i}_s^2$, $\bar{i}_L^2 = 4kT_G L \Delta f$, $\bar{i}_c^2 = 4kT_0 G_c \Delta f$, где T — температура антенны (входа), T_0 — температура резонатора. Аналогичную схему можно изобразить для выходного устройства.

Из схемы рис. 12 можно найти эквивалентную шумовую температуру быстрой циклотронной волны потока на входе в область усиления T_N , определяя ее как температуру нагрузки $T = T_N$, при которой общая шумовая мощность, перешедшая в плечо 3, в два раза выше, чем при температуре $T = 0$ ⁴⁶:

$$\frac{T_N}{T_e} = \frac{(G_L + G_c - G_e)^2 + (B_L + B_c + B_e)^2}{4G_L G_e} + \frac{T_0}{T_e} \frac{G_e}{G_L}. \quad (4,1)$$

Первый член в (4,1) представляет собой шумы электронного потока, отраженные в плече 2 обратно в поток, второй член — собственные шумы резонатора. Так как $T_0 \ll T_e$, вторым членом можно пренебречь. На частоте $\omega_s = \omega_c$ должно выполняться условие сопряженного согласования

$$Y_e(\omega_s) = Y_r^*(\omega_s), \quad Y_r \equiv Y_c + Y_L. \quad (4,2)$$

При этом $T_N = 0$, т. е. входные шумы (быстрой циклотронной волны) полностью удаляются из потока *).

Полагая, что входное и выходное устройства связи одинаковы, из схемы рис. 12 находим также, что

$$\frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вых, согл}}} = \left[\frac{4G_L G_e}{(G_L + G_c + G_e)^2 + (B_L + B_c + B_e)^2} \right]^2 \approx \left(\frac{T_N}{T_e} + 1 \right)^2, \quad (4,3)$$

где $P_{\text{вых}}$ — выходная мощность усилителя, $P_{\text{вых, согл}}$ — выходная мощность при согласовании (4,2).

На рис. 13 показаны результаты расчета по формулам (4,1), (4,3) для резонаторов конденсаторного типа. На рисунке ΔG — падение усиления (в дБ) по сравнению с усилением при согласовании (синхронизме, $\omega_s = \omega_c$), L — нормированная длина пластин, F_0 — расстройка:

$$L = \frac{\pi l v}{u_0}, \quad F_0 = \frac{\omega_s - \omega_c}{2\pi v}, \quad v = \sqrt{\frac{G_0 u_0}{48 d^2 C}}, \quad (4,4)$$

l — длина пластин, C — емкость, приходящаяся на единицу⁴ длины пластин. Как видно из рисунка, оптимальные значения L расположены в области 0,707—1,0.

Из (4,2) следует, что для согласования должно выполняться условие

$$B_e(\omega_s) = -B_r(\omega_s) \approx -B_c(\omega_s). \quad (4,5)$$

*) Следует отметить, что из потока полностью удаляются лишь шумы быстрой циклотронной волны на частоте $\omega_s = \omega_c$. В то же время общая шумовая энергия электронного потока практически не меняется^{47, 48}.

Для расширения диапазона частот усилителя условию (4,5) желательно удовлетворить в возможно более широкой полосе частот. Однако, как правило, при $\omega_s \neq \omega_c$ вследствие большой емкости пластин $|B_c(\omega_s)| > |B_e(\omega_s)|$, что приводит к значительному сужению полосы согласования устройства связи. Для уменьшения эквивалентной емкости резонатора можно использовать внешний настроенный контур⁴³. При выполнении (4,5) полоса согласования, т. е. полоса частот, в которой $P_{\text{вых}}/P_{\text{вых.согл}} \geq 1/2$, равна примерно $1/N$, где $N = \beta_c l / 2\pi$ — количество циклотронных волн, укладывающихся вдоль зазора L ⁴³.

Теоретически показана возможность расширить полосу частот, в которой удаляются входные шумы быстрой циклотронной волны потока, с помощью дополнительных резонаторов. Эти резонаторы помещаются перед входным резонатором и служат для удаления шума быстрой циклотронной волны в окрестности частоты ω_c . С помощью двух дополнительных резонаторов можно расширить полосу удаления шума в 2—2,5 раза по сравнению с аналогичным одиночным резонатором⁴⁹.

Если орбита электронов после усиления столь велика, что луч попадает на пластины выходного резонатора, наступает насыщение. Явление насыщения ограничивает максимальную мощность сигнала, который еще может усиливаться в лампе. Отношение этой мощности к мощности минимально обнаружимого сигнала определяет динамический диапазон усилителя D :

$$D = 7,1 \cdot 10^3 \frac{I_0 f_c^2 (d - \delta_0)^2}{A_0 F}, \quad (4,6)$$

где I_0 — ток луча в амперах, f_c — циклотронная частота в гц, A_0 — полное усиление, F — коэффициент шума, δ_0 — диаметр луча в мм⁴³.

На рис. 14 и 15 заштрихована область значений полосы и динамического диапазона (при усилении 20 дб) для лампы Адлера с входными устройствами конденсаторного типа при правильном выборе параметров лампы⁴³.

В качестве устройств связи с быстрой циклотронной волной могут использоваться также распределенные устройства с бегущей волной типа спирали или гребенки с поперечным полем^{26, 50, 51}. Распространение волн электронного потока и линии в такой системе описывается уравнением вида (1,24). Для сильной связи быстрой циклотронной волны и прямой волны линии их фазовые постоянные должны быть равны в середине полосы пропускания ω_s :

$$\beta_1(\bar{\omega}_s) = \beta_n(\bar{\omega}_s). \quad (4,7)$$

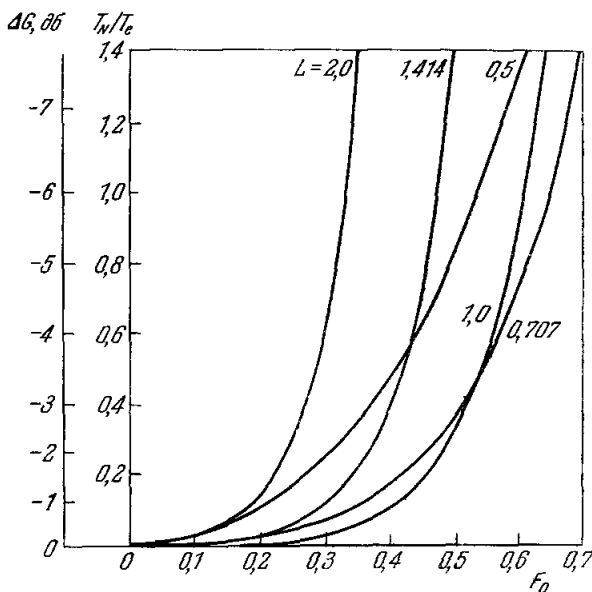


Рис. 13. Шумовая температура и полоса согласования резонаторного входного устройства связи.

где β_l — постоянная распространения линии. Так как $\beta_l(\bar{\omega}_s) > 0$, такие устройства связи могут использоваться только на частотах $\omega_s > \omega_c$. (На частотах $\omega_s < \omega_c$ возможна работа устройства на обратной волне линии⁵⁰.)

$\Delta f, \text{ МГц}$

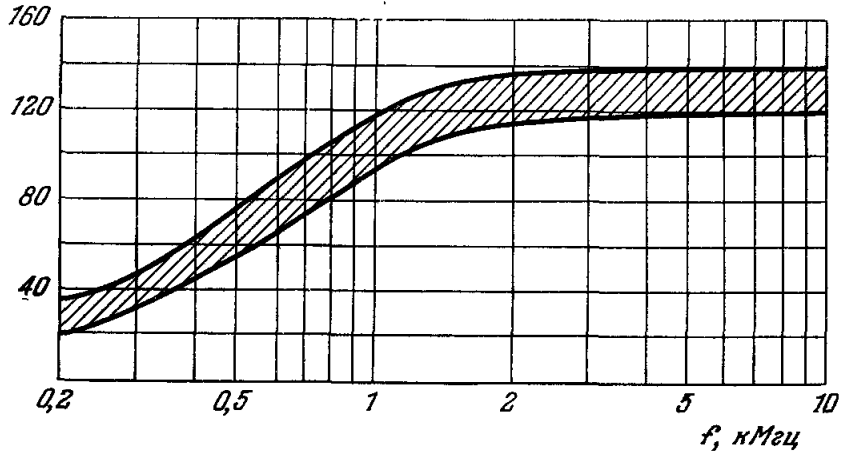


Рис. 14. Оптимальная полоса резонаторного входного устройства.

Поскольку как прямая волна системы, так и быстрая циклотронная волна несут положительную мощность, между ними имеет место пассивная связь, т. е. периодический обмен энергией. Наименьшая необходимая

$D, \text{ dB}$

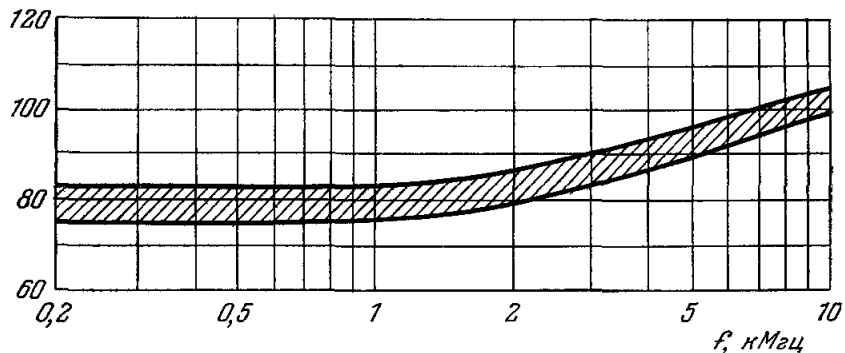


Рис. 15. Динамический диапазон резонаторного входного устройства.

Коэффициент усиления $G = 20 \text{ dB}$.

длина линии l выбирается из условия полного энергетического взаимообмена между этими волнами^{52, 53}. При некоторых упрощающих предположениях находим⁵⁴

$$l = \frac{\pi}{2c(\bar{\omega}_s)}, \quad c(\omega_s) \equiv \Phi' \sqrt{\frac{\bar{\omega}_s G_0 Z_{ll}(\bar{\omega}_s)}{8\omega_c}}. \quad (4,8)$$

Здесь c — коэффициент связи, Z_{ll} — волновое сопротивление линии, а Φ' определяется из соотношения $\Phi' = E_x/V_c$, где E_x — поперечное поле на оси спирали, V_c — напряжение на спирали.

Полосу устройства связи с известными дисперсионными характеристиками $\beta_{\text{л}}(\omega_s)$, $Z_{\text{л}}(\omega_s)$ можно приближенно оценить по величине коэффициента (1,26) из условия, что на границах полосы должно быть

$$\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \approx c^2, \quad (4,9)$$

где $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_{\text{л}}$. Для линии без дисперсии ширина полосы устройства не превышает ширины полосы входных устройств резонаторного типа⁵⁴. Требуемая длина линии, как нерезонансной структуры, превышает длину пластин резонатора конденсаторного типа, что сужает полосу устройства. Для расширения полосы устройства желательно, чтобы в окрестности $\bar{\omega}_s$ фазовая постоянная $\beta_{\text{л}}$ и волновое сопротивление $Z_{\text{л}}$ изменялись с частотой так, что $\beta_{\text{л}}(\omega_s) = \beta_1(\omega_s)$, $\omega_s Z_{\text{л}}(\omega_s) = \bar{\omega}_s Z_{\text{л}}(\bar{\omega}_s)$. При этом полоса устройства зависит от области частот, в которой выполняются указанные соотношения.

Если линия обладает собственными потерями, отношение сигнал/шум на выходе из устройства связи (в дб) уменьшается на 1/2 величины полных холодных потерь (в дб)^{54, 55}. Это эквивалентно соответствующему увеличению шумовой температуры. Следует еще отметить, что для получения малого коэффициента шума обычно необходимо также предварительно удалить шумы потока на холостой частоте $\omega_i = |\omega_s - \omega_p|$, что потребует дополнительного входного устройства (§ 7).

В § 6 и 7 будут указаны некоторые другие устройства связи с быстрой циклотронной волной и с другими поперечными волнами электронного потока.

§ 5. ИСТОЧНИКИ ШУМОВ В УСИЛИТЕЛЯХ

В ЭПУ быстрой циклотронной волны в процессе усиления не участвует медленная волна потока, являющаяся основным источником шума в обычных (непараметрических) приборах. Поскольку входное устройство связи при правильном согласовании полностью удаляет шумы быстрой циклотронной волны на частоте сигнала, можно было ожидать от усилителя коэффициент шума $F = 1$ (0 дб). В наилучших зарубежных образцах ЭПУ достигнут коэффициент шума 0,79—1,6 дб, что соответствует шумовой температуре 58—130° К. Из этой величины 0,35—0,5 дб (25—30° К) приписывается потерям во входном и выходном устройствах связи^{30, 56, 57}. Причины остаточного шума в первое время оставались неясными и были вскрыты только после более детального изучения работы усилителя.

Отметим прежде всего, что в литературе даются результаты измерений так называемого двухканального коэффициента шума, т. е. при измерениях шум от источника поступает по обоим частотным каналам ω_s , $\omega_i = |\omega_s - \omega_p|$. В реальных условиях работы сигнал имеется только на частоте ω_s , тогда как шумы по-прежнему поступают по обоим каналам. В квадруполе благодаря сильной связи шумы холостой волны ω_i переходят в волну сигнала ω_s . Если пренебречь всеми другими источниками шума, то вследствие только этого механизма⁵⁸

$$F = 1 + \frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{T_i}{T_0} \quad (T_0 = 290^\circ \text{ K}), \quad (5,4)$$

где T_i — эквивалентная шумовая температура на холостой частоте ω_i . Если $\omega_i = \omega_s$, шумы электронного потока на частоте ω_i будут отобраны во входном резонаторе вместе с шумами на частоте ω_s . В этом случае T_i — это температура внешней нагрузки или электродов, создающих шум на холостой частоте ω_i . Полагая, что $T_i = T_0$, находим, что $F = 2$. Таким

образом, при $T_i = T_c$ к данным, которые приводятся для двухканального коэффициента шума, надо прибавить 3 дБ, чтобы получить реальный (одноканальный) коэффициент шума. В дальнейшем всюду имеется в виду двухканальный (измеренный) коэффициент шума. Наличие холостой частоты является недостатком параметрических усилителей по сравнению с обычными, непараметрическими усилителями.

Источником шумов, характерным для ЭПУ, являются пассивно связанные волны. Так, на диаграмме рис. 7 с волной сигнала $a_{1,0}$ и холостой волной $a_{2,-1}$ непосредственно связаны медленные синхронные волны на частоте сигнала $a_{3,0}$ и холостой частоте $a_{4,-1}$. Шум медленных волн принципиально не может быть удален во входном устройстве и в области накачки переходит в волну сигнала. По приближенным оценкам связь с волнами $a_{3,0}$, $a_{4,-1}$ увеличивает шумовую температуру на 10°K ⁵⁷. Если учесть все слабо связанные волны, их вклад в шумовую температуру составит $2,70\xi^2 T_k$, где ξ — усиление в неперах на один радиан пролетного угла в квадруполе (на частоте ω_c), T_k — температура катода. Эта температура порядка 40°K ³⁶. (С помощью общего уравнения (3,9) можно исследовать влияние любого количества гармоник; для этого уравнение должно быть решено численно с сохранением интересующих нас гармоник, что представляет собой трудоемкую задачу.)

Синхронные волны всегда присутствуют в усилителе. Практически луч не является бесконечно тонким, а имеет конечный диаметр. Такой «толстый» луч всегда имеет шумовую модуляцию на всех четырех волнах a_1 , a_2 , a_3 , a_4 . Спектральные плотности этих волн для толстого луча на выходе из пушки с учетом дробового шума и пространственного заряда вычислены Блотекером⁵⁹. Шум синхронных волн a_3 , a_4 , как видно из (1,13), складывается из шума поперечных скоростей и шума поперечных координат. Последний подвержен депрессии с коэффициентом Γ^2 , где Γ^2 — обычный коэффициент депрессии дробового шума за счет минимума потенциала вблизи катода²⁸. Мощность шума пропорциональна $(\omega/\omega_c)T_k$ для поперечных скоростей и $\omega\omega_c T_k$ для поперечных координат. Сделанные на основании этих расчетов оценки шумовой температуры усилителя значительно превышают экспериментальные результаты. В связи с этим Блотекер предполагает наличие некоторого, пока неизвестного, эффекта сглаживания шума.

Дж. Вессел-Берг и К. Блотекер установили также, что если учесть эффекты второго порядка малости по Ω^2 , в квадруполе могут усиливаться синхронные волны⁶⁰. Эти синхронные волны в свою очередь служат источником для возникновения быстрой циклотронной волны, которая усиливается уже по формулам первого порядка малости относительно Ω^2 . Поэтому электронный луч, даже не имеющий никакой шумовой или сигнальной модуляции, но обладающий конечным диаметром, расширяется в квадруполе. По оценкам авторов это расширение может являться причиной насыщения усиления, когда луч попадает на пластины квадруполя и шумы резко возрастают.

Для уменьшения связи с синхронными волнами *) в обоих случаях рекомендуется уменьшить амплитуду накачки, а для получения того же коэффициента усиления соответственно увеличить длину квадруполя^{36, 60}. На коэффициент шума несколько влияют также линзовые эффекты в усилителе^{36, 47}.

Рассмотрим далее роль пространственного заряда^{61, 62}. Если луч движется в области дрейфа, то под действием продольного магнитного

*) Неоднородность поля во входном конденсаторе (например, благодаря краевым эффектам) также приводит к нежелательной связи с синхронными волнами^{45, 56}.

поля и радиального поля пространственного заряда в сечении луча возникает внутреннее вращение электронов с частотами

$$\omega'_c = \frac{\omega_c}{2} \left[1 - \sqrt{1 - 2 \left(\frac{\omega_q}{\omega_c} \right)^2} \right], \quad \omega''_c = \frac{\omega_c}{2} \left[1 + \sqrt{1 - 2 \left(\frac{\omega_q}{\omega_c} \right)^2} \right], \quad (5,2)$$

где $\omega_q = \eta q_0 / \varepsilon_0$ — плазменная частота, q_0 — плотность пространственного заряда. Частота $\omega''_c \approx \omega_c$ описывает быстрое вращение электронов, частота ω_c — медленное вращение. Последнее вызывает вращение луча как целого, причем отдельные электроны движутся по сложным эпитрохлоидальным орбитам.

Во входных устройствах связи благодаря однородности поля конденсаторного промежутка внутреннее вращение электронов можно не учитывать. В этих устройствах под действием поля сигнала возбуждается движение луча как целого. Однако в квадруполе явления осложняются. Если частота накачки выбрана так, что $\omega_p = 2\omega''_c$, то вместо усиления сигнала происходит расширение орбит внутреннего вращения электронов, вызванного пространственным зарядом. Аналогичное явление имеет место при $\omega_p = 2\omega_c$. При малом пространственном заряде $\omega''_c \approx \omega_c$ и вращение на частоте ω''_c попадает в полосу усиления квадруполья. Это создает опасность раскручивания внутренних орбит до такой степени, что электроны начинают попадать на пластины квадруполья или выходного резонатора. Эксперименты указывают, что данный эффект может являться причиной насыщения усиления, когда одновременно резко возрастают шумы усилителя. При большом пространственном заряде ω''_c заметно отличается от ω_c и подобный эффект не имеет места, что позволяет получить больший коэффициент усиления. В реальных лампах вследствие большой плотности тока в луче отношение ω_q / ω_c доходит до 0,5.

Сигнал, вводимый в луч во входном устройстве связи, распределяется между отдельными слоями луча, которые движутся со слегка различными скоростями. Вследствие различия скоростей при движении возникает фазовый сдвиг между этими слоями, пропорциональный расстоянию от входного устройства до выходного. Это снижает мощность сигнала, которую можно вывести в выходном устройстве, так как движение электронов (наведенные токи) в выходном конденсаторе складывается не в фазе. Аналогично нарушается ослабление шума, достигнутое во входном устройстве, и в луче вновь появляется шум.

Согласно расчетам Гордона⁶³ этот эффект не сказывается, если фазовые скорости быстрых циклотронных волн на частотах ω_s , ω_i бесконечны. Это имеет место, когда $\omega_s \approx \omega_i \approx \omega_c$. Такой усилитель называется вырожденным (например, усилитель типа Адлера). В невырожденном усилителе частота волны сигнала ω_s значительно, иногда в несколько раз, отличается от частоты холостой волны ω_i . При этом по крайней мере одна из волн распространяется с конечной фазовой скоростью. В невырожденном усилителе поэтому заметно проявляется шум из-за влияния разброса продольных скоростей (§ 7). Из-за разброса продольных скоростей электроны, кроме того, получают неодинаковую энергию в области накачки. Это явление имеется даже в вырожденном усилителе и по оценкам Гордона дает вклад в шумовую температуру порядка 0,2—2° К⁶³.

Если процесс параметрического усиления основан на активной связи с медленной волной электронного потока (это имеет место, например, в ЭСУ), то минимальный коэффициент шума такого прибора определяется так же, как для непараметрических электроннолучевых усилителей СВЧ, например ЛБВ^{28, 64, 65}. Проблема уменьшения коэффициента шума в данном случае решается с помощью тех или иных методов охлаждения

медленной поперечной волны потока. Таков, например, способ уменьшения шума циклотронных волн путем расширения луча в магнитном поле, который позволяет получить шумовую температуру потока намного ниже температуры катода^{66, 67}. Другим является метод параметрического охлаждения, рассматриваемый в следующем параграфе.

В заключение отметим некоторые проблемы, связанные с конструированием пушек для ЭПУ^{68, 69}. Для получения малого коэффициента шума шумовая температура электронного потока на выходе из пушки должна быть по возможности низкой. В зависимости от конструкции пушки эта температура может быть как ниже, так и значительно выше температуры катода. Из сказанного выше также следует, что желателен хорошо сфокусированный луч с большой плотностью пространственного заряда. Для получения большой полосы и малых F требуется также высокий первеанс луча и постоянство продольных скоростей по сечению луча. Частоты вращения электронов не должны попадать в область внутреннего усиления квадруполь. Конструирование таких пушек представляет собой сложную задачу. Хорошие результаты получены с пушками, имеющими шесть анодов, бриллюэновского и иммерсионного типов⁶⁸. Первеанс луча в этих пушках составлял $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ а/е^{3/2} при потенциале луча ~ 6 в, токе луча ~ 40 мка и диаметре луча $\sim 0,4$ мм. Следует заметить, что пушка, формирующая луч с низкой электронной температурой, уменьшает в равной степени как быструю, так и медленную циклотронные волны.

§ 6. ОБОБЩЕНИЕ ПРИНЦИПА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ

Исходя из диаграммы рис. 7 и условий (3,12), (3,13), можно исследовать различные случаи сильной связи двух волн аналогично § 3. Результаты такого исследования представлены в табл. II⁷⁰. Из таблицы видно, что возможна активная параметрическая связь не только двух циклотронных, но и двух синхронных волн. Между одной циклотронной и одной синхронной волнами возможна лишь пассивная связь. Отметим, что накачка на частотах $\omega_p > \omega$ называется высокочастотной, а на частотах $\omega_p < \omega$ — низкочастотной. В соответствии с теоремой о кинетической мощности, усилители с низкочастотной накачкой не являются маломушумящими.

С помощью таблицы можно пояснить метод удаления шума из медленной волны, который называется методом параметрического охлаждения и был впервые предложен Стэрроком⁷¹. Параметрическое охлаждение основано на использовании пассивной связи между медленной волной с отрицательной кинетической мощностью и быстрой волной с положительной кинетической мощностью. При этом необходимым условием является высокочастотная накачка: $\omega_p > \omega$. Так, для удаления шума медленной циклотронной волны на частоте ω можно использовать пассивную связь с быстрой синхронной волной на частоте $(\omega_p - \omega)$; устройство накачки должно удовлетворять условию $\omega_{pe} = -\omega_c$ (графа 6). Шум быстрой синхронной волны на частоте $(\omega_p - \omega)$ надо предварительно удалить, осуществляя взаимодействие потока с замедляющей системой (резонатор конденсаторного типа неприменим, поскольку синхронные волны не имеют поперечной скорости). Если выбрать длину квадруполь L из условия

$$\frac{\Omega^2}{\omega_c u_0} L = \frac{\pi}{2}, \quad (6,1)$$

то на этой длине произойдет полный энергетический обмен между любой парой пассивно связанных волн³⁶. Шум медленной волны переходит в быструю, а затем удаляется с помощью пассивной замедляющей системы.

Аналогично можно охладить медленную синхронную волну на частоте ω , используя ее связь с быстрой циклотронной волной на частоте ($\omega_p - \omega$); устройство накачки должно удовлетворять условию $\omega_{pe} = \omega_c$ (графа 5). Быструю циклотронную волну необходимо предварительно охладить в конденсаторном резонаторе. Параметрическое охлаждение может использоваться либо для создания малошумящих усилителей на медленной волне, либо для расширения области малошумящей работы на диапазон $\omega > \omega_p$.

Таблица II

Сильная связь между волнами в пространстве накачки

№ п/п	$\omega_p > \omega$		$\omega_p < \omega$		$\omega_p \approx \omega$		Условие усиления	Оптимальное условие	Характер связи	Изменение по z
	Связанные волны	Частоты	Связанные волны	Частоты	Связанные волны	Частоты				
1	б. ц. б. ц.	ω $\omega_p - \omega$	б. ц. б. ц.	ω ω	м. ц. м. ц.	ω ω	$ \omega_{pe} - 2\omega_c < 2 \frac{\Omega^2}{\omega_c}$	$ \omega_{pe} - 2\omega_c = 0$	Активная	exp
2	м. ц. м. ц.	ω $\omega_p - \omega$	м. ц. м. ц.	$\omega - \omega_p$ $\omega - \omega_p$	б. ц. б. ц.	$\omega + \omega_p$ $\omega + \omega_p$				
3	б. с. б. с.	ω $\omega_p - \omega$	м. с. м. с.	ω ω	б. с. б. с.	ω ω	$\omega_{pe} < 2 \frac{\Omega^2}{\omega_c}$	$\omega_{pe} = 0$	Активная	exp
4	м. с. м. с.	ω $\omega_p - \omega$	б. с. б. с.	$\omega - \omega_p$ $\omega - \omega_p$	м. с. м. с.	$\omega + \omega_p$ $\omega + \omega_p$				
5	б. ц. м. с.	ω $\omega_p - \omega$	б. ц. б. с.	ω $\omega - \omega_p$				$\omega_{pe} = \omega_c$	Пассивная	sin
6	м. ц. б. с.	ω $\omega_p - \omega$	м. ц. м. с.	ω $\omega - \omega_p$	б. ц. б. с.	ω $\omega + \omega_p$		$\omega_{pe} = -\omega_c$	Пассивная	sin

(б. ц. — быстрая циклотронная, м. ц. — медленная циклотронная, м. с. — медленная синхронная, б. с. — быстрая синхронная).

Помимо квадрупольных структур рис. 6, отметим некоторые другие конфигурации электрического поля накачки, обеспечивающие связь различных поперечных волн электронного потока.

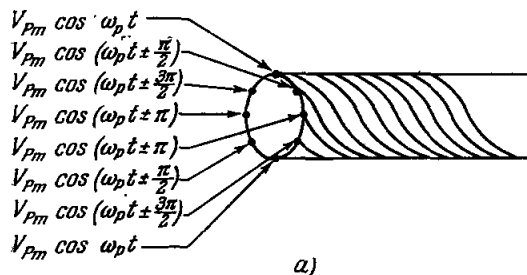
а) Скрученный квадруполь с вращающимся полем накачки³⁶. Такое поле может быть образовано 8-заходной спиралью рис. 16, а. На рисунке указан закон изменения потенциалов отдельных проволок; знак плюс выбирается в том случае, если спираль закручивается в ту же сторону, что и электроны, а знак минус — если в противоположную. Потенциал в области прохождения луча

$$U_p = \frac{1}{a^2} V_{pm} \{(x^2 - y^2) \cos(\omega_p t - \beta_p z) \pm 2xy \sin(\omega_p t - \beta_p z)\}. \quad (6,2)$$

Поле накачки может быть также электростатическим ($\omega_p = 0$). Анализ уравнений движения в таком квадруполье приводит к диаграмме, напоминающей рис. 7, однако половина связей на диаграмме будет отсутствовать,

так как вращающееся поле накачки связывает только волны с одинаковой поляризацией ^{71a}.

б) Скрученный квадруполь ^{37, 72}. Если пластины квадрупольа рис. 6, а будут иметь кручение с постоянной β_q , поле такого скрученного квадрупольа



$$U_p = \frac{V_{pm}}{a^2} [(x^2 - y^2) \times \\ \times \cos 2\beta_q z + 2xy \sin 2\beta_q z] \times \\ \times \cos \omega_p t. \quad (6,3)$$

Обычно вместо пластин гиперболической формы используют 4-заходную спираль рис. 16, б ³⁷. Поле накачки может быть как переменным ($\omega_p \neq 0$), так и электростатическим ($\omega_p = 0$). Анализ уравнений движения приводит к результатам, сходным с § 3, при замене β_p на $2\beta_q$.

в) Аксиально-симметричное поле накачки. Такое поле может быть образовано периодическим электрическим полем вида

$$E_{pz} = E_{pm} \sin(\omega_p t - \beta_p z). \quad (6,4)$$

В соответствии с уравнениями Максвелла, поле, изменяющееся по z , порождает поперечное электрическое поле в стороне от оси системы. Периодическое электрическое поле обеспечивает целый ряд интересных параметрических связей между поперечными волнами потока, среди которых имеются активные связи при условии $\omega_{pe} = \pm \omega_c$ ³⁶. Аксиально-симметричное электростатическое поле может использоваться в ЭСУ, имеющем структуру накачки в виде ряда колец (§ 7). Исследование связи различных поперечных волн в аксиально-симметричном поле желательно также при учете линзовых

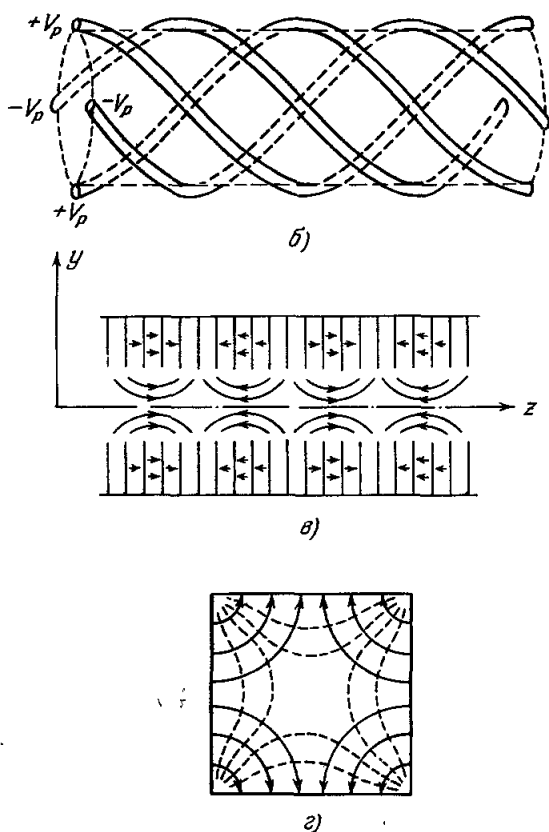


Рис. 16. Типы полей накачки.

а) скрученный квадруполь с вращающимся полем; б) скрученный квадруполь в виде четырехзаходной спирали; в) двумерное поле; г) поле волны TE_{11} в прямоугольном волноводе.

эффектов, которые могут проявляться в усилителях (пушках) и влиять на их шумовые характеристики ^{36, 47}.

г) Накачка двумерными полями ³⁶. В двумерных полях (рис. 16, в) напряженность поперечного поля приблизительно про-

порциональна расстоянию от оси, что позволяет использовать их в ЭПУ. Из уравнений движения следует, что в двумерном поле каждая волна связана со всеми другими. С помощью подходящей связи между волнами можно получить усиление или периодический обмен мощностью. Двухмерные поля проще осуществить конструктивно, однако они дают меньший коэффициент усиления.

д) Волноводные структуры²⁶. Конфигурация поля, близкая к квадрупольной, имеется при распространении волны TE_{11} в прямоугольном волноводе (рис. 16, з) или TE_{21} в круглом волноводе. Возможно также использование двумерного поля, образующегося при распространении волны TE_{20} в прямоугольном волноводе.

е) Двойная волна накачки. В работе Барнеса⁷³ теоретически рассмотрена накачка с помощью двух волн с частотами ω_{p1} , ω_{p2} и постоянными распространения β_{p1} , β_{p2} . Луч, который образуется при этом, богат гармониками, так что подобное устройство может в принципе использоваться в качестве генератора гармоник. Конструктивные трудности двойной накачки можно отчасти преодолеть, выбирая $\omega_{p1} = \omega_{p2}$ или $\omega_{p1} = 0$, $\omega_{p2} \neq 0$.

В общем случае можно рассмотреть движение электронного луча в произвольном электромагнитном поле накачки. Чтобы такое поле можно было физически реализовать, оно должно удовлетворять уравнениям Максвелла. Параметры накачки в уравнениях движения пучка типа (3,9) при этом зависят от напряженности как электрического, так и магнитного поля. Теоретический анализ связи поперечных волн в линейаризованном электромагнитном поле накачки общего вида позволяет получить все известные случаи сильного взаимодействия⁷⁴. Как следует из анализа, вместо любого электрического поля можно в принципе ввести соответствующее магнитное поле, определяющее тот же характер взаимодействия поперечных волн*). Возможны усилители и генераторы гармоник (преобразователи частоты) с магнитной, в частности магнитостатической, накачкой.

Условия сильной связи в области накачки можно записать в виде⁷⁴⁻⁷⁶

$$\omega_{pe} \approx \tau \omega_c, \quad \tau = 0, \pm 1, \pm 2, \quad (6,5)$$

причем $\tau = -2, -1, 0$ соответствуют знаку плюс в формуле (6,2), а $\tau = 2, 1, 0$ — знаку минус. Приближенное равенство в (6,5) указывает, что сильное взаимодействие имеется в некоторой окрестности этих частот. Оптимальная связь осуществляется при точном равенстве. При $\tau = \pm 2$ возможна активная связь двух циклотронных волн, при $\tau = 0$ — активная связь двух синхронных волн, при $\tau = \pm 1$ — пассивная связь одной циклотронной и одной синхронной волны. Интересно отметить, что $|\tau|$ совпадает с количеством циклотронных волн, участвующих в данной связи⁷⁵. Условия синхронизма (6,5) для доплеровской частоты накачки ω_{pe} можно получить также графически, рассматривая вращение электронов в связанных волнах⁷⁵.

Аналогично можно исследовать входное (выходное) устройство связи общего типа с электромагнитным полем⁷⁷. Исследование показывает, что нет принципиального различия между устройствами связи с электрическим или магнитным полем, а играют роль лишь некоторые смешанные

*) Теоретически возможны не только усилители, но и генераторы на поперечных волнах потока. При этом не структура накачки передает энергию в электронный поток, а наоборот, электронный поток передает энергию в структуру накачки. Работа прибора, естественно, основана на использовании медленной волны, т. е. на замедлении потока электронов⁷⁴.

коэффициенты. Можно осуществить различные комбинации от чисто электрических до чисто магнитных полей. Теорема о кинетической мощности справедлива в устройстве связи самого общего типа. Возможны устройства связи не только для циклотронных, но и для синхронных волн ^{77, 78, 78a}. В этих устройствах используется пассивная связь быстрой синхронной волны и прямой волны системы (линии). Исследование работы входного устройства позволяет получить ряд интересных результатов, касающихся энергетического взаимодействия поперечных волн, разброса продольных скоростей, роли гармоник и др. ⁷⁷.

§ 7. ТИПЫ УСИЛИТЕЛЕЙ

а) У с и л и т е л ь А д л е р а. Вырожденный усилитель типа Адлера в настоящее время является наиболее значительным достижением среди всех электроннолучевых параметрических усилителей. В табл. III

Таблица III
Характеристики электроннолучевых параметрических усилителей

Литература	31	57	79	80
Параметры				
I_0 , мка	35	27	40	78
U_0 , в	6	10	6	21
δ_0 , мм	0,41	0,38	1,01	0,4
B_0 , гс	200	1470	72	420
f_s , Мгц	560	4137	200	1175
f_p , Мгц	1120	8274	400	2340
P_p , мвт	10	150	2	150
G , дб	20—30	19	10	20
Δf , Мгц	50	32	25	55
F , дб	0,9—1,4	0,79	1,6	1,6
$T_{ш}$, °К	30—70	25±10	80	55
D , дб		100	80	

приводятся результаты, полученные с несколькими ЭПУ этого типа ⁴. В верхней графе указан источник в списке литературы, из которого взяты приводимые данные. В таблице δ_0 — диаметр луча, f_s — частота сигнала, f_p — частота накачки, P_p — мощность накачки, D — динамический диапазон, и т. д. При конструировании усилителя приходится решать ряд сложных технологических задач, которые, тем не менее, удается преодолеть *). На рис. 17 приводится фото одного из ЭПУ, описанного в статье ⁵⁷, на рис. 18 — зависимость его коэффициента шума F от частоты. Разрабатывается целый ряд других ЭПУ, в частности, металлокерамические лампы повышенной жесткости с внешней перестройкой рабочего диапазона частот ⁸¹, а также различные промышленные образцы ^{82-83a}.

ЭПУ испытывались в радарх, устройствах навигации и радиоастрономии, системах наблюдения за радиозондами, спутниками и др. ^{81, 81-86}.

*) Одним из требований к усилителю является, например, строгая идентичность поля накачки во всех квадрантах. Поскольку, однако, hh' , gg' на рис. 5 — нулевые эквипотенциалы, на их место можно поместить металл, так что от квадруполя остается всего $1/4$ часть. Луч при этом проходит эксцентрично, что не существенно, поскольку коэффициент усиления не зависит от положения луча. Такая конструкция квадруполя облегчает его изготовление ⁴⁵.

Было достигнуто значительное уменьшение шума: от 8—18 дб (до использования ЭПУ) шум снижался до 1,4—3,4 дб. Уровень минимально различимого сигнала увеличивался на 3—15 дбм (при работе с накачкой в полосе пропускания). Дальность обзора радаров и устройств навигации увеличивалась при использовании ЭПУ на 70% при работе в полосе пропускания и на 45% при работе вне полосы пропускания.

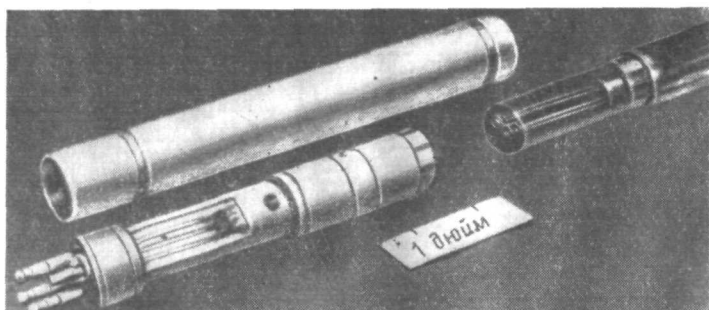


Рис. 17. Экспериментальный электроннолучевой параметрический усилитель.

В радиоастрономии сигналы являются широкополосными, поэтому наличие холостой частоты расширяет полосу прибора. Большой входной сигнал в ЭПУ вызывает лишь оседание луча на пластинах квадрупольа или выходного резонатора, но не вызывает каких-либо повреждений. Это позволяет обезопасить последующие части установки. Время восстановления после перегрузки составляет доли миллисекунды. Ценным качеством ЭПУ является высокая фазовая и амплитудная стабильность, а также стабильность усиления в течение работы. Срок службы ЭПУ выше, чем других электроннолучевых усилителей, так как его катод работает при малых напряжениях и токах. Интересны опыты использования ЭПУ в приемных системах с синхронизацией фазы⁸². Здесь имеются перспективы уменьшения коэффициента шума до его двухканального значения.

б) Невырожденный ЭПУ^{34, 87}. В усилителе (рис. 19) электронный луч проходит последовательно два устройства связи. Первое представляет собой обычный резонатор конденсаторного типа, в который вводится сигнал и удаляются шумы потока на частоте $\omega_s = \omega_c$. Второе устройство служит для удаления шума потока на холостой частоте $\omega_i = |\omega_s - \omega_p|$ и представляет собой плоский конденсатор, скрученный в соответствии с мгновенной формой луча,

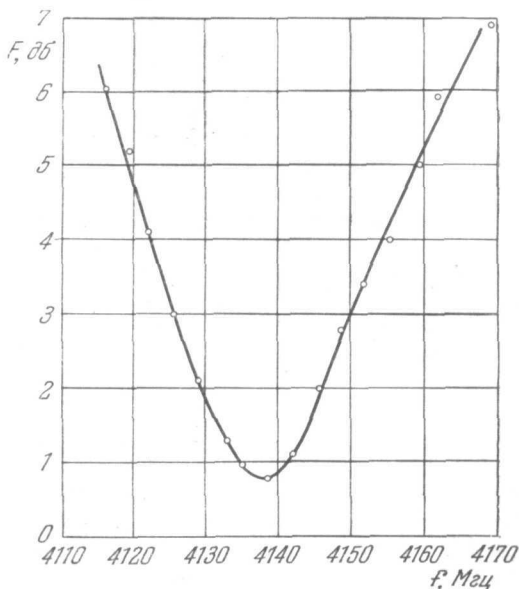


Рис. 18. Зависимость коэффициента шума F усилителя от частоты.

возбужденного на быстрой циклотронной волне с частотой ω_i^*). Далее следуют скрученный квадруполь в виде 4-заходной спирали и выходной резонатор, аналогичный первому.

На рис. 20 приводится $\omega - \beta$ -диаграмма для экспериментального усилителя. Для снижения коэффициента шума желательно выбрать $\omega_s \ll \omega_i$. При этом согласно соотношениям Мэнли — Роу, остаточный шум

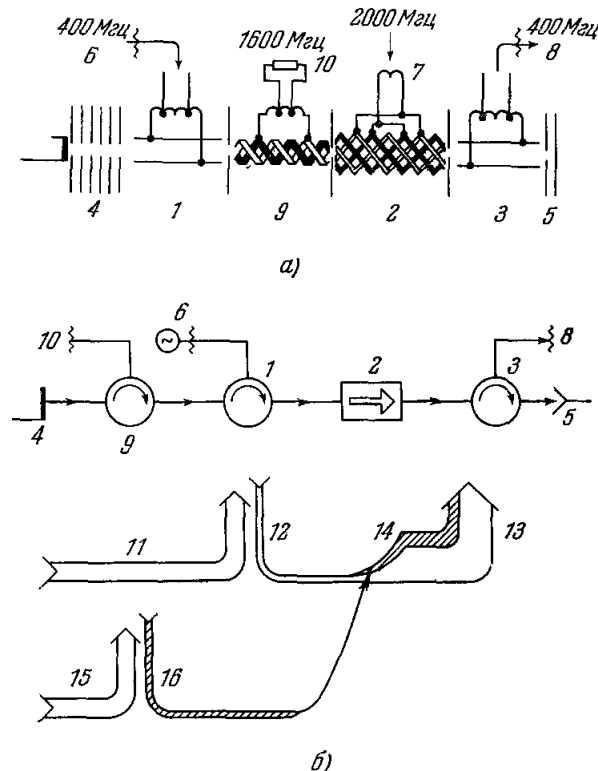


Рис. 19. Эквивалентная схема (а) и принцип работы (б) невырожденного ЭПУ.

1 — Входное устройство сигнальной частоты; 2 — область усиления; 3 — выходное устройство сигнальной частоты; 4 — пушка; 5 — коллектор; 6 — вход сигнала; 7 — вход накачки; 8 — выход усиленного сигнала (нагрузка); 9 — входное устройство холостой частоты; 10 — нагрузка холостой частоты; 11 — шумы луча на сигнальной частоте; 12 — шум источника сигнала; 13 — усиленные шумы сигнала; 14 — шумы холостой нагрузки, преобразованные на частоту сигнала; 15 — шумы луча на холостой частоте; 16 — шумы нагрузки на холостой частоте.

луча распределится (в квадруполе) между волнами пропорционально их частотам и волна сигнала частично очистится от шумов. В экспериментальной лампе $f_s = 400$ МГц, $f_i = 1600$ МГц, $f_p = 2000$ МГц. Постоянная квадруполя $\beta_p = \beta_i$, поскольку $\beta_s = 0$. Коэффициент шума F составил 1,9 дБ, из которых 0,4 дБ обусловлены потерями во входном устройстве. Но это одноканальный, т. е. практически реализуемый коэффициент шума. Из оставшихся 1,5 дБ, или 120°K , 75°K вызваны тепловыми шумами в канале холостой частоты (из 300°K согласно соотношениям Мэнли —

*) Если не удалить шум на холостой частоте, он внесет вклад в шумовую температуру, равный $T_h \omega_s / \omega_c$, независимо от величины ω_i . Действительно, шумовая температура холостой волны на выходе из пушки $T_i = T_h \omega_i / \omega_c$, где ω_c — циклотронная частота у катода. Подставляя T_i в (5,1), получим $F = 1 + (\omega_s T_h / \omega_c T_0)$. Поэтому охлаждение холостой волны необходимо.

Рову $1/4$, т. е. 75° К , переходит в канал сигнальной частоты), 20° К — остаточными шумами на частоте сигнала и 25° К — влиянием разброса продольных скоростей на частоте ω_i , для которой $\beta_i \neq 0$. При охлаждении устройства связи холостой частоты жидким азотом можно получить $F = 1,3 \text{ дб}$.

в) Усилитель с низкочастотной накачкой^{88, 89}. Использование таких приборов может быть целесообразно в тех случаях, когда желательно снижение частоты накачки, например, при переходе к миллиметровым волнам. Особенно интересны усилители, имеющие обычный квадруполь с прямыми пластинами (рис. 6, а), и входные устройства конденсаторного типа. Уравнение, описывающее взаимодействие потока с полем накачки, относится к типу уравнений с периодическими коэффициентами, известных под названием уравнений Матье. Области, в которых имеются нарастающие решения, для уравнения Матье расположены вблизи значений

$$\omega_p = \frac{2}{n} \omega_s \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (7,4)$$

В экспериментальной лампе⁸⁸ при $n = 3$, $f_s \approx 300 \text{ МГц}$ было получено усиление $G \approx 10 \text{ дб}$. Для получения усиления необходима значительная

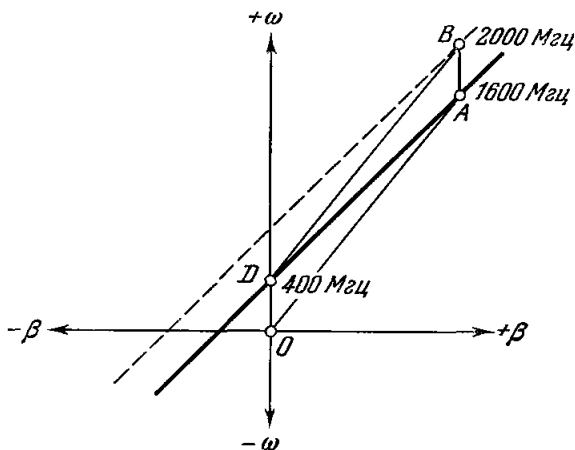


Рис. 20. $\omega - \beta$ -диаграмма невырожденного ЭПУ.

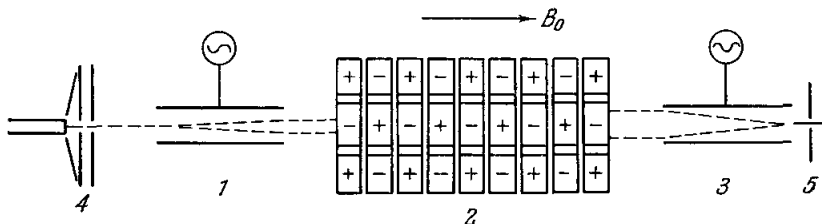


Рис. 21. Электростатический усилитель с секционированным квадруполем.
1 — входное устройство связи; 2 — электростатический квадруполь; 3 — выходное устройство связи; 4 — пушка; 5 — коллектор.

амплитуда накачки (коэффициент усиления G пропорционален Ω^6/ω_s^6). Усилитель имеет ряд других недостатков, затрудняющих его практическое использование.

г) Электростатические усилители (ЭСУ). Имеется ряд разновидностей ЭСУ. В усилителе Гордона^{90, 91}, усилителе с секционированным квадруполем (рис. 21)^{92, 93}, со скрученным квадруполем³⁷, с двухмерной накачкой⁹⁴ используется активная связь быстрой и медленной циклотронных волн. В усилителе с аксиально-симметричным электростатическим полем, образованным системой колец, используется активная связь циклотронной и синхронной волн, имеющих противоположные знаки потока мощности и поляризации⁹⁵.

Для снижения коэффициента шума ЭСУ, помимо уже изложенных в § 5, 6 методов, можно использовать трансформатор шума вблизи катода

на скачках продольного магнитного или продольного электрического поля⁹⁶. Целесообразно уменьшать диаметр катода или перейти к ленточным электронным потокам. При правильном использовании различных методов можно получить шумовую температуру потока на выходе из пушки значительно ниже температуры катода (по некоторым теоретическим оценкам⁹⁶ до 140°K). Предполагается, что в перспективе, учитывая отсутствие холостой волны, ЭСУ сможет конкурировать по величине коэффициента шума с усилителем Адлера⁹⁶.

Расчеты показывают, что в режиме депрессии потенциала коллектора возможна работа ЭСУ с высоким к. п. д., достигающим 25—35%⁹⁷. При

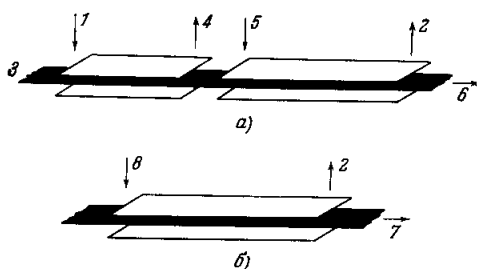


Рис. 22. Усилитель типа М.

1' — Вход сигнала; 2 — выход сигнала; 3 — пушка; 4 — выход шумовой мощности; 5 — вход накачки; 6 — коллектор; 7 — выход шумовой мощности луча на коллектор; 8 — вход сигнала и накачки.

высоких к. п. д. происходит заметное замедление электронного потока и шаг квадрупольно соответственно должен уменьшаться для сохранения синхронизма⁹³. ЭСУ может оказаться перспективным прибором при переходе к миллиметровым волнам.

д) Усилители синхронных волн исследовались теоретически^{75, 78} и экспериментально^{98, 98a}. Возможны усилители с высокочастотной и низкочастотной накачкой, в частности, электростатические. В экспериментальной лампе использовалась

активная связь медленной (быстрой) синхронной волны на частоте ω и быстрой (медленной) синхронной волны на частоте $\omega - \omega_p$ ($\omega + \omega_p$) при $\omega_{pe} = 0$.

е) Усилители типа М. В ЭПУ типа М^{99, 100} магнитное поле направлено перпендикулярно к постоянной скорости луча u_0 . Ввод сигнала, удаление шума и усиление могут происходить как в различных секциях (рис. 22, а), так и в одной и той же секции (рис. 22, б). Под действием скрещенных электрического и магнитного полей электроны совершают циклоидальное движение. Некоторые экспериментальные результаты изложены в работе⁹⁹.

Возможна работа усилителя на обратной волне. Описан также усилитель типа М с электростатическим полем¹⁰¹.

ж) Преобразователи и умножители частоты. ЭПУ, как и любой параметрический прибор, всегда является преобразователем частоты благодаря наличию холостой частоты $\omega_i = |\omega - \omega_p|$. Коэффициент преобразования можно определить из соотношений Мэнли—Роу. В ряде случаев возможна также генерация гармоник на частотах $\omega + n\omega_p$, где $|n| > 1$ ⁷⁴.

В качестве умножителей частоты могут использоваться мультипольные структуры^{33, 45}. На рис. 23, а изображена октупольная структура, в которой осуществлялось удвоение частоты с к. п. д. преобразования до 33%⁴⁵. При этом накачка отсутствует и поле в октуполе создается сильным входным сигналом, имеющим мощность в несколько мвт. Вместо октуполя можно использовать более простую структуру рис. 23, б. В структурах рис. 23 можно получить гармоники и более высокого, например, четвертого порядка. Теоретически исследована возможность эффективного умножения частоты в электростатическом мультиполе¹⁰². При этом возбуждение луча задается в виде двух синхронных волн. В электростатическом $2n$ -полюснике возникают частоты $(n \pm 1)\omega$, $(2n \pm 1)\omega$ и т. д.,

причем по мере движения луч принимает форму n -лопастного пропеллера, форма которого богата гармониками.

з) **Накачка магнитным полем.** Усилители с накачкой магнитным полем рассмотрены только теоретически^{74, 103, 103а}. В частности, исследовались магнитостатические усилители, имеющие различную конфигурацию поперечного магнитостатического поля^{104, 104а}, а также усилители со скачками продольного магнитного поля¹⁰⁵. В последнем случае

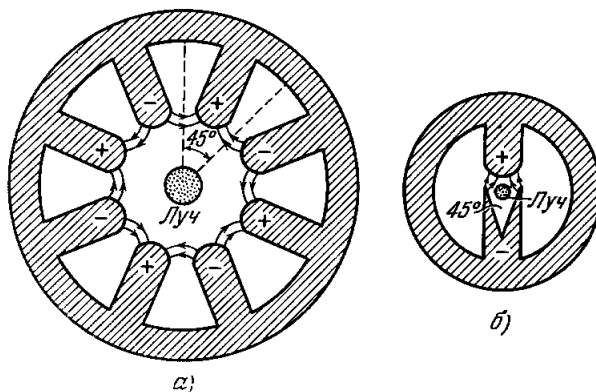


Рис. 23. Октупольная структура (а) и эквивалентная ей структура с эксцентричным лучом (б).

магнитное поле, т. е. ω_c , при скачке может менять знак. Изменение знака ω_c равносильно перемене знака кинетической мощности (2,8), т. е. взаимной перемене быстрой и медленной волн потока. Для создания магнитного поля накачки могут использоваться постоянные магниты, а также магнитные экраны (кольца и т. п.) из материала с высокой магнитной проницаемостью. Исследование усилителей на основе метода связанных волн^{74, 104а} не приводит к каким-либо качественно новым результатам по сравнению с другими типами ЭПУ.

и) **Безмагнитные усилители.** Возможны усилители, в которых отсутствует магнитное поле. Вращение электронов в таких усилителях обеспечивается соответствующей конфигурацией электрического поля во входном (выходном) устройстве и области усиления. Так, в работах^{106, 107} описано электростатическое входное устройство связи с быстрой циклотронной волной в виде цилиндрического конденсатора с поперечным полем. В работе¹⁰⁸ описывается безмагнитный электростатический усилитель с системой линз, ограничивающих электронный пучок. Отсутствие магнитного поля снимает условие $\omega_s = \omega_c$, которое имеется, например, в усилителе Адлера, и облегчает переход к высоким частотам. Однако практическая пригодность таких приборов требует дальнейшего изучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Электроннолучевые параметрические усилители с поперечным полем (ЭПУ) являются новым видом электронных приборов, обладающих рядом интересных свойств.

Эти приборы обладают весьма малым коэффициентом шума и значительной полосой пропускания. По чувствительности эти приборы превосходят лучшие образцы ЛВВ; ЭПУ обладают рядом преимуществ по сравнению с параметрическими полупроводниковыми усилителями: они работают стабильно, не боятся СВЧ перегрузок, схемы с ЭПУ не

требуют использования громоздких циркуляторов, так как электронно-лучевая лампа сама обеспечивает полную развязку в тракте. ЭПУ имеют значительные перспективы применения. Они используются в качестве входных каскадов в приемниках весьма малых сигналов. Особенно полезным является использование этих ламп в радиоастрономии, где коэффициент шума определяется его двухканальным значением.

Электростатические параметрические усилители (ЭСУ) могут использоваться как усилители малых и средних мощностей. В принципе возможно также их использование в качестве малошумящих входных усилителей.

Физическая картина процессов в ЭПУ весьма интересна и достаточно сложна. Поэтому уже сейчас имеется значительное число работ, посвященных исследованию физических процессов в ЭПУ, взаимодействию циклотронных и синхронных волн, использованию различных видов накачки, уменьшению коэффициента шума. Физические процессы взаимодействия волн сигнала и шума с волной накачки хорошо описываются теорией связанных волн.

Дальнейшее усовершенствование электроннолучевых параметрических усилителей с поперечным полем должно идти по линии расширения частотной полосы работы прибора, уменьшения рабочей длины волны, дальнейшего снижения коэффициента шума.

Теорию усилителей с поперечным полем удобно строить матричным методом, который тесно связан с методом связанных волн. Связанные волны позволяют интерпретировать физическую картину процессов как во входных устройствах электронных параметрических усилителей, так и в пространстве накачки.

Изучение физических процессов позволяет дать ряд рекомендаций по уменьшению коэффициента шума усилителей.

Теория в основном удовлетворительно согласуется с экспериментом.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. L a u r e t, *Toute la radio*, **235**, 269 (1959).
2. G. W a d e, *PIRE* **49**, 880 (1961).
3. H. K l i n g e r, *Elektr. Rundschau* **16**, 341 (1962).
4. M. K e n m o k u, T. M a t s u o k a, *J. Inst. Electr. Commun. Engrs. Japan* **46**, 462 (1963).
5. *Foundations of Future Electronics*, Ed. by L. D. Langmuir, W. D. Herschberger, N. Y.—Toronto—London, McGraw-Hill, 1961.
6. E. G o r d o n, *BSTJ* **39**, 1603 (1960).
7. S. S h i g e b u m i, *PIRE* **49**, 969 (1961).
8. S. S h i g e b u m i, *J. Inst. Electr. Commun. Engrs. Japan* **44**, 1749 (1961).
9. J. P i e r c e, *J. Appl. Phys.* **25**, 179 (1954).
10. J. P i e r c e, *BSTJ* **33**, 1343 (1954).
11. У. Л ю и с е л л, *Связанные и параметрические колебания в электронике*, М., ИЛ, 1963.
12. M. P e a s e, *J. Appl. Phys.* **31**, 1988 (1960).
13. M. P e a s e, *J. Appl. Phys.* **31**, 2028 (1960).
14. M. P e a s e, *PIRE* **49**, 488 (1961).
15. M. P e a s e, *J. Appl. Phys.* **32**, 1145 (1961).
16. M. P e a s e, *J. Appl. Phys.* **32**, 1736 (1961).
17. M. P e a s e, *J. Appl. Phys.* **33**, 2398 (1962).
18. Э. А. К о д д и н г т о н, Н. Л е в и н с о н, *Теория обыкновенных дифференциальных уравнений*, М., ИЛ, 1958.
19. Д. К. Ф а д д е е в, В. Н. Ф а д д е е в а, *Вычислительные методы линейной алгебры*, М., Физматгиз, 1960.
20. E. C h u, *IRE PGED Electron Tubes Research Conference*, Durham, New Hampshire, June 1951.

21. W. Louisell, J. Pierce, PIRE 43, 425 (1955).
22. H. Haus, D. Bobroff, J. Appl. Phys. 28, 694 (1957).
23. В. М. Лопухин, Радиотехника и электроника 6, 683 (1961).
24. A. Siegman, J. Appl. Phys. 31, 17 (1960).
25. E. Gordon, A. Ashkin, J. Appl. Phys. 32, 1135 (1961).
26. C. Johnson, J. Appl. Phys. 31, 338 (1960).
27. Y. Matsuo, A. Sasaki, J. Inst. Electr. Commun. Engrs. Japan 45, 1056 (1962).
28. Шумы в электронных приборах, под ред. Л. Д. Смоллина, Г. А. Хауса, М.-Л., Изд-во «Энергия», 1964.
29. R. Adler, PIRE 46, 1300 (1958); также Радиотехника и электроника за рубежом 1, 88 (1959).
30. R. Adler, G. Herbek, G. Wade, PIRE 46, 1756 (1958).
31. R. Adler, G. Herbek, G. Wade, PIRE 47, 1713 (1959).
32. C. Cuccia, RCA Rev. 10, 270 (1949).
33. C. Cuccia, RCA Rev. 21, 228 (1960).
34. W. Beam, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 362 (1961).
35. H. Tuffil, M. Wharmby, J. Electronics Control 11, 47 (1961).
36. R. Gould, C. Johnson, J. Appl. Phys. 32, 248 (1961).
37. A. Siegman, PIRE 48, 1750 (1960).
38. P. Tien, J. Appl. Phys. 29, 1347 (1958).
39. C. Barnes, PIRE 52, 64 (1964).
40. J. Manley, H. Rowe, PIRE 44, 904 (1956).
41. Е. И. Васильев, В. М. Лопухин, Радиотехника и электроника 9, 1087 (1964).
42. H. Tuffil, A. Williams, J. Electronics Control 11, 401 (1961); также Экспресс-информация РСВЧ 15, 84 (1962).
43. G. Chaik, Proc. IEE B110, 2105 (1963).
- 43a. V. Dubrovets, Arch. Elektr. Übertragung 18, 585 (1964).
44. А. И. Толпекко, Тр. Киев. политехнич. ин-та 45, 43 (1963).
45. A. Ashkin, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 364 (1961).
46. T. Bridges и др., там же, стр. 352.
47. R. Kompfner, там же, стр. 403.
48. C. Lea-Wilson, PIRE 48, 255 (1960).
49. М. М. Ковалевский, А. С. Рошаль, Изв. высш. уч. заведений (Радиофизика) 6, 1195 (1963).
50. P. Hart, C. Weber, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 358 (1961).
51. N. Chakraborty, J. Electron. Control 10, 147 (1961).
52. R. Kompfner, J. Brit. IRE 10, 283 (1955).
53. H. Johnson, PIRE 43, 874 (1955).
54. А. С. Рошаль, В. С. Попов, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 7, 903 (1964).
55. N. Chang, PIRE 49, 637 (1961).
56. T. Bridges, A. Ashkin, PIRE 48, 361 (1960).
57. A. Ashkin, PIRE 49, 1016 (1961).
58. R. Adler, G. Wade, PIRE 49, 802 (1961).
59. K. Blöteckjaer, J. Appl. Phys. 33, 2409 (1962).
60. T. Wessel-Berg, K. Blöteckjaer, PIRE 49, 516 (1961).
61. T. Everhart, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 350 (1961).
62. R. Adler и др., J. Appl. Phys. 32, 672 (1961).
63. E. Gordon, PIRE 49, 1208 (1961).
64. H. Haus, F. Robinson, PIRE 43, 981 (1955).
65. H. Haus, R. Adler, PIRE 46, 1517 (1958).
66. R. Adler, G. Wade, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 409 (1961).
67. C. Lea-Wilson и др., J. Electron. Control 10, 261 (1961).
68. P. Hart, C. Weber, Philips Res. Repts 16, 376 (1961).
69. P. Hart, PIRE 50, 227 (1962).
70. R. Krönert, Hochfreq. und Elektroakust. 71, 211 (1962).
71. P. Sturrock, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 406 (1961).
- 71a. R. Fredricks, IRE Trans. ED-8, 212 (1961).
72. S. Shigebumi, M. Kenmoku, J. Inst. Electr. Commun. Engrs. Japan 44, 916 (1961).
73. C. Barnes, IEEE Trans. ED-10, 80 (1963).

74. K. Blöte kjaer, T. Wessel-Berg, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 372 (1961).
75. K. Kakizaki, PIRE 50, 2500 (1962).
76. K. Kakizaki, M. Otomoto, J. Inst. Electr. Commun. Engrs. Japan 44, 1464 (1961).
77. T. Wessel-Berg, J. Electronics Control 14, 137 (1963).
78. K. Kakizaki, J. Inst. Electr. Commun. Engrs. Japan 45, 628 (1962).
- 78a. C. Johnson, IRE Trans. ED-9, 288 (1962).
79. G. Chalk, Proc. IEE B108, 125 (1961).
80. S. Shigebumi, K. Masamichi, M. Tooru, J. Inst. Electr. Commun. Engrs. Japan 44, 1849 (1961).
81. W. Van Slyck, Proc. Nat. Electron. Conf., Chicago, Ill., Oct. 1961 17, 481 (1961).
82. Electronics 20, 92 (1960).
83. J. Electronics Control 11, 148 (1961).
- 83a. Electron Inds. 11, 140 (1961); также Экспресс-информация РСВЧ 12, 72 (1962).
84. R. Adler, W. Van Slyck, IRE Trans. MIL-5, 66 (1961).
85. J. Greene, W. White, R. Adler, PIRE 49, 804 (1961).
86. M. Scanlan и др., PIRE 50, 332 (1962).
87. R. Adler, C. Hrbek, IEEE Trans. ED-10, 1 (1963).
88. J. Carroll, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 356 (1961).
89. J. Carroll, J. Electronics Control 11, 321 (1961).
90. E. Gordon, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 389 (1961).
91. E. Gordon, PIRE 48, 1158 (1960).
92. J. Bass, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 382 (1961).
93. J. Bass, M. Wilson, J. Electron. Control 11, 125 (1961).
94. J. Bass, PIRE 49, 1957 (1961).
95. J. Bass, PIRE 49, 1424 (1961).
96. T. Wessel-Berg, K. Blöte kjaer, IRE Trans. ED-9, 388 (1962).
97. H. Curnow, J. Electronics Control 11, 161 (1961).
98. J. Lucken, PIRE 51, 1233 (1963).
- 98a. R. Hayes, IEEE Trans. ED-11, 98 (1964).
99. J. Klüver, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 367 (1961).
100. J. Klüver, J. Appl. Phys. 32, 1111 (1961).
101. W. Sackinger, PIRE 51, 1059 (1963).
102. J. Berghammer и др., AEÜ 17, 345 (1963).
103. P. Robson, PIRE 49, 645 (1961).
- 103a. K. Blöte kjaer, IRE Trans. ED-9, 27 (1962); также Экспресс-инф. РСВЧ 32, 224 (1962).
104. T. Wessel-Berg, K. Blöte kjaer, PIRE 50, 2513 (1962).
- 104a. K. Blöte kjaer, B. Malsness, J. Electron. Control. 14, 187 (1963).
105. H. Seunik, AEÜ 17, 113 (1963).
106. R. Pantell, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 385 (1961).
107. R. Pantell, IRE Trans. ED-8, 39 (1961).
108. W. Veith, Rec. Intern. Congress on Microwave Tubes (Munich, 1960), Nachrichtentechn. Fachber. 22, 369 (1961).