

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

УСИЛИТЕЛЬ НА ПОГЛОЩЕНИИ

В. М. Лопухин и А. А. Веденов

I. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы проблема усиления дециметровых и сантиметровых радиоволн широко обсуждается в отечественной, а также иностранной печати¹.

Большое значение имеют приборы типа лампы бегущей волны и электронно-волновой лампы, в которых электронный поток, имеющий среднюю скорость v_0 , взаимодействует с замедленной электромагнитной волной, средняя скорость которой в системе без электронного потока u_0 близка к v_0 .

Требование синхронизма электронов и волны ($v_0 \cong u_0$) является существенным для работы приборов типа лампы бегущей волны.

Недавно в литературе появились сведения^{2,3} о новом виде усилителя сантиметровых радиоволн — усилителе на поглощении (в дальнейшем, для краткости, УП).

Этот прибор имеет коэффициент усиления примерно такой же, как лампа бегущей волны или электронно-волновая лампа (~ 30 дБ по мощности), однако он обладает значительно более широкой полосой пропускания, которая в зависимости от типа лампы может иметь величину порядка 70—120% по отношению к несущей частоте. Усилитель также характеризуется практически полным отсутствием внутренней обратной связи, что делает невозможной вредную паразитную генерацию.

Усиление УП также весьма слабо зависит от режима работы прибора: тока и потенциала луча.

Описанный в литературе усилитель на поглощении представляет собой круглый цилиндрический волновод с поглощающими стенками. Вдоль оси волновода пропускается электронный поток, в котором возбуждается волна плотности заряда. Эта волна взаимодействует с результирующим полем волновода, так что в среднем за период поток отдаёт энергию волне.

Усилитель на поглощении использует новый физический принцип, который заключается в использовании сдвига фаз между электронным током и переменными составляющими поля, возникаю-

щего благодаря наличию поглощающих стенок $\therefore$ (материал стенок характеризуется комплексной проницаемостью).

Замедленная волна, так же как и синхронизм между электронами и волной в системе без электронного потока, в УП не обязательна.

II. ОПИСАНИЕ ДЕЙСТВУЮЩИХ ЛАМП УП

Описанный в литературе УП (рис. 1) представлял собой тонкостенную (толщина стенок 0,12 мм) цилиндрическую стеклянную трубку длиной 250 мм**), на внутренней стороне которой был нанесён поглощающий слой окиси олова толщиной $2 \cdot 10^{-4}$ мм.

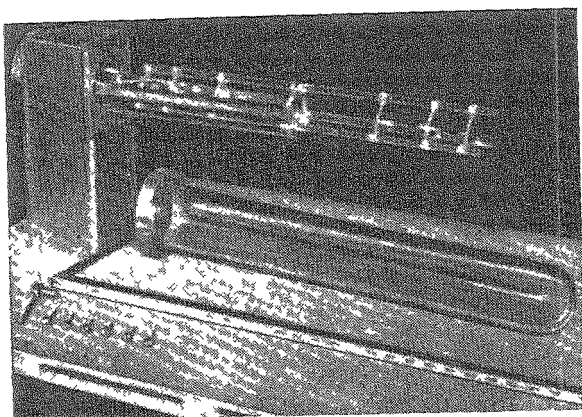


Рис. 1. Общий вид усилителя на поглощении.

Внутри трубки вдоль её оси двигался электронный поток, напряжение которого могло изменяться в интервале от 300 до 1000 в. Полный ток в пучке изменялся от 0 до 20 ма. Взаимодействие с пучком на входе в систему (модуляция потока) и на выходе осуществлялось для одной модели при помощи проводящих спиралей длиной 7,5 см каждая, а для другой лампы — при помощи объёмных резонаторов.

Измерения велись в диапазоне $10 \text{ см} < \lambda < 30 \text{ см}$.

*) Естественно, что наличие поглощающих стенок приводит также к тепловым потерям части энергии. Однако эти потери оказываются значительно меньшими, чем поступление энергии в поле от электронного потока.

**) Точный диаметр трубки не указан, однако из приведенного рисунка можно сделать вывод о том, что трубка имеет внутренний диаметр примерно 3—4 мм.

Полное усиление экспериментальной трубки, содержащей проводящие спирали, складывались из усиления, связанного с наличием поглощающего слоя, и усиления лампы бегущей волны, которую образуют отрезки спирали, пронизываемые электронным потоком.

При замене поглощающей секции УП на хорошо проводящий волновод усиление резко падало, хотя и оставалось большим

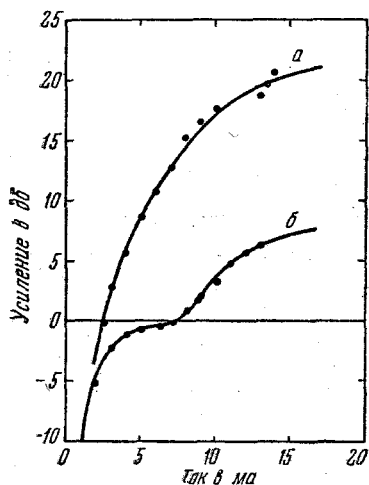


Рис. 2. Зависимость усиления от тока электронного пучка: *a* — для УП с модуляцией спиралью, *b* — поглощающая секция УП заменена волноводом.

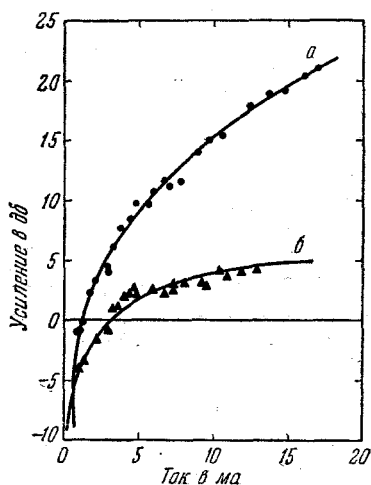


Рис. 3. То же, что рис. 2, для УП с модуляцией резонаторами.

единицы. В этом случае оно было обязано эффекту лампы бегущей волны.

Усиление, связанное с наличием поглощающего слоя, находится как разность полного усиления и усиления лампы бегущей волны. Были сняты следующие экспериментальные кривые:

1) Усиление в зависимости от тока пучка при модуляции пучка при помощи проводящей спирали (рис. 2) и при помощи резонаторов (рис. 3).

Кривая *a* соответствует наличию поглощающей секции, кривая *b* — случаю, когда последняя заменена хорошо проводящим волноводом.

2) Зависимость усиления от потенциала проводящего слоя опять для двух видов модуляции электронного потока (рис. 4 и 5). Кривые *a* и *b* на рис. 5 соответствуют случаям сильного и слабого тока при наличии поглощающей секции; кривая *в* соответст-

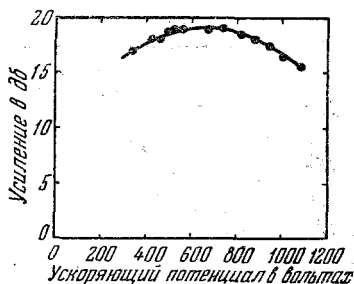


Рис. 4. Зависимость усиления от ускоряющего потенциала для УП с модуляцией спиралями.

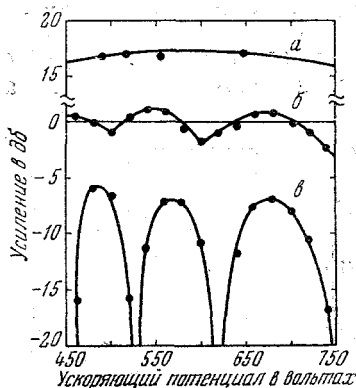


Рис. 5. То же, что рис. 4, для УП с модуляцией резонаторами: а — сильный ток, б — слабый ток, в — слабый ток; поглощающая секция заменена волноводом.

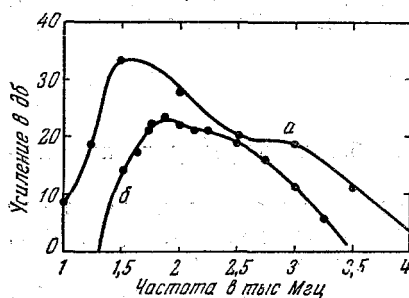


Рис. 6. Частотная характеристика УП: а — для каждой частоты изменением потенциалов подбиралось максимально возможное усиление, б — потенциалы оставались постоянными для всех частот.

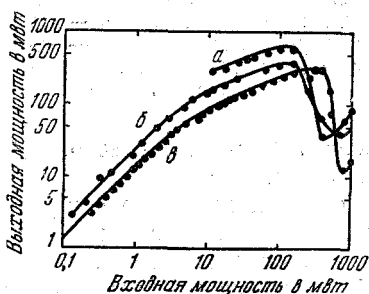


Рис. 7. Зависимость выходной мощности от входной мощности: а — ток пучка 25 ма, б — 20 ма, в — 15 ма.

вует слабому току; кроме того, поглощающая секция заменена волноводом.

3) Усиление, как функция частоты (рис. 6). Кривая *a* — все потенциалы подбирались такими, чтобы усиление принимало максимальное значение для данной частоты; кривая *b* соответствует случаю, когда потенциалы поддерживались постоянными.

4) Мощность на выходе лампы в зависимости от мощности сигнала на входе (рис. 7) для значений токов пучка 15, 20 и 25 *ма*, частоты $\nu = 3000$ *Мгц* и потенциала потока $V = 650$ *в*.

Из графиков хорошо видны наличие усиления, роль поглощающей секции, а также широкая полоса, характеризующая прибор.

III. ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ УСИЛИТЕЛЯ НА ПОГЛОЩЕНИИ

Пусть бесконечная проводящая среда, характеризующаяся проводимостью σ и диэлектрической проницаемостью ϵ , пронизывается электронным потоком средней скорости v_0 с плотностью тока $j_0 = \rho_0 v_0$, где ρ_0 — плотность заряда. Направим ось z вдоль скорости электронов.

Поставим своей целью найти собственные электромагнитные волны системы. Решение будем искать в виде

$$E_z = A \cdot e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (1)$$

где A — амплитуда, ω и β — круговая частота и постоянная распространения.

Частоту ω считаем заданной. Искомой является постоянная распространения β , которая в общем случае комплексна $\beta = \text{Re } \beta + i \text{Im } \beta$. Волна, для которой $\text{Im } \beta > 0$, нарастает с координатой z по закону $e^{\text{Im } \beta \cdot z}$.

Везде ниже будем считать, что средний заряд электронов компенсирован ионным фоном.

Рассмотрим первое уравнение поля

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \epsilon_k \cdot i\omega \mathbf{E}, \quad (2)$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — напряжённости электрического и магнитного полей.

ϵ_k — комплексная проницаемость $\epsilon_k = \epsilon \left(1 + \frac{\sigma}{i\omega \epsilon} \right)$, σ — проводимость среды.

Вычислив операцию div от обеих частей (2), имеем:

$$\text{div} (\mathbf{J} + \epsilon_k i\omega \mathbf{E}) = 0. \quad (3)$$

Для одномерной задачи ($J = J_z$, $E = E_z$), учитывая зависимость от z в виде $e^{-i\beta z}$, получаем:

$$J + \epsilon_k i\omega E = 0, \quad (4)$$

т. е. в рассматриваемом случае конвекционный ток полностью компенсируется током смещения. Подставляя вместо $\epsilon_k \epsilon \left(1 + \frac{\sigma}{i\omega\epsilon}\right)$, имеем:

$$J = -i\omega\epsilon E - \sigma E. \quad (5)$$

Выражение (5) свидетельствует о том, что ток J содержит компоненту $(-\sigma E)$, находящуюся в противофазе с полем.

Найдём выражение для тока J , воспользовавшись уравнениями движения электронов. Будем считать, что J , ρ и v имеют вид $\tilde{J} + J_0$, $\tilde{\rho} + \rho_0$, $\tilde{v} + v_0$, где переменные составляющие $\tilde{J}$, $\tilde{\rho}$ и $\tilde{v}$ много меньше постоянных составляющих J_0 , ρ_0 , v_0 , так что $\tilde{J} \ll J_0$, $\tilde{\rho} \ll \rho_0$ и $\tilde{v} \ll v_0$ (т. е. справедлива теория малых амплитуд).

Уравнения движения и непрерывности и выражение для тока примут вид

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} = \frac{e}{m} E, \quad (6)$$

$$\operatorname{div} \tilde{J} + \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = 0, \quad (7)$$

$$\tilde{J} = \rho_0 \tilde{v} + v_0 \tilde{\rho}. \quad (8)$$

В уравнениях (6) и (8) отброшены члены, имеющие второй порядок малости.

Полагая, что все величины пропорциональны множителю $e^{i(\omega t - \beta z)}$, имеем:

$$i(\omega - \beta v_0) \tilde{v} = \frac{e}{m} E, \quad (9)$$

$$-i\beta \tilde{J} + i\omega \tilde{\rho} = 0, \quad (10)$$

$$\tilde{J} = \rho_0 \tilde{v} + v_0 \tilde{\rho}. \quad (11)$$

Решая эту систему относительно $\tilde{J}$, получаем:

$$\tilde{J} = \frac{\omega \rho_0 \frac{e}{m} E}{i(\omega - \beta v_0)^2}. \quad (12)$$

Из (4) и (12) следует дисперсионное уравнение рассматриваемой одномерной задачи

$$1 = \frac{\omega_0^2}{\epsilon' \left(1 + \frac{\sigma}{i\omega\epsilon}\right) (\omega - \beta v_0)^2}, \quad (13)$$

где $\omega_0^2 = \frac{e^2 n_0}{m \varepsilon_0}$, $\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Решение уравнения (13) имеет вид

$$\beta = \beta_e \pm \frac{\beta_p}{\sqrt{\frac{\varepsilon_K}{\varepsilon_0}}}, \quad (14)$$

где $\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$; $\beta_p = \frac{\omega_0}{v_0}$; $\frac{\varepsilon_K}{\varepsilon_0} = \varepsilon' \left(1 + \frac{\sigma}{i\omega \varepsilon' \varepsilon_0}\right)$.

Выражение (14) удобно записать в виде

$$\beta = \beta_e \pm \beta_p \frac{p + iq}{\sqrt{\varepsilon'}}, \quad (15)$$

где безразмерные коэффициенты p и q в зависимости от параметра $\frac{\omega \varepsilon' \varepsilon_0}{\sigma}$ даны на рис. 8. Волна, для которой $\text{Im } \beta > 0$, нара-

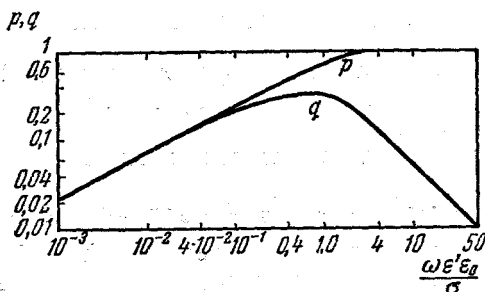


Рис. 8. Зависимость p и q для грубой модели УП от $\frac{\omega \varepsilon' \varepsilon_0}{\sigma}$.

стает экспоненциально с координатой z . Усиление G волны равно

$$G = 8,63 \beta_e \frac{q}{\sqrt{\varepsilon'}} \delta \delta / \text{м}. \quad (16)$$

Максимальное значение G имеет при $\frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon'}{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{3}}$ (см. рис. 8):

$$G_{\text{макс}} \cong \frac{3}{\sqrt{\varepsilon'}} \beta_p \delta \delta / \text{м}.$$

Полагая, например, $J_0 = 0,3 \text{ а/см}^2$, $V_0 = 400 \text{ в}$, получаем $G_{\text{макс}} = 5,8 \text{ дБ/см}$. Согласно формуле (16) усиление G слабо зависит от электроники, которая входит в выражение для G только через $\beta_p = \frac{\omega_0}{v_0}$. Этот факт, как отмечалось выше, подтвердился экспериментально (см. рис. 4).

Приведённая элементарная теория даёт также качественно правильную зависимость коэффициента усиления G , пропорционального q , от частоты ω (см. рис. 8 и рис. 6).

Физическая причина усиления в одномерной задаче состоит в том, что в соответствии с (5) ток $\tilde{J}$ содержит компоненту, находящуюся в противофазе с полем E . Вследствие этого средняя мощность $\{P\}$ взаимодействия поля и тока, имеющая вид $\frac{1}{2} \operatorname{Re} J^* E$, оказывается отрицательной:

$$\{P\} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} J^* E = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (i\omega\varepsilon - \sigma) EE^* = -\frac{1}{2} \sigma EE^* < 0.$$

Таким образом, электроны в среднем замедляются, их энергия передаётся электромагнитному полю.

IV. БОЛЕЕ ПОЛНАЯ ТЕОРИЯ УСИЛИТЕЛЯ НА ПОГЛОЩЕНИИ

А. Постановка задачи

Пусть электронный поток радиуса $r=a$ средней скорости v_0 и плотности заряда ρ_0 пронизывает круглый цилиндрический волновод радиуса $r=a$.

Пусть волновод обладает известным значением проводимости $Y = \frac{H_\varphi}{E_z} \Big|_{r=a} = G + iB$, где H_φ и E_z — компоненты магнитного и электрического полей в цилиндрической системе координат, ось которой совпадает с осью волновода, G и B — действительная и мнимая составляющие входной проводимости.

Требуется отыскать возможные в такой системе решения, имеющие вид волн электрического типа, для которых $E_z \neq 0$, $H_z = 0$. Решения будем искать в виде $E_z = A e^{i(\omega t - \beta z)}$, где A — амплитуда напряжённости электрического поля, ω и β — круговая частота и постоянная распространения волны.

Сформулированная задача включает в качестве частных случаев как теорию усилителя на поглощении, так и теорию лампы бегущей волны.

Для перехода к этим частным задачам следует выбрать G и B нужными функциями частоты и параметров системы.

Б. Входная проводимость электронного потока Y_1

Для вычисления $Y_1 = Y_1(\omega, \beta) = \frac{H_{\varphi 1}}{E_{z1}} \Big|_{r=a}$ необходимо совместно решать уравнения электромагнитного поля и уравнения движения электронов.

Решения уравнений поля для E -волн запишем с помощью электрического поляризационного потенциала Π :

$$E = -i\beta \operatorname{grad} \Pi + k^2 \Pi, \quad (17)$$

$$H = i\omega \varepsilon_0 \operatorname{rot} \Pi, \quad (18)$$

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \varphi^2} + (k^2 - \beta^2) \Pi = -\frac{J}{i\omega \varepsilon_0}, \quad (19)$$

где E и H — напряжённости электрического и магнитного полей, $\Pi = \Pi_z$ — компонента поляризационного потенциала, направленная по оси z , J — плотность электронного тока, $k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, ε_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума.

Для основной волны, характеризующейся аксиальной симметрией, $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$, имеем:

$$E_z = (k^2 - \beta^2) \Pi, \quad (20)$$

$$H_\varphi = -i\omega \varepsilon_0 \frac{\partial \Pi}{\partial r}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi}{\partial r} + (k^2 - \beta^2) \Pi = -\frac{J}{i\omega \varepsilon_0}. \quad (22)$$

Выражение для проводимости Y_1 пространства внутри волновода имеет вид

$$Y_1 = \frac{H_\varphi}{E_z} = -\frac{i\omega \varepsilon_0 \frac{\partial \Pi}{\partial r}}{(k^2 - \beta^2) \Pi}, \quad (23)$$

где Π является решением уравнения (22), в правую часть которого входит выражение для плотности конвекционного тока электронов.

Считая справедливой теорию малых амплитуд и воспользовавшись (12) и (20), запишем (22) в виде

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi}{\partial r} + \Gamma^2 \Pi = 0, \quad (24)$$

где

$$\Gamma^2 = (k^2 - \beta^2) \left(1 - \frac{\beta_p^2}{(\beta - \beta_e)^2} \right), \quad (25)$$

$$\beta_p = \frac{\omega_0}{v_0}, \quad \beta_e = \frac{\omega}{v_0}, \quad \beta = \frac{\omega}{v}, \quad \omega_0^2 = \frac{e p_0}{m \varepsilon_0},$$

v_0 — средняя скорость электронов, ω_0 — резонансная частота колебаний плазмы.

Решение уравнения (24), конечное в нуле, имеет вид

$$\Pi = BJ_0(\Gamma r), \quad (26)$$

где B — произвольная постоянная, $J_0(\Gamma r)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Учитывая тождество $\frac{dJ_0(\Gamma r)}{dr} = -\Gamma J_1(\Gamma r)$, на основании (23) и (26) получаем:

$$Y_1|_{r=a} = \frac{i\omega\varepsilon_0\Gamma J_1(\Gamma a)}{(k^2 - \beta^2)J_0(\Gamma a)}. \quad (27)$$

В. Дисперсионное уравнение

Приравнявая (27) входной проводимости волновода $Y_2|_{r=a} = G + iB$, получаем дисперсионное уравнение, определяющее $\beta = \beta(\omega)$,

$$\frac{i\omega\varepsilon_0 a \Gamma J_1(\Gamma a)}{a^2(k^2 - \beta^2)J_0(\Gamma a)} = G + iB, \quad (28)$$

где Γ дается выражением (25), G и B считаются известными.

Введём следующие обозначения:

$$f(\Gamma a) = \frac{\Gamma a J_1(\Gamma a)}{J_0(\Gamma a)} = re^{i\theta}, \quad \Gamma a = \beta_e a (m + in). \quad (29)$$

На рис. 9 отложены полученные с помощью электролитической ванны значения r и θ в зависимости от $\text{Re } \Gamma a$ и $\text{Im } \Gamma a$, т. е. $\beta_e a m$

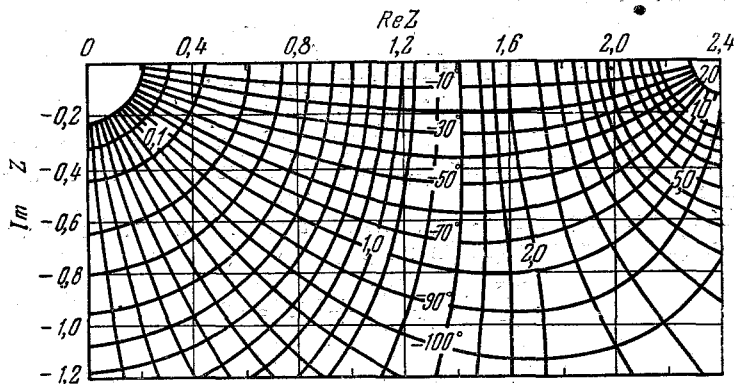


Рис. 9. Функция $f(z) = \frac{zJ_1(z)}{J_0(z)}$. Сетка даёт модуль и аргумент функции $f(z) = re^{i\theta}$.

и $\beta_e a n$. Если известны G и B , то с помощью графика рис. 9 можно найти $\text{Re } \Gamma a$ и $\text{Im } \Gamma a$ и, далее, с помощью (25) также $\text{Re } \beta$ и $\text{Im } \beta$.

Этот метод расчёта встречает ряд трудностей при попытке использовать его, например, в теории лампы бегущей волны, содержа-

щей в качестве замедлителя проводящую спираль. В этом случае проводимость спирали является функцией, сильно зависящей от β , что затрудняет решение уравнения (28).

Для задач, которые будут рассмотрены ниже, $Y = G + iB$ является медленно меняющейся функцией β , причём $\beta \cong \beta_e = \frac{\omega}{v_0}$. Последнее означает, что мы ограничиваемся рассмотрением таких волн в системе, фазовая скорость которых близка к v_0 .

Полагая в правой части (28) $\beta = \beta_e$ и пренебрегая $k^2 \ll \beta_e^2$, получаем:

$$f(\Gamma a) = \frac{(\beta_e a)^2}{i\omega \varepsilon_0 a} Y(\beta_e). \quad (30)$$

В этих же предположениях (25) даёт:

$$\beta = \beta_e \pm \beta_p \left(1 + \frac{\Gamma^2}{\beta_e^2}\right)^{-1/4}. \quad (31)$$

Это уравнение можно записать в виде

$$\beta = \beta_e \pm \beta_p (p + iq), \quad (32)$$

где p и q связаны с введёнными ранее коэффициентами m и n с помощью соотношения

$$p + iq = [1 + (m + in)^2]^{-1/2}. \quad (33)$$

На рис. 10 приведены значения p и q в зависимости от m и n . Параметр q связан со значением усиления прежним соотношением

$$G = 8,69 \beta_p q \, d\delta/m. \quad (34)$$

Параметр p определяет изменение фазовой скорости в системе

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\beta_e + \beta_p p} = \frac{v_0}{1 + p \frac{\omega_0}{\omega}}. \quad (35)$$

Рассмотрим различные частные случаи.

а) $Y \rightarrow \infty$, что физически соответствует идеальнопроводящим стенкам волновода.

Из уравнения (30) следует, что $J_0(\Gamma a) \rightarrow 0$. Это означает, что Γa принимает дискретный ряд значений, являющихся корнями уравнения $J_0(\Gamma a) = 0$, т. е. $\Gamma a = 2,4; 5,52; \dots$. Используя выражение $\Gamma a = \beta_e a (m + in)$, замечаем, что $n = 0$. Следовательно, на графике рис. 10 соответствующие точки находятся на горизонтальной оси. Это соответствует $q = 0$. Таким образом, в рассматриваемой задаче усиление отсутствует.

б) $Y \rightarrow 0$, что означает полное отсутствие проводимости стенок. Здесь попрежнему Γa принимает дискретный ряд значений $\Gamma a = 3,83; 7,01; \dots$, являющихся корнями уравнения $J_1(\Gamma a) = 0$.

В полной аналогии с предыдущим случаем имеем $n=0$ и, следовательно, $q=0$, т. е. в рассматриваемой задаче усиление равно нулю.

в) $Y=iB_C$, $B_C>0$, что соответствует ёмкостной нагрузке стенок волновода.

Из уравнения (30) ясно, что $f(\Gamma a) = \frac{\Gamma a J_1(\Gamma a)}{J_0(\Gamma a)}$ чисто действительно и положительно; следовательно, в выражении $f(\Gamma a) = r e^{i\theta}$ $\theta=0$.

Из графика рис. 9 ясно, что при этом $n=0$; следовательно,

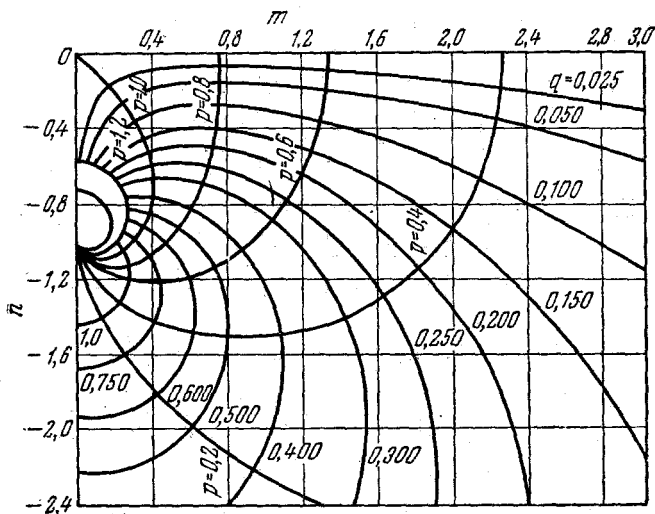


Рис. 10. Функция $p+iq = [1+(m+in)^2]^{-1/2}$; сетка кривых $p = \text{const}$, $q = \text{const}$ позволяет вычислить p и q , если известны m и n .

в соответствии с рис. 10 $q=0$, усиление здесь также отсутствует.

г) $Y = -iB_L$ ($B_L>0$) индуктивная нагрузка стенок волновода.

Для индуктивных стенок дисперсионное уравнение (28) примет вид

$$\Gamma a \frac{J_1(\Gamma a)}{J_0(\Gamma a)} = - \frac{(\beta_e a)^2}{\omega \varepsilon_0 a} B_L, \quad (36)$$

так что левая часть (36) должна быть действительным отрицательным числом. Следовательно, $\theta=180^\circ$, что соответствует точкам вертикальной оси рис. 9. Таким образом, Γa получается чисто мнимым ($m=0$, $n<0$). Из рис. 10 ясно, что необходимо различать два случая: а) $0 > n > -1$, здесь $q=0$, $p \neq 0$; б) $-1 > n > -\infty$, здесь $q \neq 0$, $p=0$.

Изменение q и p в зависимости от n приведено на рис. 11. Из этого рисунка ясно, что при значении $n = -1$ $p \rightarrow \infty$ и $q \rightarrow \infty$. Это означает, что решение представляет собой экспоненциально нарастающую волну с бесконечным значением коэффициента нарастания.

Вычислим соответствующее значение индуктивности B_L . При $m = 0$ и $n = -1$ $Ga = -i\beta_e a$ и (36) даёт

$$B_L = \frac{\omega \varepsilon_0 a I_1(\beta_e a)}{\beta_e a I_0(\beta_e a)}. \quad (37)$$

При $\beta_e a = 1$, например, мы получаем $B_L = 0,45 \omega \varepsilon_0 a$. В этом случае теоретический коэффициент нарастания волны равен бесконечности. В реальных условиях вследствие тепловых потерь коэффициент усиления имеет конечную величину. Как указывалось раньше, проводящая спираль, используемая в лампе бегущей волны, представляет для электронного потока (при условии выполнения синхронизма между электронным потоком и замедленной волной в спирали) индуктивную нагрузку*). При нарушении условий синхронизма нагрузка электронного потока меняет знак, становится ёмкостной и коэффициент усиления лампы бегущей волны падает до нуля.

д) $Y = G$, нагрузка носит чисто активный характер.

Дисперсионное уравнение (30) примет вид

$$f(Ga) = \frac{(\beta_e a)^2}{i \omega \varepsilon_0 a} G = r e^{i\theta}. \quad (38)$$

Из (38) ясно, что $\theta = -90^\circ$, $r = \frac{(\beta_e a)^2}{\omega \varepsilon_0 a}$.

Применяя, далее, графики рис. 9 и 10, можно вычислить q для различных $\beta_e a$ в зависимости от $\frac{\omega \varepsilon_0 a}{G}$. Результаты этих вычислений приведены на рис. 12. Максимальное значение $q_{\max} = \frac{1}{2\sqrt{2}}$, наступающее при $\frac{\omega \varepsilon_0 a}{G} = \frac{2}{\sqrt{3}}$, достаточно велико для того, чтобы использовать этот вид усилителя для практических целей.

*) В реальной спирали нагрузка является индуктивно-активной. Подробнее, см., например,¹.

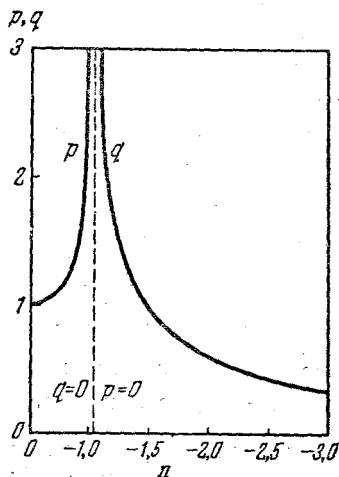


Рис. 11. Зависимость q и p от n при индуктивной нагрузке электронного потока.

Наибольшее значение усиление имеет при $\beta_e a \ll 1$. Физически это соответствует электронному потоку малого радиуса. Реальная

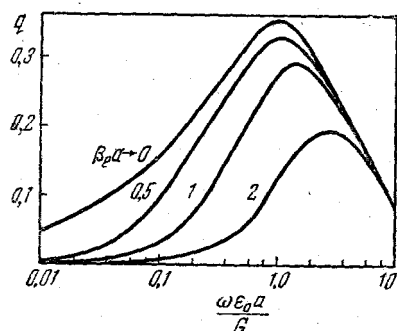


Рис. 12. Зависимость q от параметра $\frac{\omega \epsilon_0 a}{G}$ при активной нагрузке электронного потока.

(в этом случае усиление близко к максимальному) лампа обладает затуханием примерно $40 \text{ дБ}/\lambda$, где λ — длина волны в свободном пространстве. Это говорит о том, что выход и вход лампы оказываются практически полностью развязанными; самовозбуждение и паразитная генерация в лампе невозможны.

е) Реальная модель УП, в которой тонкий поглощающий слой толщины d и проводимости σ нанесён изнутри на стеклянную трубку толщины g , имеет на границе электронного потока проводимость $Y(a)$, довольно точно выражаемую формулой $Y = \sigma d + Y(b)$, где $Y(b)$ — проводимость, вычисленная на внутренней поверхности стеклянной трубки.

Решение уравнений поля показывает², что $Y(b)$ имеет чисто ёмкостный характер и может быть представлена в виде

$$Y(b) = \frac{i\omega\epsilon_0}{\beta_e} \epsilon'_{\text{эфф}}, \quad (39)$$

где $\epsilon'_{\text{эфф}}$ определяется рис. 13. С увеличением толщины стенки трубки $\epsilon'_{\text{эфф}}$ возрастает.

Наличие ёмкостной проводимости в сечении $r=b$ уменьшает коэффициент усиления (напомним, что при чисто ёмкостной проводимости усиление отсутствует).

модель, удовлетворяющая условию $\beta_e a \ll 1$, должна включать ряд параллельных электронных потоков, пролетающих через совокупность параллельных каналов, имеющих каждый малое сечение.

Коэффициент усиления q усилителя с активными стенками слабо зависит от скорости электронов. Действительно, при изменении $\beta_e a$ от значения 1 до значения 2, что соответствует изменению скорости электронов в два раза, коэффициент усиления q изменяется тоже примерно в два раза.

Заметим также, что при $\frac{\omega \epsilon_0 a}{G} \cong 1$

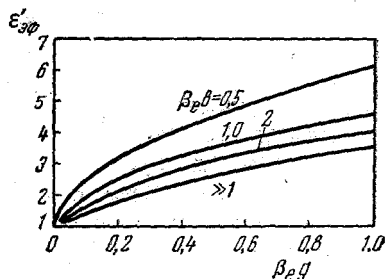


Рис. 13. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости стеклянной трубки $\epsilon'_{\text{эфф}}$ от значения $\beta_e g$.

Для того чтобы получить усиление $q \neq 0$, необходимо брать толщину слоя g достаточно малой. По этой причине в экспериментальной лампе g имело порядок 0,012 см.

На рис. 14 приведена зависимость q от $\beta_e a$ для ёмкостно-активной модели. Поглощающий слой считается весьма тонким, он поддерживается трубкой изолятора с проницаемостью $\epsilon = \epsilon_0$.

Произведение $\frac{1}{\sigma_2 d} v_0 \epsilon_0$ выбрано равным 0,44, что приводит к максимальному значению q .

ж) Рассмотрим в заключение ещё одну модель усилителя на поглощении.

Электронный поток средней плотности тока J_0 , скорости v_0 пролетает через цилиндрический канал радиуса $r = a$, продоланный в поглощающей среде проводимости σ , проницаемости ϵ_0 . Поглощающую среду будем считать безграничной.

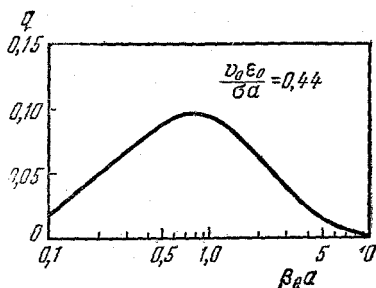


Рис. 14. Коэффициент усиления q в зависимости от $\beta_e a$ для ёмкостно-активной модели.

Вычислим проводимость $Y_2(a) = \frac{H_\varphi}{E_z} \Big|_{r=a}$ в поглощающей среде. Поля E_z и H_φ имеют вид (фактор $e^{i(\omega t - \beta z)}$ опускаем)

$$E_z = (k^2 - \beta^2) \Pi(r), \quad (40)$$

$$H_\varphi = -i\omega \epsilon_k \frac{\partial \Pi}{\partial r}, \quad (41)$$

где ϵ_k — комплексная диэлектрическая проницаемость

$$\epsilon_k = \epsilon_0 \left(1 + \frac{\sigma}{i\omega \epsilon_0} \right), \quad k^2 = \omega^2 \epsilon_k \mu,$$

$\Pi(r)$ — z -составляющая поляризационного потенциала, удовлетворяющая уравнению

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Pi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \varphi^2} + (k^2 - \beta^2) \Pi = 0. \quad (42)$$

Аксиально-симметричное решение уравнения (42), соответствующее волне, уходящей от электронного потока при $r \rightarrow \infty$, имеет вид

$$\Pi(r) = CH_0^{(2)}(\sqrt{k^2 - \beta^2} r),$$

где C — постоянная, $H_0^{(2)}$ — функция Ганкеля нулевого порядка второго рода. Воспользовавшись тождеством

$$\frac{dH_0^{(2)}(x)}{dx} = -H_1^{(2)}(x), \quad \text{имеем:}$$

$$Y(a) = - \frac{i\omega \epsilon_k}{\sqrt{k^2 - \beta^2}} \frac{H_1^{(2)}(\sqrt{k^2 - \beta^2} a)}{H_0^{(2)}(\sqrt{k^2 - \beta^2} a)}. \quad (43)$$

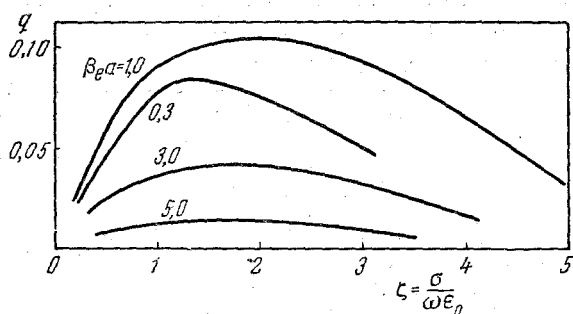


Рис. 15. Зависимость фактора усиления q от $\zeta = \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}$ для различных значений $\beta_e a$.

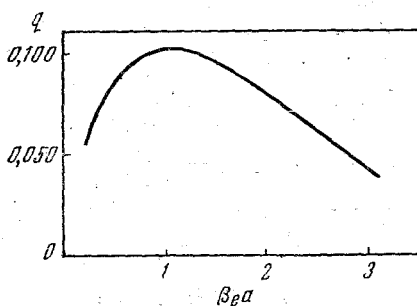


Рис. 16. Зависимость q от $\beta_e a$ при оптимальном $\zeta = 2,0$.

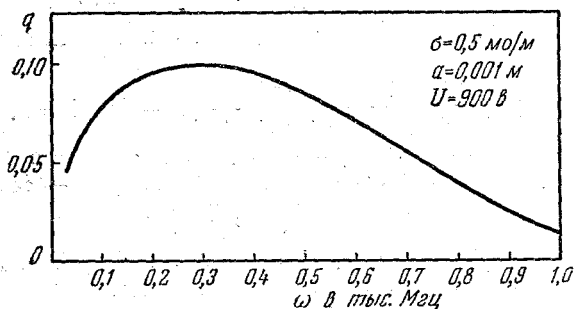


Рис. 17. Теоретическая частотная характеристика УП (зависимость фактора усиления q от ω).

Используя (43), запишем дисперсионное уравнение (38) в виде

$$\Gamma a \frac{J_1(\Gamma a)}{J_0(\Gamma a)} = -i \frac{\epsilon_k}{\epsilon_0} \beta_e a \frac{H_1^{(2)}(i\beta_e a)}{H_0^{(2)}(i\beta_e a)}. \quad (44)$$

В правой части (44) положено $\beta \approx \beta_e$ и отброшены члены $\sim \frac{|k^2|}{\beta_e^2}$. Учитывая выражение для $\epsilon_k = \epsilon_0 \left(1 + \frac{\sigma}{i\omega\epsilon_0}\right)$, запишем (44) в виде

$$\Gamma a \frac{J_1(\Gamma a)}{J_0(\Gamma a)} = (1 - i\zeta) \Psi(\beta_e a), \quad (45)$$

где $\zeta = \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}$; $\Psi(\beta_e a) = -i\beta_e a \frac{H_1^{(2)}(i\beta_e a)}{H_0^{(2)}(i\beta_e a)}$ оказывается действительной легко табулируемой функцией $\beta_e a$.

Решая уравнение (45) относительно β в соответствии с процедурой, подробно рассмотренной ранее, приходим к графикам, изображенным на рис. 15, 16, 17. Смысл этих кривых ясен из подписей к рисункам. Теоретические кривые рис. 16 и 17 качественно совпадают с экспериментальными кривыми рис. 6 и 4.

Количественного совпадения эксперимента с теорией, развиваемой в настоящем разделе, требовать нельзя, так как экспериментальный усилитель на поглощении ближе соответствует другой теоретической задаче, изложенной в пункте е.

V. СРАВНЕНИЕ УСИЛИТЕЛЯ НА ПОГЛОЩЕНИИ С ЛАМПОЙ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ И ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОЙ ЛАМПОЙ

Усилитель на поглощении обладает некоторыми преимуществами по сравнению с лампой бегущей волны и электронно-волновой лампой.

Так, в усилителе на поглощении вход и выход лампы полностью развязаны, внутренняя обратная связь отсутствует. Это объясняется тем, что обратная волна усилителя является затухающей (нарастающей с координатой z является только прямая волна, близкая к электронному потоку). Затухание это, вызванное поглощением электромагнитной волны в плохо проводящем слое, имеет величину порядка нескольких десятков децибел.

Это преимущество особенно заметно при сравнении с лампой бегущей волны, в которой для уменьшения внутренней обратной связи, вызванной волной в спирали, отраженной от «выходного конца» лампы, приходится выполнять спираль из плохо проводящего материала. Для электронно-волновой лампы, содержащей два электронных потока, обратная связь по электронным потокам при малых плотностях потока в пучках отсутствует, так как при этом все четыре волны в системе являются прямыми.

Другим важным преимуществом УП является слабая зависимость усиления от средней скорости электронного потока. Напом-

ним, что значительно более резкая зависимость усиления от потенциала электронного потока в лампе бегущей волны объясняется требованием синхронизма между электронным потоком и холодной волной в системе. Для двулучевой лампы, работающей в режиме усиления, также должно выполняться условие синхронизма между электронным потоком и одной из волн, распространяющихся в другом электронном потоке.

Слабая зависимость усиления в лампе с поглощением от потенциала электронного потока объясняется тем, что работа этого прибора основана не на принципе синхронизма электронного потока с холодной волной в системе, а на использовании сдвига фаз между конвекционным током и напряжённостью электрического поля, возникающего благодаря проводимости поглощающей секции.

Среди недостатков усилителя на поглощении отметим следующие.

Изготовление этого усилителя связано со значительными техническими трудностями (напомним, что в экспериментальной лампе поглощающий слой был нанесён на стеклянную трубку со стенками весьма малой толщины $g \cong 0,12$ мм).

Для эффективной работы усилителя модулирующая и приёмная спирали должны занимать значительную часть полной длины лампы (в экспериментальной лампе это отношение равнялось примерно 0,5). При дальнейшем удлинении спиралей усилитель на поглощении будет близок к обычной лампе бегущей волны.

Первые образцы усилителя на поглощении обладали довольно большим значением фактора шума — порядка 20 дБ. Эта величина близка к той, которой характеризовались по шуму первые лампы бегущей волны. Повидимому, при дальнейшем усовершенствовании усилителя на поглощении фактор шума может быть снижен до величины порядка 10 дБ, которой характеризуются современные лампы бегущей волны.

Подводя итоги, следует сказать, что усилитель на поглощении является новым интересным физическим прибором, который в ряде специальных задач найдёт себе применение при дальнейшем развитии радиофизики.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Лопухин, Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, Гостехиздат, 1953.
2. C. K. Birdsall and J. R. Whinnery, Journ. Appl. Phys. 24, 314 (1953).
3. C. K. Birdsall, G. R. Brewer and A. V. Haefi, PIRE 41, 865 (1953).