

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НОВЫЙ ВИД УСИЛИТЕЛЯ МИКРОРАДИОВОЛН

В. М. Лопухин

1. ВВЕДЕНИЕ

Усиление и генерирование сантиметровых и дециметровых радиоволн являются важными задачами современной микроволновой радиотехники. Описанный в настоящей статье новый вид усилителя и генератора микрорадиоволн *), основанный на взаимодействии параллельных электронных потоков, обладающих различными средними скоростями, является известным шагом вперёд в этой важной области.

При рассмотрении работы прибора мы акцентируем внимание читателя не на технических деталях устройства трубок, а на принципиальной физической стороне задачи.

Для того чтобы правильно осознать место нового прибора среди других приборов, служащих этой же цели, напомним кратко трудности, которые возникают при попытке использовать обычные схемы и радиолампы (например, триоды) для усиления микроволн (более подробно см. обзор¹⁾). Обычные колебательные контуры, содержащие сосредоточенные индуктивность L , ёмкость C и сопротивление R , имеют на микроволнах плохую добротность, что объясняется малым значением $\frac{L}{C}$, а также излучением контуром электромагнитных волн.

Обычная радиолампа в схеме с заземлённой сеткой также начинает плохо работать на микроволнах. На её работе начинает отрицательным образом сказываться конечность времени пролёта электронов между электродами—возникают так называемые пролётные эффекты. Они приводят к появлению проводимости пространства катод—сетка. Эта проводимость шунтирует колебательный контур, снижая тем самым коэффициент усиления.

Указанные выше причины заставляют переходить к контурам особого «закрытого» типа (так называемым эндовибраторам), имеющим хорошую добротность, и к малогабаритным лампам, в которых мало влияние пролётных эффектов.

*) Микрорадиоволнами везде ниже будем называть дециметровые и сантиметровые радиоволны.

Другим направлением решения задачи об усилителе и генераторе микроволн является лампа бегущей волны, подробно описанная ранее¹.

В этой лампе осуществляется взаимодействие электронного потока и замедленной электромагнитной волны электрического типа*), имеющей скорость, близкую к средней скорости электронного потока. В качестве замедлителя электромагнитной волны может использоваться либо проводящая спираль², либо система эндовибраторов или проводящих плоскостей («гребенка»)³ (рис. 1, 2, 3).

В присутствии электронного потока электромагнитная волна, распространяющаяся по системе, расщепляется на три волны, одна из которых близка к невозмущенной волне замедляющей системы без электронного потока, а другие две имеют фазовую скорость, несколько меньшую, чем электронный поток. Одна из этих волн экспоненциально затухает с координатой, а другая нарастает.

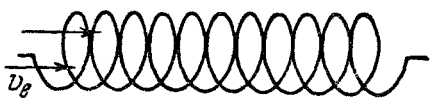


Рис. 1. Проходящая спираль и электронный поток, используемые в обычной лампе бегущей волны, v_e — скорость электронов

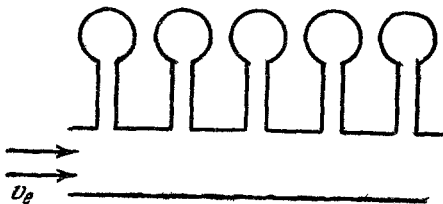


Рис. 2. Система эндовибраторов типа «щель—отверстие», замедляющая электромагнитную волну, и электронный поток скорости v_e .

Нарастающая волна и приводит к усилению сигнала. Говоря языком аналогий, можно сказать, что «электронный ветер», движущийся быстрее, чем волна, приводит к увеличению её амплитуды. Физическая причина усиления заключается в том, что при движении электронного пучка со скоростью, большей, чем скорость экспоненциально нарастающей волны, электроны группируются на тормозящих участках волны напряженности (более подробно см. обзор¹).

Появление нарастающих решений при взаимодействии электронного потока и замедленных электромагнитных волн электрического типа, близких по скорости к электронному потоку, является общим свойством замедляющих систем различных типов.

Трубка бегущей волны, используемая в качестве усилителя микроволн, имеет следующие положительные особенности^{1, 4}:

*) Волна электрического типа, распространяющаяся по оси x , имеет $E_x \neq 0$, $H_x = 0$

1. Длительность взаимодействия электронного потока с волной, что приводит к эффективности такого взаимодействия и к хорошему значению усиления (в трубке, описанной в ⁴, коэффициент усиления по мощности составляет 23 децибела).

2. Широкая полоса пропускания прибора, использующего спираль (в трубке ⁴ полоса пропускания составляет 800 Мгц при несущей частоте 3600 Мгц).

Недостатками электроннолучевых трубок с замедляющими системами являются следующие:

1. Наиболее интенсивное переменное электромагнитное поле, взаимодействующее с электронным потоком, сосредоточено вблизи

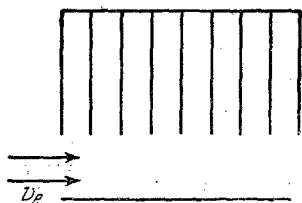


Рис. 3. Система проводящих плоскостей («гребёнка»), замедляющая электромагнитную волну, и электронный поток скорости v_e .

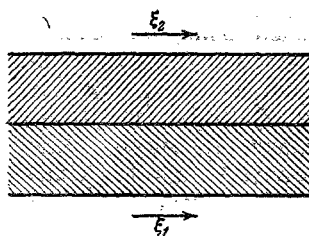


Рис. 4. Отрицательное сопротивление, используемое в новом усилителе сантиметровых волн. Два параллельных электронных потока, обладающих различными скоростями ξ_1 и ξ_2 .

проводящих поверхностей замедляющей системы. Поэтому неизбежно оседание электронов потока на этих проводниках, что приводит к уменьшению эффективности прибора.

2. При использовании, например, системы типа рис. 2 в режиме генерации частота определяется резонансной частотой эндовибраторов, находящихся на периферии системы. Добротность этих эндовибраторов, а следовательно, и добротность системы в целом, падает при переходе к более коротким (миллиметровым) волнам, так как при этом уменьшаются линейные размеры эндовибраторов.

Следовательно, с помощью систем, показанных на рис. 2 и 3, вряд ли с хорошей эффективностью удастся генерировать миллиметровые радиоволны.

Новый вид электроннолучевого усилителя — двулучевая, или в общем случае n -лучевая электронная трубка — не имеет указанных недостатков. Идея устройства двулучевой трубки чрезвычайно проста. Пусть в одном и том же направлении движутся два электронных потока, обладающих несколько различными скоростями ξ_1 и ξ_2 (в общем случае следует рассмотреть n потоков или даже непрерывное распределение по скоростям) (рис. 4). Оказывается,

что в известном интервале соотношений скоростей ξ_1 и ξ_2 система двух пучков ведёт себя как отрицательное сопротивление, так что если, например, модулировать по плотности или по скоростям менее быстрый электронный поток, то эта модуляция будет нарастать с координатой. Двулучевая трубка, построенная на использовании этого отрицательного сопротивления¹², давала усиление 80 децибел по мощности на частоте 3000 Мгц ($\lambda = 10$ см) при ширине полосы пропускания 900 Мгц.

Физические основы работы трубки, теория работы и сравнение её с трубкой бегущей волны будут даны ниже. Однако уже сейчас следует указать на известную аналогию между двулучевой трубкой и обычной лампой бегущей волны. Более медленный электронный пучок модулируется по скорости сигналом на входе в систему и превращается в пучок, модулированный по плотности заряда. Этот модулированный пучок создаёт вдоль трубки приблизительно периодическую структуру, выполняющую роль замедлителя электромагнитной волны. Роль этой периодической структуры аналогична роли спирали или «гребёнки» в лампе бегущей волны. Более быстрый электронный поток, таким образом, движется в периодическом поле, и физически задача сводится к взаимодействию этого пучка с замедленной электромагнитной волной, т. е. к лампе бегущей волны. Ниже будет дана другая, более полная теория двулучевой трубки.

2. ТЕОРИЯ ДЕЙСТВИЯ ПРИБОРА

Объяснение принципа действия и особенностей работы двулучевой (а в общем случае и n -лучевой) трубки связано с рассмотрением весьма важной и интересной задачи о взаимодействии многоэлектронных систем. Задачу взаимодействия электронных потоков, каждый из которых состоит из N электронов, имеющих в каждом из потоков распределение как по скоростям, так и по плотности, следует решать, основываясь не только на электродинамике, но и на статистике. Будем считать постоянную составляющую заряда электронов ρ_e^- скомпенсированной зарядом неподвижных ионов ρ_e^+ . Тогда задача о двулучевом усилителе близка к задаче о плазме (внешний электронный поток, нейтрализованный в среднем ионами), возбуждаемой электронным потоком (внутренний более быстрый электронный поток). Задача взаимодействия многоэлектронных систем рассматривалась в работах А. А. Власова^{5, 6, 7}.

В отличие от методов газокINETического подхода, опирающихся на представления о парных «соударениях» между электронами, А. А. Власов установил, что многоэлектронные системы следует рассматривать как единый ансамбль всех N имеющихся частиц, в котором на данную частицу действуют все $N - 1$ других частиц, причём физическая картина поведения системы существенным образом

определяется взаимодействиями с удалёнными электронами системы (дальние взаимодействия). Дальние взаимодействия и статистический характер ансамбля учитывались им при совместном решении уравнения непрерывности в фазовом пространстве координат и скоростей *) и уравнений электродинамики.

В предположении малости отклонений всех величин от их средних значений (линейное приближение) система уравнений, описывающих распределение электронов плазмы, приводится к виду

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e}{m} E \frac{\partial f_0}{\partial \xi} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, \xi) d\xi, \quad (2)$$

где f — отклонение функции распределения электронов плазмы от равновесной функции f_0 , ξ — проекция скорости электронов плазмы на ось x , в направлении которой движутся электроны пучка, E — напряжённость электрического поля, e и m — заряд и масса электрона.

Отклонения всех величин от равновесных значений предполагаются малыми по сравнению с их равновесными значениями.

Уравнения (1) и (2), а также все последующие уравнения написаны в предположении одномерности задачи.

В линейном приближении уравнения для f и E разбиваются на две независимые системы, содержащие вихревые и потенциальные поля. Совместное решение кинетического уравнения и уравнений электродинамики приводит к существенно новым результатам лишь для потенциальных полей. Везде ниже под полем E будем иметь в виду потенциальную составляющую полного поля.

Будем также считать ионы положительного фона, компенсирующего средний электронный заряд, неподвижными.

Для решения системы уравнений (1) и (2) положим:

$$f = T(t) f(x, \xi), \quad (3)$$

$$E = T(t) \cdot E(x). \quad (4)$$

Подставляя (3) и (4) в (1) и (2), получим:

$$\frac{dT/dt}{T} = - \frac{\xi \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e}{m} E \frac{\partial f_0}{\partial \xi}}{f} = \text{const.} = i\omega, \quad (5)$$

где $i\omega$ — постоянная разделения. Зависимость от времени имеет вид

$$T(t) = T(0) \cdot e^{i\omega t}.$$

*) Ниже это уравнение условно будем называть кинетическим уравнением, хотя оно и не содержит члена, учитывающего соударения.

Для определения $f(x, \xi)$ получаем систему уравнений:

$$i\omega f + \xi \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e}{m} E \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \xi} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, \xi) d\xi. \quad (7)$$

Решения (6) и (7) будем искать в виде суперпозиции плоских волн вида

$$f_k(\xi) e^{-ikx} \text{ и } E_k \cdot e^{-ikx}, \quad (8,9)$$

где $f_k(\xi)$ и E_k — амплитуды, соответствующие волновому числу k .

Подставляя (8) и (9) в (6) и (7), имеем:

$$i\omega f_k(\xi) - ik\xi f_k(\xi) + \frac{e}{m} E_k \frac{\partial f_0}{\partial \xi} = 0, \quad (10)$$

$$-ikE_k = 4\pi e \int_{-\infty}^{+\infty} f_k(\xi) d\xi. \quad (11)$$

Исключая из (10) и (11) коэффициенты f_k и E_k , приходим к дисперсионному уравнению, полученному впервые А. А. Власовым в 1938 г.:

$$1 = \frac{4\pi e^2}{mk^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\frac{\partial f_0}{\partial \xi} d\xi}{\left(\xi - \frac{\omega}{k}\right)}. \quad (12)$$

Произведя в (12) один раз интегрирование по частям и используя условие $f_0(\xi) \Big|_{-\infty}^{+\infty} = 0$, перепишем (12) в виде

$$1 = \frac{4\pi e^2}{mk^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_0(\xi) d\xi}{\left(\xi - \frac{\omega}{k}\right)^2}. \quad (13)$$

$f_0(\xi) d\xi$ имеет физический смысл числа электронов в единице объема $N(\xi)$, скорости которых лежат в интервале $(\xi, \xi + d\xi)$, так что

$$f_0(\xi) d\xi = N(\xi) \text{ и } \frac{4\pi e^2}{m} N(\xi) = \omega_0^2(\xi), \quad (14)$$

где ω_0 — частота собственных колебаний плазмы.

Мы не будем здесь обсуждать вопросы существования и значения корней дисперсионного уравнения (13) в случае произвольных k

и f_0 , а ограничимся рассмотрением таких f_0 и k , при которых интегралы в (13) и (12) заведомо сходятся⁹ и законность использования формул (13) и (12) не вызывает сомнений^{8, 9, 10, 11 *}).

Перейдём к задаче движения n параллельных электронных взаимодействующих пучков, обладающих средними переносными скоростями $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ и, соответственно, плотностями электронов $N_1, N_2, \dots, N_n$. Число электронов $f d\xi$, скорости которых лежат в интервале $(\xi, \xi + d\xi)$, можно аппроксимировать функцией^{25, 26}

$$f_0 d\xi = \sum_{i=1}^n N_i \left(\frac{m}{2\pi k T_{ei}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m}{2k T_{ei}} (\xi - \xi_i)^2} d\xi, \quad (15)$$

которая представляет собой суперпозицию максвелловских распределений с учётом трансляционных движений со скоростями ξ_i . Здесь T_{ei} представляет собой температуру электронов в потоке номера i . Эта температура близка к температуре нити, эмиттирующей электроны²⁶ потока номера i , и обычно меньше, чем электронная температура плазмы. Легко видеть, что $f d\xi$ испытывает максимум всякий раз, когда ξ приближается к ξ_i .

Мы совершим ещё одно приближение: будем пренебрегать распределением электронов по скоростям внутри отдельных потоков. В этом случае вместо (15) следует положить:

$$f_0(\xi) d\xi = \sum_{i=1}^n N_i \delta(\xi - \xi_i) d\xi. \quad (16)$$

Используя (13), (16) и свойства дельта-функции, получаем:

$$1 = \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{0i}^2}{(k\xi_i - \omega)^2}. \quad (17)$$

Подчеркнём, что (17) предполагает отсутствие дисперсии по скоростям внутри каждого отдельного пучка.

*) $f_0(\xi)$ должна достаточно быстро спадать при возрастании ξ (в качестве f_0 можно, например, взять функцию распределения Максвелла или, что является более грубой аппроксимацией, δ -функцию — см. дальше), а k должно быть достаточно малым. Будем считать, что

$kD \ll 1$, где D — радиус Дебая $D = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi N e^2}}$ ($k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град,

N — число электронов в единице объёма, T_e — электронная температура). В реальных условиях плазмы T_e зависит главным образом от сорта газа, присутствующего в трубке, от его давления и силы разрядного тока, T_e обычно лежит в пределах от $5 \cdot 10^3$ до 10^5 град абс. D имеет порядок среднего расстояния между электронами плазмы. Неравенство $kD \ll 1$ хорошо выполняется в задачах, которые будут рассмотрены ниже.

Формула (17) была получена Гаевым¹² в 1949 г. (т. е. через 11 лет после Власова) из более элементарных, но менее точных соображений, без использования кинетического уравнения.

Предельным переходом от (17) к интегралу Гаев получил для непрерывного распределения электронных потоков по скоростям следующее дисперсионное уравнение:

$$1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\frac{\partial \omega_0^2}{\partial \xi} d\xi}{(k\xi - \omega)^2}. \quad (18)$$

Однако точное гидродинамическое уравнение имеет вид:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} + (\mathbf{u} \text{ grad}) \mathbf{u} + \text{div } \mathbf{T} = \frac{e}{m} \mathbf{E},$$

где $\mathbf{u}$ —скорость электронов, $\mathbf{E}$ —напряжённость электрического поля и $\mathbf{T}$ —тензор натяжений, включающий учёт теплового разброса электронов по скоростям, т. е. качественно нового эффекта. В уравнениях, использованных Гаевым, отброшен член $\text{div } \mathbf{T}$, т. е. влияние теплового разброса электронов по скоростям в (17) не учитывается. То же относится и к (18), если предельный переход от (17) к (18) осуществлён правильно. (Переход этот сделан Гаевым без всяких обоснований.) Поэтому формулу (18) следует считать в лучшем случае необоснованной и при рассмотрении случаев с непрерывным распределением электронов по скоростям необходимо исходить из (13). Этот нетривиальный вопрос рассмотрен в печатающейся книге А. А. Власова «Теория многих частиц» *).

В целях применения теории к двулучевой трубке рассмотрим случай $n = 2$. При этом (17) примет вид

$$1 = \frac{\omega_1^2}{(k\xi - \omega)^2} + \frac{\omega_2^2}{(k\xi_2 - \omega)^2}. \quad (19)$$

(19) представляет собой дисперсионное уравнение двухпучковой системы, которая определяет $k(\omega)$. Пусть корни этого уравнения будут комплексными $k(\omega) = \text{Re } k + i \text{Im } k$. Тогда решение, в котором $\text{Im } k > 0$, будет нарастающим с координатой, так как все величины пропорциональны e^{-ikx} . В случае однородного электронного пучка, когда $\omega_2 = 0$, (19) принимает вид

$$(\omega - k\xi_1)^2 = \omega_1^2. \quad (20)$$

Решение (20) даёт известное выражение для постоянных распространения волн в однолучевой системе

$$k_1 = \frac{\omega}{\xi_1} \pm \frac{\omega_1}{\xi_1}. \quad (21)$$

*) На необоснованность интегральной формулы Гаева автору настоящей статьи было любезно указано А. А. Власовым.

Выражение (21) показывает, что вдоль пучка могут распространяться две электромагнитные волны; скорость одной из них немного больше; а скорость другой — меньше, чем скорость электронного потока ξ_1 . Отметим, что при $\omega_1 < \omega$ обе эти волны будут распространяться в одном и том же направлении, а при $\omega_1 > \omega$ одна из волн будет распространяться в отрицательном направлении (навстречу электронам пучка). Эти волны имеют постоянные амплитуды; нарастающие решения отсутствуют. При наличии двух пучков дисперсионное уравнение (17) будет четвёртой степени. Оно имеет, вообще говоря, четыре различных корня для $k(\omega)$. Это значит, что по системе из двух пучков будут распространяться четыре волны, как это и должно быть в системе двух распределённых взаимодействующих систем.

Положение здесь аналогично тому, которое имеет место в волноводе или какой-нибудь замедляющей системе с электронным потоком. Электронный поток приводит к расщеплению прямой волны на три волны, обратная волна не расщепляется.

Заметим, что (19) можно также рассматривать как уравнение относительно ω . В этом случае комплексные значения ω при $\text{Im } \omega < 0$ означали бы нарастание процесса во времени по экспоненте (все величины пропорциональны $e^{i\omega t}$). Решение (19) относительно ω имеет смысл лишь в том случае, если задано k , т. е. если задана пространственная неоднородность поля. Этого можно достичь, например, наложением каких-либо периодических граничных условий на изучаемую систему. Аналогичная задача возникает при изучении собственных частот многосегментного магнетрона¹⁴, для которого поле на аноде имеет определённую периодичность, связанную с наличием щелей. В присутствии электронного потока дисперсионное уравнение магнетрона будет также четвёртой степени относительно ω . Области, где $\text{Im } \omega < 0$, соответствуют областям возбуждения магнетрона, т. е. областям, где начинается генерация. Таким образом, мы видим, что задача усиления связка с задачей генерации. В обеих задачах решения имеют вид $e^{i(\omega t - kx)}$, причём в задаче усиления $\text{Im } \omega = 0$, а $\text{Im } k > 0$, а в задаче генерации $\text{Im } k = 0$, а $\text{Im } \omega < 0$. Как усиление, так и генерация представляют некоторое возбуждение системы, при котором кинетическая энергия электронного пучка переходит в энергию электромагнитного поля. От усиления сигнала можно перейти к генерации наложением связи между входом и выходом усилительной системы (обратная связь). Для решения (19) в случае $\xi_1 \neq \xi_2$ мы предположим:

$$\xi_1 = \xi + \delta, \quad \xi_2 = \xi - \delta,$$

где ξ — средняя скорость электронов пучка; 2δ представляет разность скоростей двух пучков, т. е.

$$2\delta = \xi_1 - \xi_2.$$

Положив

$$k = \frac{\omega}{\xi} + \gamma,$$

мы получаем

$$\left. \begin{aligned} \omega - k_{z_1}^2 &= -\frac{\delta}{\xi} \omega - \gamma \xi, \\ \omega - k_{z_2}^2 &= \frac{\delta}{\xi} \omega - \gamma \xi. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

С помощью (22) запишем (19) в виде

$$1 = \frac{1}{\left(\frac{\delta\omega}{\xi\omega_1} + \frac{\gamma\xi}{\omega_1}\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{\delta\omega}{\xi\omega_1} - \frac{\gamma\xi}{\omega_1}\right)^2}. \quad (23)$$

Легко показать, что (23) имеет следующие решения:

$$\frac{\xi}{\omega_1} \cdot \gamma = \pm \sqrt{x^2 + 1} \pm \sqrt{4x^2 + 1}. \quad (24)$$

Безразмерный фактор $x = \frac{\delta\omega}{\xi\omega_1}$ связан со «степенью неоднородности» системы двух электронных потоков.

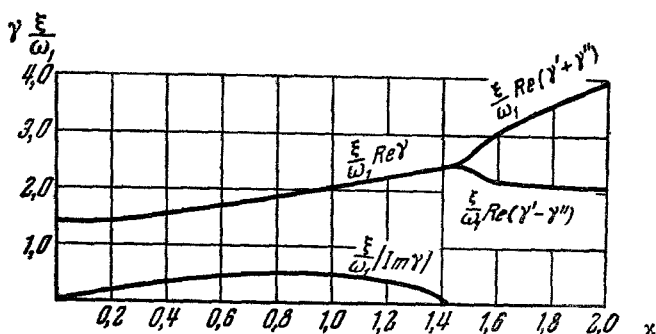


Рис. 5. Действительная и мнимая компоненты величины $\frac{\xi}{\omega_1} \gamma$.

Пусть $\gamma = \text{Re } \gamma + i \text{Im } \gamma$, где $\text{Re } \gamma$ и $\text{Im } \gamma$ — соответственно, действительная и мнимая компоненты γ . Величина $\gamma \frac{\xi}{\omega_1}$ как функция параметра x представлена на рис. 5.

Мнимая компонента $\text{Im } \gamma$ отлична от нуля лишь в ограниченном интервале значений «фактора неоднородности» x , а именно, для $0 < x < \sqrt{2}$. Только для значений x , находящихся в указанном интервале, возможны нарастающие решения (при $\text{Im } \gamma > 0$)

и, следовательно, возможно усиление сигнала. Максимальное значение $\text{Im } \gamma \cdot \frac{\xi}{\omega_1}$ имеет место при $x = \frac{\sqrt{3}}{2}$ и равно 0,5.

Действительные компоненты постоянной распространения $\text{Re } \gamma$ возрастают вместе с x при $0 < x < \sqrt{2}$. Когда $x > \sqrt{2}$, эффект усиления отсутствует.

Заметим, что кривые рис. 5 дают изменение действительной и мнимой компонент γ в зависимости от частоты ω , так как x пропорционально ω . Отношение квадрата амплитуды сигнала в сечении x к квадрату амплитуды сигнала в сечении $x=0$ даёт усиление сигнала по мощности на длине x .

Для больших значений $\text{Im } \gamma \cdot x$ усиление растёт с длиной x экспоненциально.

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ТРУБОК. ЭКСПЕРИМЕНТЫ^{12, 15}. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ И ОПЫТА

На рис. 6 изображена двулучевая трубка, которая использует неоднородный по скоростям электронный поток для усиления

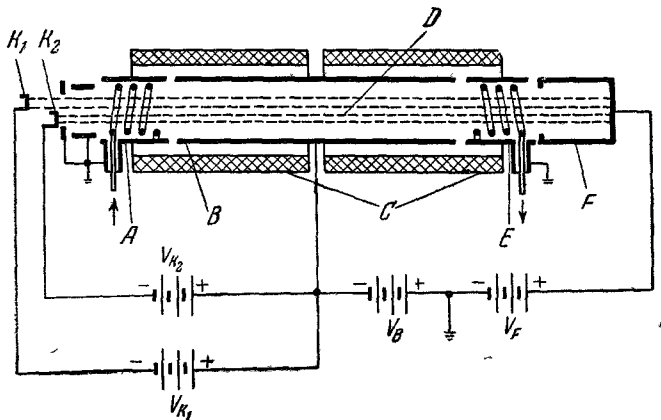


Рис. 6. Устройство двулучевой трубки, K_1 и K_2 — катоды трубки, A — вход трубки, B — цилиндр дрейфа, C — фокусирующий соленоид, D — электронные потоки, E — выход трубки, F — коллектор, V_{K1} , V_{K2} , V_B , V_F — потенциалы катодов, цилиндра дрейфа и коллектора.

микроволн. Источником электронов являются катоды K_1 и K_2 , помещенные вблизи конца трубки, который условно будем называть её «входом». Вслед за катодом помещены фокусирующий и ускоряющий электроды, за ними помещен длинный металлический цилиндр, обычно называемый цилиндром дрейфа. На противоположном конце трубки имеется коллектор электронов. Рас-

сеяние электронного потока частично уменьшается постоянным магнитным полем, направленным по оси пучка. На рис. 6 показаны катушки, создающие это магнитное поле. Ниже мы будем применять теорию, изложенную в § 2, к двухлучевой трубке. При этом следует иметь в виду следующее:

1. Фокусирующее электронный поток постоянное магнитное поле не вполне эквивалентно положительному фону ионов, поэтому нельзя утверждать, что уравнения плазмы, которые используются в теории, точно описывают процессы в многопучковых лампах.

2. Исследованное выше уравнение (19) предполагает монохроматичность электронных потоков по скоростям, что является лишь весьма грубым приближением к действительности.

3. Вся теория построена в линейном приближении, т. е. она применима, строго говоря, лишь для достаточно малых значений переменных составляющих плотностей тока и наводимых им потенциалов. Теория должна правильно давать области значений скоростей электронов, где начинается усиление, но она делается неприменимой при больших амплитудах усиливаемых сигналов.

4. Теория применима лишь для одномерной задачи, когда $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0$ и лишь $\frac{\partial}{\partial x} \neq 0$.

5. Теория построена в предположении перемешанных потоков, в то время как в действительности быстрый и медленный электронные потоки пространственно разделены.

Учитывая сказанное, вряд ли следует требовать от теории, чтобы она дала хорошее количественное совпадение с экспериментом. Сигнал поступает на вход трубки с помощью кабеля, заканчивающегося короткой спиралью, по оси которой пролетает электронный поток. Этот сигнал производит начальные возмущения в электронном потоке, которые в дальнейшем экспоненциально нарастают с длиной трубки и затем наводят эдс на выходе трубки, устроенном аналогично её входу.

Для того чтобы получить максимальное усиление, потенциалы на электродах и отношение частот $\frac{\omega}{\omega_1}$ были выбраны такими, что фактор неоднородности $x = \frac{\sqrt{3}}{2}$. Так как этот фактор включает резонансную частоту плазмы ω_1 , то оптимальные условия для усиления зависят от плотности тока в пучке. Учитывая, что $\max \operatorname{Im} \gamma \frac{\xi}{\omega_1} = 0,5$, мы можем записать максимальное усиление по амплитуде, даваемое двухлучевой трубкой, в виде

$$G_{\text{децибел}} = 20 \lg e^{\operatorname{Im} \gamma \cdot x} = 1330 x \sqrt{\frac{I^-}{V^{3/2}}} \frac{cm (a/cM^2)^{1/2}}{b^{3/4}}. \quad (25)$$

На рис. 7 представлено усиление прибора по мощности в децибелах в зависимости от потенциала трубки дрейфа. Этот график получен теоретически с помощью графика рис. 5. Эффект интерференции составляющих волн сказывается в изменении усиления при увеличении потенциала дрейфовой трубки.

На рис. 8 приведена экспериментальная кривая напряжения на выходе в зависимости от потенциала трубки дрейфа. Легко ви-

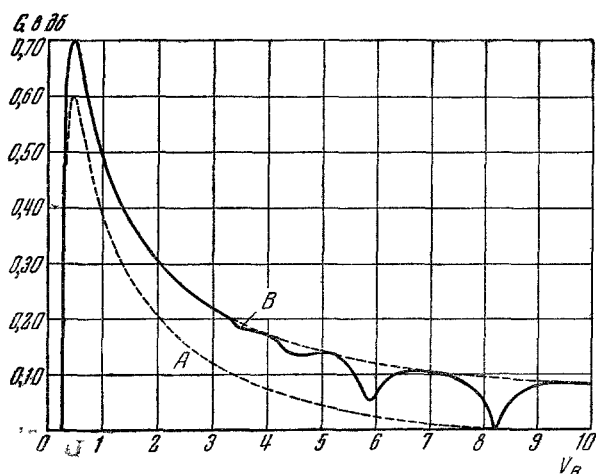


Рис. 7. Теоретическая кривая усиления двухлучевой трубки G в зависимости от потенциала трубки дрейфа V_B , измеренного в единицах $\left(\frac{\delta\omega}{\xi\omega_1}\right)^{-4}$; A — кривая шумов, B — шум + сигнал.

деть, что экспериментальная кривая весьма напоминает по форме теоретическую.

Точно так же экспериментально снятая зависимость усиления от разности потенциалов электродов (рис. 9) весьма напоминает кривую $\frac{\xi}{\omega_1} |\operatorname{Im} k|$, построенную как функция x (см. рис. 5).

Усиление измерялось следующим образом. Сигнал подавался на вольтметр через разделитель*) и усилитель один раз при наличии в цепи двухлучевой лампы, а затем в её отсутствии. Отношение сигналов в первом и втором опытах давало коэффициент усиления по амплитуде.

Как видно на рис. 9, при некоторых значениях разности потенциалов электродов коэффициент усиления системы меньше

*) Разделителем называют устройство, разделяющее генератор от нагрузки и уменьшающее реакцию нагрузки на генератор. На сантиметровых волнах роль разделителя может выполнять отрезок кабеля, содержащего диэлектрик.

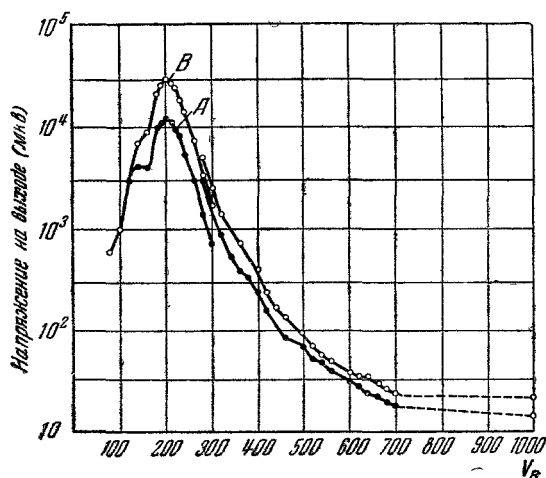


Рис. 8. Экспериментальная кривая напряжения на выходе (в микровольтах) двухлучевой трубки в зависимости от потенциала трубки дрейфа V_B . Токи пучков I_1 и I_2 соответственно 4,5 ма и 9,5 ма, разность потенциалов пучков $V_1 - V_2 = 50$ в, А — кривая шумов, В — шумы + сигнал.

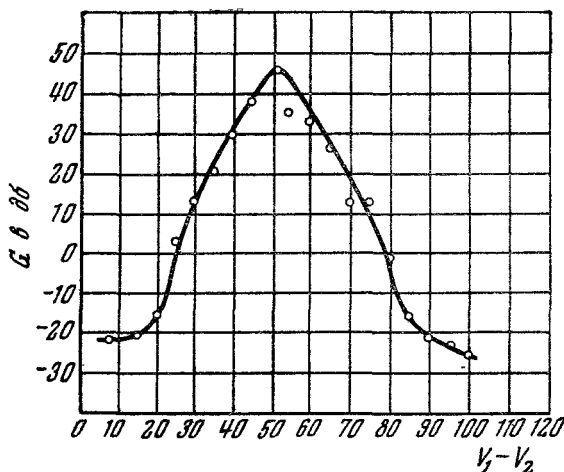


Рис. 9. Экспериментальная кривая усиления по мощности G двухлучевой трубки в зависимости от разности потенциалов катодов $V_1 - V_2$. Суммарный ток пучка $I_1 + I_2 = 15$ ма, частота $f = 3000$ Мгц (что соответствует $\lambda = 10$ см).

единицы. Причина этого — в отсутствии согласования входа и выхода системы.

На рис. 10 изображена относительная ширина полосы пропускания лампы *) в зависимости от усиления в децибелах.

Из рисунка видно, что вплоть до усилений порядка 100 децибелов относительная ширина полосы пропускания всё ещё больше 30%.

Таким образом, мы видим, что двулучевая лампа даёт хорошее усиление (~ 80 децибелов) и имеет очень большую ширину полосы пропускания. Последнее обстоятельство связано с отсутствием

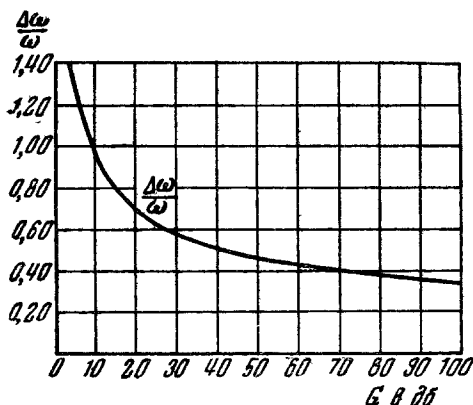


Рис. 10. Относительная ширина полосы пропускания $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ в зависимости от усиления G в децибелах.

в лампе каких-нибудь резонансных систем, ограничивающих область усиливаемых частот.

В той же статье¹² описывается «однолучевая» трубка (рис. 11), действие которой основано на взаимодействии параллельных электронных потоков, обладающих слегка различными скоростями. Эта разность скоростей электронов появляется благодаря зависимости потенциала $V(r)$ электронного пучка от r , где r — расстояние от оси системы. Вход и выход усилителя выполнены в виде объёмных резонаторов (эндовибраторов). Связь этих резонаторов с внешними цепями, необходимая для подвода и, соответственно, отвода мощности, осуществляется петлёй (магнитная связь).

*) Полоса пропускания лампы определяется обычным образом как разность значения частот в двух точках, в которых усиление равно 3 децибелам (т. е. амплитуда в два раза меньше максимальной, соответствующей резонансу).

Эта трубка имеет примерно такие же характеристики (по коэффициенту усиления и ширине полосы пропускания), как и описанная выше двухлучевая трубка.

Мы не будем подробно останавливаться на ряде работ других авторов по многолучевым трубкам^{15—18, 27}, результаты которых примерно таковы же. Отметим лишь, что в работах^{17, 18} сделана

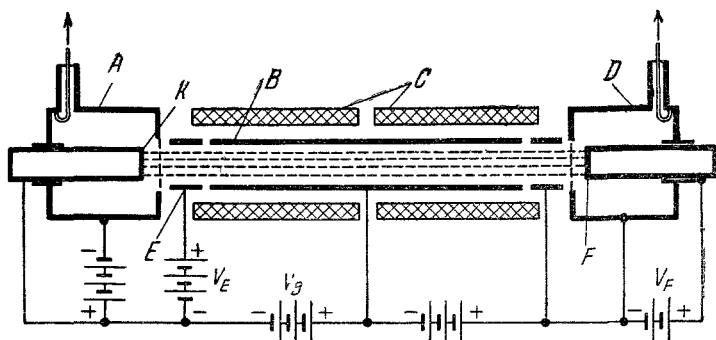


Рис. 11. Однолучевая трубка. *A* — вход трубки, *K* — катод, *B* — трубка дрейфа, *C* — фокусирующая катушка, *D* — выходное устройство, *E* — анод, *F* — коллектор, V_E , V_B , V_F — потенциалы анода, трубки дрейфа и коллектора.

попытка учесть влияние радиуса электронного потока. Работы ведутся методом приравнивания комплексных сопротивлений на границе пучков, имеющих разные скорости. Это является известным шагом вперёд в развитии теории.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Рассмотрим теперь теорию двухлучевой трубки, основанную на аппроксимации такой трубки плазмой, пронизываемой электронным потоком. Роль плазмы играет более медленный электронный поток, средний заряд которого скомпенсирован зарядом ионов; роль возбуждающего электронного потока играет более быстрый электронный поток. Для изучения возбуждения волн в плазме электронным потоком удобно исходить из гидродинамической аппроксимации плазмы, которая была предложена также А. А. Власовым¹.

Власовым было показано, что в известном приближении^{*)} плазму можно описывать гидродинамически, рассматривая её как некоторую заряженную жидкость, характеризующуюся упругостью на сжатие.

^{*)} Длина волны Δ неоднородности в плазме должна быть много больше $D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi Ne^2}}$, т. е. $kD \ll 1$, где $k = \frac{2\pi}{\Delta}$, что имеет место в реальных условиях двухлучевой лампы.

Уравнения, описывающие плазму, пронизываемую электронным потоком, имеют в линейном приближении вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = - \frac{1}{\eta_0} \frac{\partial \sigma}{\partial t}, \quad (26)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = - 4\pi \rho_1 - 4\pi \rho_2, \quad (27)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{e}{m} \rho_1 + \frac{v_0^2}{\eta_0} \sigma = 0, \quad (28)$$

$$\rho_e \frac{\partial v_3}{\partial x} + v_e \frac{\partial \rho_2}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial t} \rho_2, \quad (29)$$

$$\frac{d}{dt} v_2 = \frac{e}{m} E = - \frac{e}{m} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (30)$$

где φ — потенциал скоростей зарядов плазмы, так что скорость движения зарядов плазмы $\mathbf{v}_1 = \text{grad } \varphi$ ($v_{1x} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = v_1$), Φ — электрический потенциал, так что потенциальная составляющая поля $\mathbf{E} = - \text{grad } \Phi$, η — материальная плотность среды (плазмы), η_0 — нулевое приближение плотности среды, $\sigma = \eta - \eta_0$, v_0 — скорость распространения акустических колебаний в плазме, связанная с температурой T_e электронов плазмы соотношением $v_0^2 = \frac{3kT_e}{m}$ ($k = 1,36 \cdot 10^{-16}$ эрг/град) — таким образом, v_0 совпадает со средней тепловой скоростью движения электронов плазмы, ρ_1 — плотность заряда, связанная с неоднородностями плазмы, $\rho_e + \rho_2$ — плотность заряда электронного потока, пронизывающего плазму, ρ_e — постоянная составляющая плотности электронного потока, пронизывающего плазму, $v_e + v_2$ — скорость электронов потока, v_e — постоянная составляющая скорости электронов потока.

Уравнения (26), (27), (28) являются, соответственно, уравнениями непрерывности Пуассона и Бернулли-Эйлера для плазмы. Уравнения (29) и (30) являются уравнениями непрерывности и движения для электронов пучка.

В уравнениях (26), (27), (28) отброшены члены второго порядка малости ($\sim \sigma^2$, $(\text{grad } \varphi)^2$, $\text{grad } \varphi \cdot \text{grad } \sigma$), в уравнении (29) отброшен член $\rho_2 v_2$.

В уравнениях (26) — (30) предполагается, что постоянные составляющие плотности заряда электронного потока ρ_e и электронов плазмы ρ_0 скомпенсированы положительным фоном, а переменные составляющие $\rho_1 \ll \rho_0$, $\rho_2 \ll \rho_e$, $v_2 \ll v_e$ (линейное приближение).

Замечая, что $\rho_1 = \frac{e}{m} \sigma$; $\rho_0 = \frac{e}{m} \eta$, перепишем (26) — (30) в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \rho_1 = 0, \quad (31)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + 4\pi\rho_1 + 4\pi\rho_2 = 0, \quad (32)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{e}{m} \Phi + v_0^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} = 0, \quad (33)$$

$$\rho_e \frac{\partial v_2}{\partial x} + v_e \frac{\partial \rho_2}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial t} \rho_2, \quad (34)$$

$$\frac{d}{dt} v_e = - \frac{e}{m} \frac{\partial \Phi}{\partial x}. \quad (35)$$

Предполагая решения (31) — (35) в виде $\sim e^{i(\omega t - kx)}$ и замечая, что

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{dx}{dt} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \sim \frac{\partial}{\partial t} + v_e \frac{\partial}{\partial x}, \quad (36)$$

имеем:

$$-k^2 \varphi + \frac{i\omega}{\rho_0} \rho_1 = 0, \quad (37)$$

$$-k^2 \Phi + 4\pi\rho_1 + 4\pi\rho_2 = 0, \quad (38)$$

$$i\omega\varphi + \frac{e}{m} \Phi + v_0^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} = 0, \quad (39)$$

$$-ik\rho_e v_2 - ikv_e \rho_2 + i\omega\rho_2 = 0, \quad (40)$$

$$i\omega v_2 - ikv_e v_e - \frac{e}{m} ik\Phi = 0. \quad (41)$$

(37) — (41) представляют собой систему пяти однородных уравнений относительно переменных φ , Φ , ρ_1 , ρ_2 , v_2 .

Приравнявая нулю детерминант этой системы, получаем дисперсионное уравнение¹⁹, связывающее ω и k :

$$\left(1 - \frac{\Omega_0^2}{(\omega - kv_e)^2}\right) (\omega^2 - k^2 v_0^2) = \omega_0^2. \quad (42)$$

Здесь

$$\Omega_0^2 = \frac{4\pi e \rho_e}{m}; \quad \omega_0^2 = \frac{4\pi e \rho_0}{m};$$

Ω_0 — резонансная частота плазмы, имеющей ту же постоянную плотность ρ_e , что и электронный поток, ω_0 — резонансная частота плазмы, ρ_0 — постоянная составляющая плотности электронного заряда плазмы.

Пусть $\Omega_0 = 0$, тогда (42) принимает вид

$$v_0^2 k^2 = \omega^2 - \omega_0^2, \quad (43)$$

что соответствует двум волнам, которые могут распространяться в плазме в отсутствии электронного потока:

$$k = \pm \frac{1}{v_0} \sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}; \quad (44)$$

фазовая скорость этих волн

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{|k|} = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \omega_0^2/\omega^2}} > v_0. \quad (45)$$

В присутствии электронного потока ($\Omega_0 \neq 0$) дисперсионное уравнение (42) будет, вообще говоря, четвертой степени относительно k и, таким образом, даст в общем случае четыре волны.

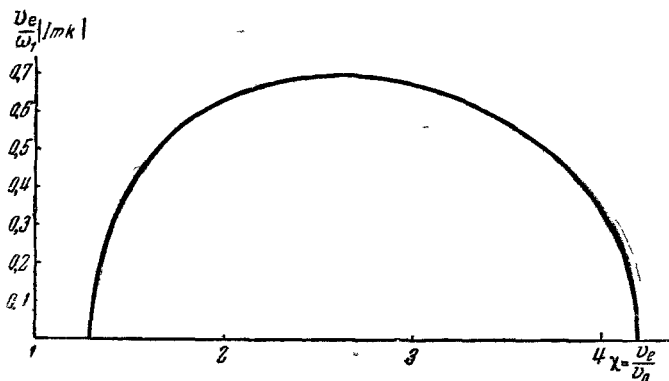


Рис. 12. Теоретическая кривая $\frac{v_e}{\omega_1} |\text{Im } k|$ в зависимости от $x = \frac{v_e}{v_0}$. v_e — средняя скорость электронного потока, v_0 — скорость акустической волны в плазме.

Решения для k , характеризующиеся $\text{Im } k > 0$, приводят к решениям, нарастающим с координатой.

Рассмотрим следующую конкретную задачу:

$$\omega_0 = \Omega_0 = \frac{\omega}{\sqrt{2}}$$

(условия, близкие к указанным, имели место в двухлучевой трубке, описанной выше¹²). Тогда комплексные корни уравнения (42) имеют место при $1,3v_0 < v_e < 4,2v_0$, т. е. лишь в известном интервале значений скорости электронов v_e .

Величина $|\operatorname{Im} k| \frac{v_e}{\omega_0}$ изображена на рис. 12 как функция $\chi = \frac{v_e}{v_0}$. Характер изменения этой величины так же, как и её максимальное значение, весьма напоминает $|\operatorname{Im} k| \frac{\xi}{\omega_1}$ на рис. 5.

В случае двухлучевой трубки под v_e следует понимать разность скоростей электронных потоков. Максимальное значение, которое принимает v_e в двухлучевой трубке, имеет (в единицах потенциала) порядок 100 в.

Слабым местом этого расчёта является известная неопределённость тепловой скорости v_0 электронов (равной скорости распространения акустических волн в плазме).

Если эту скорость вычислить из условия $\chi = 2,5 = \frac{v_e}{v_0}$, при котором $\frac{v_e}{\omega_0} |\operatorname{Im} k|$ (см. рис. 12) достигает максимума, а v_e вычислить из условия $\frac{\delta \omega}{v_e \omega_0} = 0,7$, при котором $|\omega_0 \operatorname{Im} k|$ (см. рис. 5) достигает максимума, то для v_0 получаются чрезмерно большие значения, соответствующие $T_e \sim 10^5 \text{ град}$.

Эти трудности говорят о том, что описание двухлучевой трубки как плазмы, пронизываемой электронным потоком, является весьма приближённым и может передавать лишь общий характер процессов.

Независимо от применения к теории двухлучевой трубки уравнение (42) показывает, что с помощью плазмы, пронизываемой электронным потоком, можно генерировать микрорадиоволны вопреки делаемому иногда выводу о невозможности генерирования сантиметровых и миллиметровых радиоволн с помощью плазмы²⁰. При этом исходят из того, что период колебаний плазмы $T \sim N_0^{-\frac{1}{2}}$ (N_0 — плотность электронов плазмы), а время между соударениями электронов с положительными ионами $T \sim N_0^{-1}$, поэтому при увеличении N_0 , необходимом для перехода к сантиметровым и миллиметровым радиоволнам, сильно возрастает роль соударений электронов с положительными ионами. Эти соударения выводят электроны из процесса колебаний. Как отмечают Ахисзер и Фейнберг¹⁹, такого рода соображения неприменимы к случаю возбуждения плазмы электронным потоком, так как в этой задаче другие физические условия, чем при обычных колебаниях электронов в плазме газового разряда, о которых шла речь выше²⁰. В задаче возбуждения плазмы электронным потоком, кроме плазмы, имеется электронный поток, пронизывающий её и движущийся со скоростью, большей тепловой скорости электронов плазмы. При этом генерируемая частота определяется не только

плотностью электронов плазмы, но также и соотношением скоростей v_e и v_0 .

При других соотношениях параметров ω_0 и Ω_0 будет изменяться область значений v_e , где возможно возбуждение, однако всегда появление нарастающих решений (возбуждение плазмы) наступает при $v_e > v_0$. В этом проявляется аналогия между возбуждением плазмы и эффектом Черенкова, а также возбуждением с помощью электронных потоков замедляющих систем типа спирали (рис. 1), «гребёнки» (рис. 3) и т. п.

В эффекте Черенкова²⁴ излучение начинается также при скорости электронов v_e , большей фазовой скорости света в среде v_0 .

Однако в противоположность рассмотренному выше случаю плазмы это излучение имеет место вплоть до скоростей электронов $v_e \sim c$ ($c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек).

При возбуждении спиралей, «гребёнок» и других замедляющих систем оптимальные условия для возбуждения имеют место при $v_e \simeq v_0 < c$ (где v_0 — фазовая скорость замедленной волны электрического типа, распространяющейся по системе в отсутствии электронного потока).

Границы области возбуждения обычно имеют вид $v_1 < v_e < v_2$, где v_1 и v_2 определяются конкретными условиями задачи^{1-4, 21, 22}.

Отметим, что с помощью теории многолучевых трубок можно объяснить излучение Солнцем микрорadiоволн. При этом возможны две точки зрения. Во-первых, можно считать, что атмосфера Солнца, представляющая собой плазму, пронизывается и возбуждается радиальными электронными потоками. Такой точки зрения придерживался Шкловский²³ в своей теории 1946 г. Эта теория, опирающаяся на работы Власова, приводит к удовлетворительному согласованию с экспериментом. Во-вторых, можно рассматривать электронные потоки верхних частей атмосферы Солнца как многолучевую трубку, ибо эти электронные потоки обладают дисперсией по скоростям. Подобной точки зрения придерживался Гаев¹³ в 1949 г. Однако многие из приведённых им расчётов не обоснованы в связи с тем, что он исходил из дисперсионного уравнения (18) (см. выше).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, многолучевая трубка является новым усилителем и генератором микрорadiоволн. Действующие трубки имеют коэффициент усиления ~ 80 децибелов по мощности и чрезвычайно большую полосу пропускания ($\frac{\Delta\omega}{\omega} = 0,3$ при $\omega = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^9$, что соответствует $\Delta\omega = 900 \cdot 2\pi$ МГц). Эти характеристики многолучевой трубки близки к рабочим характеристикам обычных трубок бегущей волны,

действие которых основывается на взаимодействии замедленной электромагнитной волны и электронного пучка.

Недостатком последнего вида трубок являются потери электронов при их оседании на проводниках замедляющих устройств (спираль, цепочка эндовибраторов) и возникающее при этом нагревание проводников. Особенно сильно эти потери должны возрасти на миллиметровых радиоволнах. Многолучевая трубка не имеет этого вида потерь, поэтому можно полагать, что эта трубка окажется эффективной при усилении и генерировании миллиметровых радиоволн.

С другой стороны, слабым местом многолучевых трубок должны быть шумы. С увеличением числа взаимодействующих электронных потоков роль флуктуаций плотности в этих потоках должна возрастать.

Из приведённого выше краткого обзора существующих теорий многолучевых трубок ясно, что полной и законченной теории этих трубок сейчас нет; все существующие теории являются лишь некоторыми приближениями к действительности. В то же время ясно, что многолучевая трубка является весьма интересным прибором; для правильного объяснения физической стороны работы этого прибора следует использовать идеи, развитые А. А. Власовым в его теории плазмы, связанные с взаимодействием многоэлектронных систем.

Явления, наблюдаемые в многолучевой трубке, имеют известную аналогию с эффектом Черенкова, а также с возбуждением электронным потоком замедляющих систем (спиралей, «гребёнок», плазмы и др.).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Лопухин, УФН **36**, вып. 4 (1948).
2. Л. Н. Лошаков, ЖТФ **19**, 578 (1949).
3. В. М. Лопухин, ЖТФ (в печати).
4. J. Pierse, PIRE **35**, 111 (1947).
5. А. А. Власов, ЖЭТФ **8**, 291 (1938).
6. А. А. Власов, Изв. АН СССР, серия физич. **8**, 248 (1944).
7. А. А. Власов, Учёные записки МГУ, вып. 75 (1945).
8. Э. И. Адирович, ДАН **48**, 579, 48 (1945).
9. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **16**, 574 (1946).
10. В. Гинзбург, Л. Ландау, М. Леонтович, В. Фок, ЖЭТФ **16**, вып. 3 (1946).
11. А. А. Власов, Вестник МГУ, № 3—4 (1946).
12. А. V. Haeff, PIRE **37**, 4 (1949).
13. А. V. Haeff, Phys. Rev. **75**, 1546 (1949).
14. Е. И. Васильев и В. М. Лопухин, ЖТФ (в печати).
15. A. V. Hollenberg, BSTJ **28**, 52 (1949).
16. L. S. Nergaard, RCA Review **9**, 585 (1948).

17. J. R. Pierce and W. B. Hebenstreit, BSTJ **28**, 33 (1949).
 18. J. R. Pierce, PIRE **37**, 980 (1949).
 19. А. И. Ахнeзeр и Я. Б. Фeйнбeрг, ДАН **69**, 555, № 4 (1949).
 20. Р. Ромпе и М. Штеенбек, УФН, вып. 3, 310 (1941).
 21. J. R. Pierce, PIRE **36**, 993 (1948).
 22. L. Chu and Jackson, **36**, 859 (1948).
 23. И. С. Шкловский, Астрономический журнал СССР **23**, 333, 347 (1946).
 24. П. А. Черенков, Труды физ. ин-та АН СССР **2**, № 4 (1944).
 25. I. Langmuir, Phys. Rev. **26**, 585 (1925).
 26. С. Д. Гвоздовер, ЖТФ **3**, 587 (1933).
 27. J. A. Pierce, J. Appl. Phys. **20**, 1060 (1949).
-