

Ю.А.Кацман

Приборы СВЧ

Теория,
основы расчета
и проектирования
электронных
приборов

Издание второе,
переработанное
и дополненное

Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника
для студентов вузов,
обучающихся по специальности
«Электронные приборы»



МОСКВА
«ВЫСШАЯ ШКОЛА»
1983

ББК 32.85
К 30
УДК 621.38

Рецензент — д-р техн. наук М. Б. Цейтлин

Кацман Ю. А.
К30 Приборы СВЧ. Теория, основы расчета и проектирования электронных приборов: Учебник для вузов по спец. «Электронные приборы». — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Высш. шк., 1983. — 368 с., ил.

В пер.: 1 р.

В книге рассматриваются лампы с сеточным управлением, клистроны, лампы бегущей и обратной волны и приборы со скрещенными полями с учетом новых достижений в развитии теории и техники приборов; значительное внимание уделяется рассмотрению приближенной аналитической теории, имеющей большое значение для понимания физики процессов. Первое издание вышло в 1973 г.

2403000000—314
К 001(01)—83 119—83

ББК 32.85

6Ф0.31

Юрий Абрамович Кацман

ПРИБОРЫ СВЧ

ТЕОРИЯ, ОСНОВЫ РАСЧЕТА

И ПРОЕКТИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

Зав. редакцией Л. А. Романова. Редактор Е. А. Орехова. Художественный редактор Т. М. Скворцова. Технический редактор Т. А. Новикова. Корректор Р. К. Косинова.

ИБ № 4256

Изд. № ЭР-327. Сдано в набор 09.12.82. Подп. в печать 15.07.83. Т-03884. Формат 60×90¹/₁₆. Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Объем 23 усл. печ. л. 23 усл. кр.-отт. 23,37 уч.-изд. л. Тираж 10 000 экз. Цена 1 руб. Заказ 640.

Издательство «Высшая школа». 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14. Типография изд-ва «Уральский рабочий». Свердловск, просп. Ленина, 49.

© Издательство «Высшая школа», 1973

© Издательство «Высшая школа», 1983, с дополнениями

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последние годы получила дальнейшее развитие техника вакуумных приборов сверхвысоких частот. Наибольших результатов достигли в области мощных приборов, которые по уровню выходной мощности, коэффициенту усиления и надежности до сих пор находятся вне конкуренции и будут широко использоваться в обозримом будущем. Главными достижениями являются получение в многорезонаторных клистродах к.п.д. более 80 % и превышение релятивистскими приборами гигаваттного уровня мощности. Развитие мощной и сверхмощной электроники оказывается важным в свете решений XXVI съезда КПСС, определивших Основные направления экономического и социального развития СССР на 1981—1985 годы и на период до 1990 года.

С момента первого издания учебника прошло 10 лет. Поэтому во второе издание книги внесены существенные изменения. Так, в гл. 3 процессы в электронных лампах с электростатическим управлением при работе с отсеккой тока рассмотрены с применением метода полного тока. Это позволяет учесть сдвиг по фазе между электрическим полем у сетки и катода, вызываемый комплексным сопротивлением электронного потока и избежать часто допускаемой ошибки — предположения, что начало эмиссии катода определяется моментом перехода сеточного напряжения в область положительных значений. Расчеты проведены для небольшого числа электронных слоев, но полученные формулы можно распространить и на большое число слоев в случае применения ЭВМ. В гл. 4 материал по резонатору заменен данными эндотронов (коакситронов). Заново написаны гл. 5, 6 и 7. Это вызвано тем, что развитие техники пролетных клистронов в результате использования метода автомодуляции на второй гармонике и разработки многочастотных резонаторов дало возможность осуществить равномерную сходимость электронных слоев при группировании и полное подавление силами электростатического расталкивания переменных скоростей, т. е. получить практически моноскоростные электронные уплотнения. Кроме того, введена модель совокупности резонаторов на первую и вторую гармоники, облегчающая расчет группирования при использовании метода автомодуляции на второй гармонике. Теория сопровождается соответствующими примерами расчета. В связи с заменой отражательных клистронов полупроводниковыми приборами из гл. 6 и 7 исключены

материалы, относящиеся к расчету и проектированию таких клистронов. В гл. 8 и 9 введен материал по проектированию клистроновых группирователей для твистронов, позволяющий определить аналитически необходимые расстройки и добротности резонаторов по заданной амплитудно-частотной характеристике группирователя. Гл. 10 дополнена материалом по амплитронам, гл. 11 — материалом по коаксиальным усилителям со скрещенными полями.

Заново написаны: приложение II, где даны уравнения для расчета процессов в электронном потоке с использованием ЭВМ; приложение III, где приведен материал по приближенному расчету тороидальных резонаторов; приложение V, где приведена теория релятивистского клистрона и даны примеры расчета; приложение VI, где помещен материал по гирокону; приложение VII, где кратко сказано о физических процессах в приборах, в которых используется явление циклотронного резонанса.

В основу данной книги положен курс лекций, который автор читает студентам Ленинградского электротехнического института им. В. И. Ульянова (Ленина). Во втором издании, как и в первом, используются результаты научно-исследовательских работ, проводимые автором совместно с сотрудниками кафедры электронных приборов ЛЭТИ.

Автор выражает признательность рецензенту д-ру техн. наук М. Б. Цейтлину за ценные замечания, оказавшиеся полезными при доработке рукописи книги.

Замечания и пожелания по книге просьба присылать по адресу: Москва, К-51, Неглинная ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

Автор

§ 1.1. Введение

В курсе «Электронные лампы»* была рассмотрена теория прохождения постоянного тока через диод, в котором ток ограничен объемным зарядом. Полученные при этом расчетные формулы были использованы и для описания прохождения переменных токов в случае, когда время полета электронов между электродами настолько мало по сравнению с периодом колебаний тока, что в любом сечении электронного потока от катода до анода величина электронного тока практически одна и та же. Такое токопрохождение можно назвать стационарным. Напротив, при очень большом возрастании частоты приложенного к диоду напряжения, изменения электронного тока в области у катода за счет электростатического воздействия поля анода будут происходить так быстро, что длительность их распространения к аноду, определяемая временем пролета электронов τ , будет значительна по сравнению с периодом колебаний тока T , и вдоль зазора от катода до анода будет иметь место существенное изменение электронного тока. Такое токопрохождение можно назвать нестационарным. Следовательно, в этом случае существенное значение должно иметь отношение времени пролета электронов τ к периоду колебаний тока T , т. е. τ/T . Если это отношение, показывающее, какую часть периода электроны летят между электродами диода, выразить в радианах, то можно получить величину, называемую углом пролета:

$$\xi = 2\pi \frac{\tau}{T} = \omega\tau, \quad (1.1)$$

где $\omega = 2\pi/T$ — угловая частота колебаний.

Кроме использования угла пролета ξ в теории диода на сверхвысоких частотах надо перейти от рассмотрения электронного тока или тока проводимости, определяемого выражением

$$i_e = F\rho v, \quad (1.2)$$

* Кацман Ю. А. «Электронные лампы». М., «Высшая школа», 1979. В последующем будем просто указывать «В курсе ЭЛ».

где F — площадь сечения электронного потока, а ρ и v — плотность объемного заряда и скорость электронов к полному току

$$i = i_e + i_s \quad (1.3)$$

Здесь i_s — ток смещения, равный

$$i_s = \epsilon_0 F \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (1.4)$$

где $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная вакуума; E — напряженность электрического поля; t — текущее время.

§ 1.2. Расчет движения электронов в диоде

Для упрощения изложения теории диода на сверхвысоких частотах ограничимся случаем плоской конструкции диода и мало-сигнальным приближением, т. е. будем считать переменные составляющие величин настолько малыми, что можно пренебречь их произведениями.

Пусть диод с плоскими параллельными электродами имеет достаточно большую площадь электродов F , чтобы можно было пренебречь боковым эффектом искажения электрического поля, т. е. считать электроды продолженными в бесконечность.

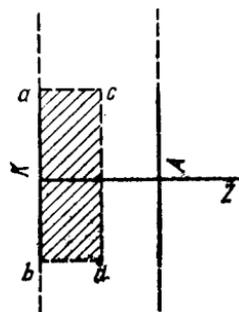


Рис. 1.1. Схема электродов диода

Тогда поток поля будет распространяться только в направлении, нормальном к плоскости электродов по оси Z , показанной на рис. 1.1, на котором также приведено схематическое изображение электродов диода. Обращаясь к этому рисунку, можно рассматривать объем $abcd$, заполненный электронным потоком и содержащий заряд величины Q , как это было сделано при выводе закона степени трех вторых в курсе ЭЛ.

Однако существенное отличие в нестационарном режиме будет заключаться в том, что величину заряда нельзя теперь определить как произведение тока на время пролета электронов, потому что в разных сечениях электронного потока между катодом и анодом электронный ток будет иметь разные значения. Чтобы найти этот заряд, поступим следующим образом. Пусть через диод протекает полный ток

$$i = I_0 + I_m \cos \omega t, \quad (1.5)$$

где I_0 — постоянная составляющая тока; I_m — амплитуда; ω — угловая частота переменной составляющей тока.

Для упрощения вычислений введем условную запись для переменной составляющей полного тока и получим вместо (1.5)

$$i = I_0 + I_m e^{pt}, \quad (1.5a)$$

где

$$p = j\omega \text{ и } \operatorname{Re} I_m e^{pt} = I_m \cos \omega t.$$

Считая ток диода ограниченным объемным зарядом, полагаем напряженность поля у катода равной нулю и соответственно ток смещения у катода $i_s|_{z=0} = \epsilon_0 F \frac{\partial E}{\partial t} \Big|_{z=0} = 0$. Отсюда следует, что полный ток у катода равен электронному току, и

$$i_s|_{z=0} = i|_{z=0} = I_0 + I_m e^{pt}. \quad (1.6)$$

За время $d\tau$ этот ток можно считать постоянным и найти элементарный заряд, поступающий из катода в объем $abcd$:

$$dQ = (I_0 + I_m e^{pt}) d\tau. \quad (1.7)$$

Найдем весь заряд Q в области $abcd$ как результат интегрирования (1.7):

$$Q = \int_0^\tau dQ = \int_0^\tau (I_0 + I_m e^{pt}) d\tau.$$

Учитывая, что время пролета $\tau = t - t_0$, где t — текущее время, а t_0 — время вылета рассматриваемого электронного слоя из катода, получим

$$Q = \int_0^\tau [I_0 + I_m e^{p(t_0 + \tau)}] d\tau = I_0 \tau + \frac{I_m}{p} e^{pt_0} (e^{p\tau} - 1). \quad (1.8)$$

Так как поле у катода равно нулю, то заряд Q будет создавать поток поля только через плоскость cd и величина напряженности поля в этом сечении на основании теоремы Остроградского — Гаусса будет равна

$$EF = Q/\epsilon_0. \quad (1.9)$$

Отсюда найдем значение напряженности поля E и, подставив его в уравнение движения

$$m \frac{dv}{dt} = m \frac{d^2z}{dt^2} = eE, \quad (1.10)$$

где e , m и v — соответственно заряд, масса и скорость электронов, получим

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{e}{m} E = \frac{e}{\epsilon_0 m F} \left[I_0 \tau + \frac{I_m}{p} e^{pt_0} (e^{p\tau} - 1) \right]. \quad (1.11)$$

Интегрируя это выражение один и два раза по τ и учитывая, что при пренебрежении влиянием начальных скоростей у катода можно принять $\left. \frac{dz}{d\tau} \right|_{z=0} = 0$, получим

$$\frac{dz}{d\tau} = \frac{e}{\varepsilon_0 m F} \left[I_0 \frac{\tau^2}{2} + \frac{I_m}{\rho^2} e^{\rho \tau_0} (e^{\rho \tau} - 1 - \rho \tau) \right], \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} z &= \frac{e}{\varepsilon_0 m F} \left[I_0 \frac{\tau^3}{6} + \frac{I_m}{\rho^3} e^{\rho \tau_0} \left(e^{\rho \tau} - 1 - \rho \tau - \rho^2 \frac{\tau^2}{2} \right) \right] = \\ &= \frac{e}{\varepsilon_0 m F} \left\{ I_0 \frac{\tau^3}{6} + \frac{I_m}{\rho^3} e^{\rho \tau} \left[1 - e^{-\rho \tau} \left(1 + \rho \tau + \rho^2 \frac{\tau^2}{2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Если ограничиться режимом малых переменных токов, когда $I_m \ll I_0$, то можно отбросить произведения переменных составляющих в уравнениях как величин второго порядка малости и соответствующие этим произведениям высшие гармонические, т. е. рассматривать только составляющие частоты ω . Тогда для времени τ можно, разлагая эту величину на постоянную и переменную составляющие, написать

$$\tau = \tau_0 + \tau_z = \tau_0 + \tau_z e^{\rho t}, \quad (1.14)$$

где τ_z зависит только от координаты z и определяет амплитуду и фазу переменной составляющей времени пролета.

Используем эту формулу и принятые ограничения для преобразования и упрощения (1.13). На основании (1.14) имеем

$$\tau^2 = \tau_0^2 + 2\tau_0 \tau_z e^{\rho t} + \tau_z^2 e^{2\rho t} \approx \tau_0^2 + 2\tau_0 \tau_z e^{\rho t};$$

$$\tau^3 = \tau_0^3 + 3\tau_0^2 \tau_z e^{\rho t} + 3\tau_0 \tau_z^2 e^{2\rho t} + \tau_z^3 e^{3\rho t} \approx \tau_0^3 + 3\tau_0^2 \tau_z e^{\rho t}.$$

Подставив полученный результат в (1.13) и сохранив в квадратной скобке, перед которой стоит множитель $e^{\rho t}$, только независимые от времени члены (все остальные дают величины второго порядка малости, содержащие высшие гармонические), получим

$$z = \frac{e}{\varepsilon_0 m F} \left\{ I_0 \frac{\tau_0^3}{6} + I_0 \frac{\tau_0^2}{2} \tau_z e^{\rho t} + \frac{I_m}{\rho^3} e^{\rho t} \left[1 - e^{-\rho \tau_0} \left(1 + \rho \tau_0 + \frac{\rho^2 \tau_0^2}{2} \right) \right] \right\}. \quad (1.15)$$

При $I_m = 0$ имеем $\tau_z = 0$ и

$$z = \frac{e}{\varepsilon_0 m F} I_0 \frac{\tau_0^3}{6}. \quad (1.16)$$

Это выражение означает расстояние, которое проходят по оси электроны, т. е. путь электронов в режиме постоянного тока или при стационарном режиме токопрохождения. Из (1.16) следует уже полученное в § 2.1.1 курса ЭЛ выражение для постоянного времени пролета

$$\tau_0 = 3z^{1/3} / \alpha, \quad (1.17)$$

где $\alpha = \left(\frac{9}{2} \frac{e}{\varepsilon_0 m F} I_0 \right)^{1/3}$.

Соответствующий этой величине постоянный угол пролета

$$\xi_0 = \omega \tau_0 = \frac{3\omega z^{1/3}}{a}. \quad (1.17a)$$

При $I_m \neq 0$ расстояние от катода до заданной плоскости сечения электронного потока z электроны проходят за время, отличное от τ_0 и равное $\tau_0 + \tau_z$. Однако предположение $I_m \ll I_0$ позволяет полагать соотношение (1.16) сохраняющимся и при прохождении переменного тока. На основании этого, подставляя (1.16) в (1.15), получим

$$\frac{1}{2} I_0 \tau_0^2 \tau_z e^{\rho t} + \frac{I_m}{\rho^3} e^{\rho t} \left[1 - e^{-\rho \tau_0} \left(1 + \rho \tau_0 + \frac{\rho^2 \tau_0^2}{2} \right) \right] = 0.$$

Откуда, сокращая на $e^{\rho t}$, имеем

$$\tau_z = - \frac{2}{\rho^2 \tau_0^2} \frac{I_m}{I_0} \left[1 - e^{-\rho \tau_0} \left(1 + \rho \tau_0 + \frac{\rho^2 \tau_0^2}{2} \right) \right]. \quad (1.18)$$

§ 1.3. Определение разности потенциалов в диоде

Обратимся теперь к выражению (1.11), которое задает величину электрического поля $E = \partial U / \partial z$ и позволяет вычислить разность потенциалов U . В принятом приближении

$$E = \partial U / \partial z = \frac{1}{\varepsilon_0 F} \left[I_0 \tau_0 + I_0 \tau_z e^{\rho t} + \frac{I_m}{\rho} e^{\rho t} (1 - e^{-\rho \tau_0}) \right].$$

Отсюда, разлагая величину U на постоянную U_0 и переменную U_z составляющие, можно написать

$$U_0 = \frac{1}{\varepsilon_0 E} \int_0^z I_0 \tau_0 dz, \quad (1.19)$$

$$U_z = \frac{e^{\rho t}}{\varepsilon_0 F} \int_0^z \left[I_0 \tau_z + \frac{I_m}{\rho} (1 - e^{-\rho t_0}) \right] dz. \quad (1.20)$$

Выражение (1.19) при использовании (1.17) дает

$$U_0 = \frac{9I_0}{4a\varepsilon_0 F} z^{4/3} = \frac{9I_0^{2/3}}{4 \left(\frac{9}{2} \frac{e}{\varepsilon_0 m F} \right)^{1/3} \varepsilon_0 F} z^{4/3},$$

откуда получаем закон степени трех вторых

$$I_0 = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{F}{z^2} U_0^{3/2}}. \quad (1.21)$$

Обратимся теперь к выражению (1.20). Произведем замену переменной z согласно (1.17а):

$$dz = d\left(\frac{\alpha^3 \zeta_0^3}{27\omega^3}\right) = \frac{\alpha^3 \zeta_0^2}{9\omega^3} d\zeta_0$$

и

$$\rho\tau_0 = j\omega\tau_0 = j\zeta_0.$$

При этом

$$\tau_z = \frac{2}{j\omega\zeta_0^2} \frac{I_m}{I_0} \left[1 + e^{-j\zeta_0} \left(1 + j\zeta_0 - \frac{\zeta_0^2}{2} \right) \right] \quad (1.18a)$$

и интегрирование (1.20) дает

$$\begin{aligned} U_{\sim} &= \frac{2\alpha^3 I_m e^{\rho t}}{9\epsilon_0 \omega^4 F j} \int_0^{\zeta_0} \left(1 - e^{-j\zeta_0} - j\zeta_0 e^{-j\zeta_0} + \frac{\zeta_0^2}{2} e^{-j\zeta_0} \right) d\zeta_0 = \\ &= \frac{2\alpha^3 I_m e^{\rho t}}{9\epsilon_0 \omega^4 F} \left[(2 - 2\cos \zeta_0 - \zeta_0 \sin \zeta_0) - \right. \\ &\quad \left. - j \left(\frac{\zeta_0^3}{6} + \zeta_0 - 2\sin \zeta_0 + \zeta_0 \cos \zeta_0 \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.20a)$$

Сопоставляя (1.20а) с выражением для переменной составляющей тока $i_{\sim} = I_m e^{\rho t}$, видим, что первая скобка в (1.20а) определяет активную составляющую напряжения, а вторая — реактивную составляющую, что позволяет определить соответствующие составляющие сопротивления диода при нестационарном токопрохождении. Сопротивление диода переменному току при стационарном токопрохождении $R_i = 1/S$ было рассчитано в курсе ЭЛ. На основании (1.21) можно получить

$$R_i = \frac{1}{S} = \frac{1}{\frac{dI_0}{dU_0}} = \frac{1}{\frac{2}{3} \epsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m} \frac{F}{z^2} U_0^{1/2}}}. \quad (1.22)$$

Для того чтобы учесть особенности режима нестационарного токопрохождения, определяемые углом пролета ζ_0 , введем величину R_i в (1.20а). Тогда величину $2\alpha^3/(9\epsilon_0\omega^4)$ можно преобразовать так:

$$\begin{aligned} \frac{2\alpha^3}{9\epsilon_0\omega^4 F} &= \frac{1}{\left(\frac{3\omega z^{1/3}}{\alpha}\right)^4} \frac{18z^{4/3}}{\epsilon_0 \alpha F} = \frac{12}{\zeta_0^4} \frac{1}{\frac{2}{3} \epsilon_0 \left(\frac{9}{2} \frac{e}{\epsilon_0 m F}\right)^{1/3} F} = \\ &= \frac{12}{\zeta_0^4} \frac{1}{\frac{2}{3} \epsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m} \frac{F}{z^2} U_0^{1/2}}} = \frac{12}{\zeta_0^4} R_i, \end{aligned} \quad (1.23)$$

где последовательно использовано выражение (1.17а) для ζ_0 , значение α и подставлено значение I_0 из (1.21).

Учитывая (1.23), окончательно перепишем (1.20а)

$$U_{\sim} = R_i / m e^{pt} [f_1(\xi_0) + j f_2(\xi_0)], \quad (1.24)$$

где

$$f_1(\xi_0) = \frac{12}{\xi_0^4} (2 - 2 \cos \xi_0 - \xi_0 \sin \xi_0), \quad (1.25)$$

$$f_2(\xi_0) = -\frac{12}{\xi_0^4} \left(\frac{\xi_0^3}{6} + \xi_0 - 2 \sin \xi_0 + \xi_0 \cos \xi_0 \right). \quad (1.26)$$

§ 1.4. Определение активной и реактивной проводимостей диода

На основании (1.24), сопоставляя его с (1.5а), найдем активную и реактивную составляющие сопротивлений диода. Они будут равны

$$\left. \begin{aligned} R &= R_i f_1(\xi_0), \\ X &= R_i f_2(\xi_0). \end{aligned} \right\} \quad (1.27)$$

Для физического рассмотрения результатов приведенного анализа целесообразно перейти от сопротивлений к проводимостям диода. Это можно сделать, используя соотношение

$$g + jb = \frac{1}{R + jX} = \frac{R}{R^2 + X^2} - j \frac{X}{R^2 + X^2};$$

где g и b — активная и реактивная составляющие проводимости.

Для активной проводимости

$$g = R / (R^2 + X^2) = S \varphi_1(\xi_0), \quad (1.28)$$

где

$$S = 1/R_i$$

и

$$\varphi_1(\xi_0) = \frac{f_1(\xi_0)}{f_1^2(\xi_0) + f_2^2(\xi_0)}. \quad (1.28a)$$

Значение реактивной составляющей целесообразно выразить через «холодную» емкость» диода $C_{\text{хол}} = (\epsilon_0 E)/z$, т. е. через емкость при выключенном катоде. Для этого величину крутизны S выразим через $C_{\text{хол}}$ и угол пролета $\xi_0 = \omega \tau_0$:

$$S = \frac{2}{3} \epsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m} \frac{F}{z^2} U_0^{1/2}} = 2 \frac{\omega F}{z} \epsilon_0 \frac{1}{3 \omega z} = 2 \omega C_{\text{хол}} \frac{1}{\xi_0}, \quad (1.29)$$

$$\sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}$$

где использовано равенство, указанное в курсе ЭЛ:

$$\tau_0 = \frac{3z^{1/3}}{\alpha} = \frac{3z}{\sqrt{2 \frac{e}{m} U_0}}$$

Учитывая соотношения (1.29), получим для реактивной составляющей проводимости

$$b = -\frac{X}{R^2 + X^2} = -S \frac{f_2(\xi_0)}{f_1^2(\xi_0) + f_2^2(\xi_0)} = \omega C_{\text{хол}} \varphi_2(\xi_0), \quad (1.30)$$

где

$$\varphi_2(\xi_0) = -\frac{2}{\xi_0} \frac{f_2(\xi_0)}{\xi_0 f_1^2(\xi_0) + f_2^2(\xi_0)}. \quad (1.30a)$$

Графики функций $\varphi_1(\xi_0)$ и $\varphi_2(\xi_0)$ приведены на рис. 1.2. Функция $\varphi_1(\xi_0)$, как это видно из (1.28a), является коэффициентом, показывающим, как изменяется проводимость g в зависимости от значений угла пролета ξ_0 . Функция $\varphi_2(\xi_0)$, как следует из (1.30), описывает изменение холодной емкости диода при включении катода и прохождении электронного тока через диод как функцию угла пролета ξ_0 .

Изучение кривых этого рисунка позволяет сделать следующие выводы. При $\xi_0 < 0,1\pi$ и, следовательно, при отношении $\tau/T < 0,05$ величина g с погрешностью менее 1% совпадает с S . Это служит

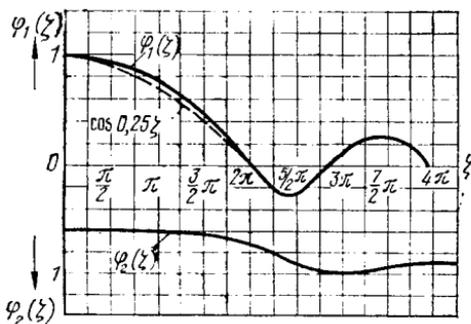


Рис. 1..2. Графики функций $\varphi_1(\xi_0)$ и $\varphi_2(\xi_0)$

основанием для указанного ранее вывода о возможности применения при таком ограничении закона степени трех вторых для расчета прохождения переменного тока введением параметров $S = dI_0/(dU_0)$ и $R_i = dU_0/(dI_0)$. При дальнейшем увеличении угла пролета, т. е. при $\xi_0 > 0,1\pi$, величина g начинает быстро уменьшаться, причем предположение $g = S$ дает все большую погрешность, достигая при $\xi_0 = \pi/2$ величины 6% и при $\xi_0 = \pi$ — 24%. При $\xi_0 =$

$= 2\pi$ величина $g = 0$, затем в области между $\xi_0 = 2\pi$ и $\xi_0 = 3\pi$ становится отрицательной, потом оказывается вновь положительной и далее совершает колебания с изменением знака и постепенно уменьшающейся амплитудой. Области отрицательных значений характеризуют такие режимы диода, при которых возможно использование его в качестве генератора. Отметим, что возникновение отрицательной проводимости диода можно пояснить запаздыванием электронного тока по фазе по отношению к переменному напряжению на аноде при больших углах пролета ξ_0 , в результате чего анодный ток может оказаться в противофазе с анодным напряжением.

Если ограничить рассмотрение явлений в диоде углами пролета $\xi_0 < 3\pi/4$, то предположение $g = S$ можно рассматривать как

хорошее приближение, обеспечивающее погрешность менее 13 %. В более широком диапазоне углов пролета до $\xi_0 = 2\pi$ хорошее приближение дает предположение $\varphi_1(\xi_0) = \cos 0,25\xi_0$. Кривая $\cos 0,25\xi_0$ показана на рис. 1.2 пунктиром.

Сравнивая пунктирную и сплошную кривые, видим, что максимальная погрешность при этом не превосходит 12 %, а для $\xi_0 < \pi$ она ниже 8 %.

Обращаясь к кривой $\varphi_2(\xi_0)$, видим, что коэффициент, определяющий изменение емкости лампы при малых углах пролета (до значений $\xi_0 = \pi$), практически оказывается постоянным и равным $3/5$. Таким образом, прохождение электронного тока в лампе при малых углах пролета уменьшает емкость между электродами. При возрастании угла пролета емкость постепенно увеличивается, достигая при $\xi_0 = 3\pi$ значения $C_{хол}$, и далее слегка колеблется у этого значения.

Прохождение электронного тока связано с образованием объемного электронного заряда, изменяющего диэлектрическую постоянную междуэлектронного пространства. Величину емкости между катодом и анодом с учетом влияния объемного заряда можно определить как отношение заряда на аноде Q_a к потенциалу анода U_a , т. е. $C = Q_a/U_a$. Если поверхность анода F , то поверхностная плотность зарядов на нем будет $\sigma = \frac{Q_a}{F} = \epsilon_0 E|_{z=z_a} = \epsilon_0 \left. \frac{\partial U_0}{\partial z} \right|_{z=z_a}$, где z_a — расстояние катод — анод. Принимая распределение зарядов, заданное законом (1.21), из которого следует

$$U = \left[\frac{9I_0}{4\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} F}} \right]^{2/3} z^{4/3},$$

можно найти

$$C = \frac{F\sigma}{U_a} = \epsilon_0 F \frac{\left. \frac{\partial U_a}{\partial z} \right|_{z=z_a}}{U_a} = \frac{4}{3} \frac{F}{\epsilon_0 z} = \frac{4}{3} C_{хол}. \quad (1.31)$$

Таким образом, объемный заряд увеличивает емкость между электродами в $4/3$ раза. Это можно рассматривать как увеличение диэлектрической постоянной междуэлектродного пространства и считать эту постоянную пространственного заряда при действии закона (1.21) равной $4/3$.

1.4.1. Эквивалентная схема диода

Однако приведенная на рис. 1.2 кривая функции $\varphi_2(\xi_0)$ показывает, что при прохождении переменного тока емкость обычно меньше $C_{хол}$ и только в отдельных точках (например, $\xi_0 = 3\pi$) достигает значения, равного $C_{хол}$. Это объясняется тем, что вследствие конечного времени пролета электронов переменный элек-

тронный ток I_e отстает по фазе на некоторый угол φ_e от подведенного к диоду переменного напряжения и может быть разложен на две составляющие (рис. 1.3). Одна из них, I_{ea} , совпадает по фазе с напряжением и является активной составляющей электронного тока, а вторая, I_{er} , отстает на угол $\pi/2$, представляя собой как бы ток через индуктивность. Это позволяет изобразить эквивалентную схему диода так, как показано на рис. 1.4, где параллельно соединены активная проводимость

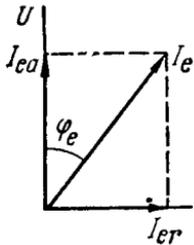


Рис. 1.3. Разложение электронного тока на составляющие

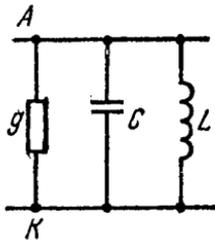


Рис. 1.4. Эквивалентная схема диода на сверхвысоких частотах

активной составляющей электронного тока, а вторая, I_{er} , отстает на угол $\pi/2$, представляя собой как бы ток через индуктивность. Это позволяет изобразить эквивалентную схему диода так, как показано на рис. 1.4, где параллельно соединены активная проводимость

g , емкость $C = \frac{4}{3} C_{хол}$ и индуктивность L , учитывающая реактивную составляющую переменного тока.

Параллельное соединение индуктивности L с емкостью C дает кажущееся уменьшение емкости между электродами.

Для углов пролета $\xi_0 < \pi$, когда емкость между электродами оказывается равной $\frac{3}{5} C_{хол}$, величина фиктивной индуктивности определяется соотношением

$$\omega \frac{3}{5} C_{хол} = \omega \frac{4}{3} C_{хол} - \frac{1}{\omega L},$$

откуда

$$L = \frac{15}{11} \frac{1}{\omega^2 C_{хол}}. \quad (1.32)$$

Приведенные расчеты проводимости диода переменному току при углах пролета $\xi_0 > 0,1\pi$ были сделаны для плоской конструкции электродов. Расчет проводимости переменному току диода цилиндрической конструкции был произведен Г. А. Гринбергом [3] в трех частных случаях: $r_a/r_k = 2,1$; $r_a/r_k = 34$ и $r_a/r_k = \infty$. Для $r_a/r_k = 2,1$ величина активной проводимости диода близка к таковой для плоского диода, увеличиваясь при $\xi_0 < \pi$ не больше чем на 7%.

Основываясь на расчете Г. А. Гринберга, можно считать допустимым распространение приведенных расчетов проводимости плоского диода на случай цилиндрического диода с хорошим приближением при $r_a/r_k < 2,1$.

§ 1.5. Приближенные соотношения в диоде при ограничении величины угла пролета

Если использовать ограничение угла пролета величинами $\xi_0 < 3/4\pi$, то, как следует из кривых рис. 1.2, можно принять $\varphi_1(\xi_0) \approx 1$ и $\varphi_2(\xi_0) = 3/5$ и полагать $g \approx S$ и в $b = \frac{3}{5} \omega C_{хол} = 0,3S\xi_0$

При этом фазовый угол, на который полный ток диода I должен опережать напряжение диода U , будет равен

$$\psi = \operatorname{arctg} \frac{b}{g} \approx \operatorname{arctg} 0,3\zeta_0 \approx 0,3\zeta_0. \quad (1.33)$$

Погрешность такого приближения можно оценить, вычислив точные значения $\operatorname{arctg} \frac{b}{g}$, которые на основании формул (1.28), (1.30) и (1.25), (1.26) определяются выражением

$$\psi = \operatorname{arctg} \frac{\frac{\zeta_0^3}{6} + \zeta_0 - 2 \sin \zeta_0 + \zeta_0 \cos \zeta_0}{2 - 2 \cos \zeta_0 - \zeta_0 \sin \zeta_0}. \quad (1.33a)$$

На рис. 1.5 приведены графики величин b/g и $\operatorname{arctg} \frac{b}{g}$, а также прямая $\psi \approx 0,3\zeta_0$ в пределах от $\zeta_0=0$ до $\zeta_0=\pi$. Сопоставляя графики с указанной прямой, видим, что при $\zeta_0 < 3/4\pi$ b/g отличается от величины $0,3\zeta$ менее чем на 16 %, а $\operatorname{arctg} b/g$ — менее 2 %. Таким образом, предположение, что $\psi=0,3\zeta$, является очень хорошим приближением. Используя его, найдем соотношение между амплитудами тока I_m и напряжения U_m в диоде:

$$I_m = \sqrt{g^2 + b^2} U_m = g \sqrt{1 + \frac{b^2}{g^2}} U_m \approx S U_m. \quad (1.34)$$

Погрешность такого приближения возрастает с увеличением угла пролета. Оценим ее значение при $\zeta_0 = \frac{3}{4}\pi$. В (1.34) принято $\frac{g}{S} (1 + b^2/g^2)^{1/2} = 1$. Между тем для $\zeta_0 = 3/4\pi$ на основании кривой рис. 1.2 имеем $g/s = 1 - 0,13 = 0,87$. Далее, используя кривую рис. 1.5, можем получить

$$\frac{g}{S} (1 + b^2/g^2)^{1/2} = 0,87 (1 + 0,83^2)^{1/2} = 1,13.$$

Отсюда следует, что при $\zeta_0 < 3/4\pi$ погрешность будет меньше 13 % в сторону преувеличения.

На основании (1.33) и (1.34) запишем связь между полным током и напряжением диода в символической форме:

$$I = S U e^{j0,3\zeta_0}. \quad (1.35)$$

Это выражение будет при ограничении углов пролета $\zeta_0 < 3/4\pi$ иметь погрешность по фазе менее 2 % и по амплитуде менее 13 %.

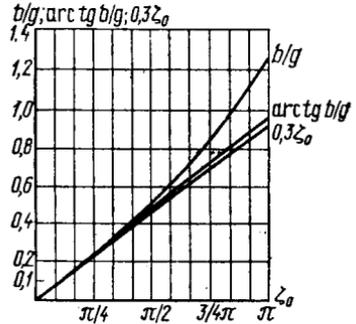


Рис. 1.5. К оценке погрешностей приближения, применяемого для $\zeta_0 \leq 3/4\pi$

1.5.1. Векторная диаграмма диода

На основании (1.35) можно построить векторную диаграмму токов в диоде (рис. 1.6). Как показано на рисунке, полный ток \dot{I} может быть разложен на ток смещения \dot{I}_s и электронный ток \dot{I}_e , каждый из которых распадается на активную и реактивную составляющие.

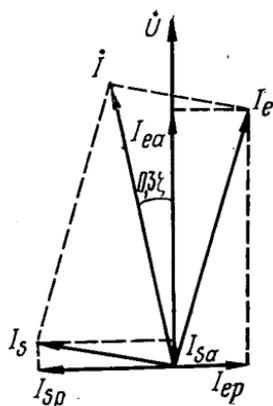


Рис. 1.6. Векторная диаграмма токов в диоде

Активная составляющая тока смещения I_{sa} отображает отбор энергии поля электронами, пролетающими междуэлектродный промежуток. Это явление объясняется следующим образом. При ограничении анализа небольшими углами пролета ξ_0 можно считать, что электронный ток близок по фазе к анодному напряжению. Поэтому во время положительного полупериода переменного напряжения на аноде, когда электроны ускоряются полем, в диоде протекает больший ток, а во время отрицательного полупериода, когда электроны затормаживаются полем, протекает меньший ток. В результате в положительный полупериод ускоряется больше электронов, чем затормаживается в отрицательный, и в целом за период переменное поле теряет энергию

на взаимодействие с электронами. Реактивная составляющая тока смещения I_{sp} определяется током через емкость диода C , которая благодаря влиянию объемного заряда увеличивается до $\frac{4}{3} C_{хол}$.

Наконец, реактивную составляющую электронного тока I_{ep} , появляющуюся в результате его отставания по фазе, можно определить как ток через фиктивную индуктивность L . Разность векторов I_{sp} и I_{ep} дает реактивный ток, соответствующий реактивной проводимости $\frac{3}{5} \omega C_{хол}$.

§ 1.6. Наведенный ток во внешней цепи диода

Приведенное на общей векторной диаграмме рис. 1.5 разложение полного тока в диоде справедливо для любого сечения электронного потока между электродами диода. Однако для внешней цепи диода возможно другое разложение полного тока. Здесь важно значение тока в том или ином сечении электронного потока, а среднее количество электричества, переносимое между электродами электронным потоком. Последнее определяет составляющую тока во внешней цепи, называемую наведенным

током. На рис. 1.7 показана схема диода с внешней цепью, в которую включен прибор, измеряющий величину протекающего тока. При перемещении электрона между электродами он взаимодействует с электронами, расположенными на аноде, и, выталкивая их во внешнюю цепь, создает в ней ток. Когда электрон достигнет анода, указанное взаимодействие прекратится и ток во внешней цепи упадет до нуля. Таким образом, ток в этой цепи наводится движущимся электроном, что и определяет понятие наведенный ток. При стационарном токопрохождении, когда в любом сечении электронного потока между электродами величина электронного тока практически одинакова, наведенный ток совпадает с электронным.

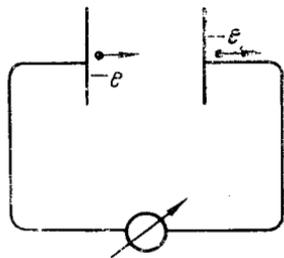


Рис. 1.7. Схема, поясняющая смысл понятия «наведенный ток»

Для получения расчетной формулы для наведенного тока обратимся к выражению полного тока (1.3), которое усредним по междуэлектродному расстоянию z_a : При этом используем (1.4)

$$\frac{1}{z_a} \int_0^{z_a} idz = \frac{1}{z_a} \int_0^{z_a} i_e dz + \frac{\epsilon_0 F}{z_a} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{z_a} Edz. \quad (1.36)$$

Ограничиваясь приводимым здесь рассмотрением одномерной задачи, будем иметь величину полного тока независимой от координаты z , что дает в (1.36) слева

$$\frac{1}{z_a} \int_0^{z_a} idz = i.$$

Далее, учитывая, что $(\epsilon_0 F)/z_a = C_{хол}$ и $\int_0^z Edz = U_a$, где U_a — напряжение между катодом и анодом диода, можно, вводя обозначение для наведенного тока

$$i_n = \frac{1}{z_a} \int_0^{z_a} i_e dz, \quad (1.37)$$

переписать (1.36) окончательно так:

$$i = i_n + C_{хол} \frac{\partial U_a}{\partial t}. \quad (1.36a)$$

Второй член в полученном выражении представляет собой ток через «холодную» емкость диода.

Таким образом, для внешней цепи полный ток может быть разложен на наведенный и ток «холодной» емкости. Сопоставляя это разложение с разложением полного тока на ток смещения и электронный, приходим к выводу, что наведенный ток включает в себя все, что связано с перемещением электронного объемного заряда между электродами, т. е. ток проводимости, активную составляющую тока смещения и ту часть реактивной составляющей, которая определяется благодаря влиянию объемного заряда увеличение емкости диода в $4/3$ раза по сравнению с «холодной» емкостью.

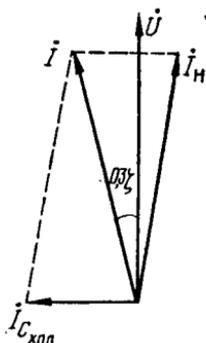


Рис. 1.8. Векторная диаграмма диода для наведенного тока

Соответствующая (1.36а) векторная диаграмма приведена на рис. 1.8.

Выражение (1.37) дает расчетную формулу для наведенного тока, которую можно использовать, если известна зависимость электронного тока i_e от координаты z . Так как постоянная составляющая электронного тока I_0 неизменна вдоль оси Z , то ее можно вынести за знак интеграла. При этом переменная составляющая наведенного тока

$$i_n = \frac{1}{z_a} \int_0^{z_a} i_{e_n} dz. \quad (1.37a)$$

Это выражение используется далее для расчетов наведенного тока.

ГЛАВА 2

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ПРОЦЕССОВ В ЛАМПАХ СВЧ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ ТОКОМ ПРИ МАЛОМ СИГНАЛЕ

§ 2.1. Влияние времени пролета и его расчет

При повышении частоты электрических колебаний, подводимых к электронной лампе с управлением током с помощью электростатического воздействия потенциала управляющей сетки на объемный заряд у катода, имеют место явления, затрудняющие нормальную работу ламп. Они сводятся к уменьшению входного активного сопротивления лампы и переходу крутизны статической характеристики в комплексную величину. Ее модуль падает при увеличении частоты, а фазовый угол определяет отставание анодного тока от сеточного напряжения и может вызывать падение к. п. д. при использовании лампы в качестве генератора с самовозбуждением.

Входная активная проводимость и комплексная крутизна определяются значениями постоянной составляющей угла пролета между электродами лампы $\zeta_0 = \omega \tau_0$, где ω — угловая частота под-

водимых к лампе колебаний, а τ_0 — время пролета. Величина постоянной составляющей времени пролета τ_0 была рассчитана в § 1.2 для плоского диода. Рассмотрим расчет этой величины в случае многоэлектродной лампы и конфигурации электродов, отличной от плоской:

Когда в лампе больше двух электродов, то пространство между двумя соседними электродами можно представить в виде эквивалентного диода. Если границей такого диода является сетка, то она должна быть заменена сплошной поверхностью с действующим потенциалом, величина которого определяется по методу, изложенному в § 4.1 курса ЭЛ.

Так как плотность электронного объемного заряда обратно пропорциональна скорости электронов, то обычно в лампах наибольшая плотность этого заряда имеет место в первом эквивалентном диоде (пространство катод — первая сетка). В эквивалентных диодах, следующих за первым, скорость электронов возрастает, а плотность зарядов падает и мало влияет на распределение потенциала. Отсюда следует, что обычно можно рассчитывать время пролета с учетом объемного заряда только в первом эквивалентном диоде и пренебрегать его влиянием во всех последующих. Когда при повышенной плотности электронного потока в каком-либо из эквивалентных диодов, следующих за первым, имеет место значительное увеличение плотности объемного заряда, существенно меняющее распределение потенциала, необходимо производить расчет времени пролета с учетом влияния этого заряда.

2.1.1. Расчет времени пролета в первом эквивалентном диоде

Пусть конфигурация электродов имеет такой вид, что потенциал между ними оказывается функцией только расстояния от катода (параллельные плоскости, коаксиальные цилиндры или сферические поверхности с общим центром). Тогда ток через любую эквипотенциальную поверхность F , находящуюся, как показано на рис. 2.1, на расстоянии z от катода K , можно определить равенством $I_{K0} = F\rho v$, где ρ — плотность объемного заряда; v — скорость электронов.

По закону непрерывности тока на всем протяжении от катода K до сетки C имеем $I_{K0} = \text{const}$. Далее, между двумя эквипотенциальными поверхностями, находящимися на расстоянии z и $z+dz$ от катода, заряд $dQ = F\rho dz$. Весь заряд между катодом и анодом Q получим, интегрируя от $z=0$ до $z=z_{c1}$, где z_{c1} — расстояние катод — первая сетка:

$$Q = \int_0^{z_{c1}} F\rho dz = \int_0^{z_{c1}} F\rho v \frac{dz}{v} = I_{K0} \int_0^{z_{c1}} \frac{dz}{v} = I_{K0} \tau_{c0}. \quad (2.1)$$

Если, используя теорему Остроградского — Гаусса, отнести заряд Q к полной поверхности сетки F_c , то, обозначая поверхностную плотность электри-

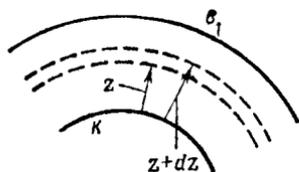


Рис. 2.1. Схема электродов диода, в котором потенциал есть функция только расстояния от катода

ческих зарядов через σ , имеем $Q = F_{c1}\sigma = \epsilon_0 F_{c1} \left. \frac{\partial U_0}{\partial z} \right|_{z=z_{c1}}$. Подставляя полученное выражение для Q в (2.1), найдем

$$\tau_{c0} = \frac{Q}{I_{k0}} = \epsilon_0 \frac{F_{c1}}{I_{k0}} \left. \frac{\partial U_0}{\partial z} \right|_{z=z_{c1}} \quad (2.2)$$

Применим полученную формулу к двум конкретным случаям плоских и цилиндрических электродов.

Для плоских электродов согласно (1.21)

$$I_{k0} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{F_{c1}}{z^2} U_0^{3/2}}$$

где U_0 — потенциал на расстоянии z от катода.

Отсюда

$$U_0 = \left(\frac{9I_{k0}}{4\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} F_{c1}}} \right)^{2/3} z^{4/3}$$

Принимая во внимание, что при $z = z_{c1}$ значение потенциала равно действующему потенциалу на поверхности первой сетки $U_{\partial 01}$, получим

$$\tau_{c0} = \epsilon_0 \frac{F_{c1}}{I_{k0}} \left. \frac{\partial U_0}{\partial z} \right|_{z=z_{c1}} = \frac{3z_{c1}}{\sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\partial 01}}} = \frac{5,04 \cdot 10^{-8} z_{c1}}{\sqrt{U_{\partial 01}}} \text{ [c]} \quad (2.3)$$

Это выражение совпадает с полученной другим методом формулой (2.7) курса ЭЛ; если в нее подставить расстояние z_{c1} и потенциал анода $U_{\partial 01}$.

В случае цилиндрических электродов по данным § 2.1 курса ЭЛ катодный ток

$$I_{k0} = \frac{2}{9} \sqrt{2 \frac{e}{m} \frac{h}{r\beta^2} U_0^{3/2}}$$

где h — высота активной части сетки; r — текущее значение радиуса; U_0 и $\beta^2 = f\left(I_{\Pi} \frac{r}{r_k}\right)$ — потенциал и специальная функция, соответствующие текущему значению r .

Величина β^2 была задана графиком (см. рис. 2.9 курса ЭЛ) как функция отношения радиуса анода r_a к радиусу катода r_k . В данном случае эта кривая применена с заменой r_a на r . Из приведенного выражения для катодного тока следует

$$U_0 = \left(\frac{9I_{k0}}{2 \sqrt{2 \frac{e}{m} h}} \right)^{2/3} r^{2/3} \beta^{4/3}$$

Отсюда

$$\left. \frac{\partial U_0}{\partial z} \right|_{z=z_{c1}} = \left. \frac{\partial U_0}{\partial r} \right|_{r=r_{c1}} = \frac{4}{3} \frac{U_{\partial 01}}{r_{c1} \beta_{c1}} \left(r \frac{\partial \beta}{\partial r} + \frac{1}{2} \beta \right)_{r=r_{c1}}$$

Подставив это выражение в (2.2), получим

$$\tau_{c0} = \Pi \frac{3(r_{c1} - r_k)}{\sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\partial 01}}} = \Pi \frac{5,04 \cdot 10^{-8} (r_{c1} - r_k)}{\sqrt{U_{\partial 01}}} [\text{с}], \quad (2.4)$$

где Π — коэффициент, учитывающий влияние цилиндрической конструкции электродов на время пролета.

Величина этого коэффициента на основании проведенного расчета равна

$$\Pi = \frac{\beta_{c1} \left(r \frac{\partial \beta}{\partial r} + \frac{1}{2} \beta \right)_{r=r_{c1}}}{r_{c1} - r_k} r_{c1}. \quad (2.5)$$

На рис. 2.2 приведен график значений коэффициента Π как функции отношения r_{c1}/r_k . Как видно из графика, при малых диаметрах катода время пролета уменьшается примерно вдвое по сравнению со случаем плоских электродов. Это объясняется тем, что при уменьшении диаметра катода электрическое поле у его поверхности возрастает и электроны уже в самом начале своего движения получают большую скорость.

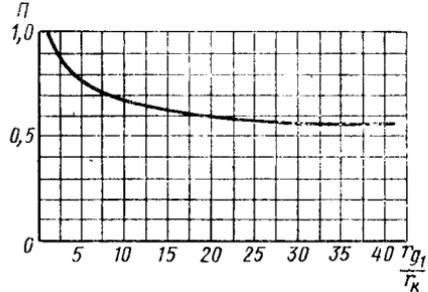


Рис. 2.2. График функции, показывающий увеличение времени пролета в цилиндрическом диоде по сравнению с плоским в зависимости от отношения радиусов анода и катода

2.1.2. Расчет времени пролета в эквивалентных диодах, следующих за первым

Пусть необходимо узнать время пролета в эквивалентном диоде, образованном i -й сеткой и следующим за ней электродом. Предположим, что этот диод имеет плоские параллельные электроды. При расчете будем различать два случая. *Первый* соответствует малым плотностям тока, проходящего через эквивалентный диод, когда влиянием объемного заряда можно пренебречь и принять распределение потенциала между электродами линейным. *Второй* случай соответствует значительным плотностям проходящего тока и значительному влиянию объемного заряда, которое должно учитываться при расчете. Разберем последовательно эти случаи.

В первом случае начальная скорость электронов

$$v_{0i} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\partial 0i}},$$

где $U_{\partial 0i}$ — действующий потенциал в плоскости i -й сетки. Электроны под действием поля между плоскими параллельными электродами будут перемещаться равномерно ускоренно с ускорением, равным

$$a = \frac{e U_{\partial 0} (i+1) - U_{\partial 0i}}{m z_c (i+1) - z_{ci}},$$

где $U_{\partial 0(i+1)}$ — действующий потенциал в плоскости $(i+1)$ сетки или анодный потенциал, если за сеткой следует анод, а $z_{c(i+1)}$ и z_{ci} — расстояние от плоскостей, образующих рассматриваемый диод, до катода. Скорость движения электрона после прохождения через рассматриваемый диод будет

$$v_{0(i+1)} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\partial 0(i+1)} - v_{0i} + a\tau_{0(i+1)}},$$

где $\tau_{0(i+1)}$ — время пролета.

Из приведенного соотношения находим

$$\tau_{0(i+1)} = \frac{v_{0(i+1)} - v_{0i}}{a} = \zeta \frac{1,68 \cdot 10^{-8} [z_{c(i+1)} - z_{ci}]}{\sqrt{U_{\partial 0i}}}, \quad (2.6)$$

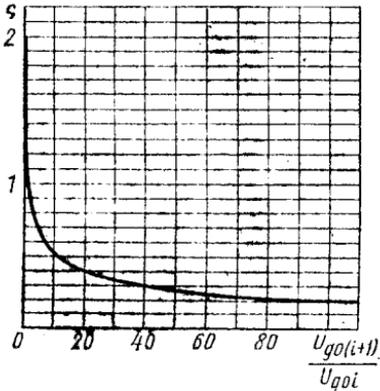
где

$$\zeta = \frac{2}{1 + \sqrt{U_{\partial 0(i+1)}/U_{\partial 0i}}}.$$

На рис. 2.3 дан график значений ζ , как функция отношения $U_{\partial 0(i+1)}/U_{\partial 0i}$.

Во втором случае, когда влиянием объемного заряда нельзя пренебречь, для расчета времени пролета можно использовать материал § 4.2 курса ЭЛ, где рассчитывалось токопрохождение в эквивалентных диодах, следующих за первым.

Определим величину времени пролета между минимумом потенциала, образующимся при больших плотностях тока между электродами диода и каким-либо из электродов:



$$\tau_0 = \int_0^z \frac{dz}{v_0} = \int_{v_{0 \min}}^{v_{0i}} \frac{dv_0}{v_0 \frac{dv_0}{dz}},$$

Рис. 2.3. График значений коэффициента, учитывающего влияние отношения действующих потенциалов электродов на время пролета

где $v_{0 \min}$ — скорость электронов у точки минимума потенциала; v_{0i} — скорость электронов у i -го электрода.

потенциал электрода через $U_{\partial 0i}$.

Если значение минимума потенциала обозначить через $U_{0 \min}$, а действующий то указанные скорости можно определить равенствами

$$v_{0 \min} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{0 \min}}$$

и

$$v_{0i} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\partial 0i}}.$$

* Применение (2.6) при $U_{\partial 0(i+1)}/U_{\partial 0i} < 1$ может дать заметную погрешность, если при данном значении тока в диоде тормозящее поле значительно повышает плотность пространственного заряда и создает распределение потенциала, отличающееся от предполагаемого при выводе линейного распределения.

Производную $\frac{dv_0}{dz}$, входящую в выражение для времени пролета, можно найти на основании (4.15) из курса ЭЛ:

$$\frac{dv_0}{dz} = \frac{1}{dz/dv_0} = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_0} \frac{e}{m} j_0} \frac{(v_0 - v_{0 \min})^{1/2}}{v_0}.$$

Подставляя значение $\frac{dv_0}{dz}$ в формулу для времени пролета и интегрируя, найдем

$$\tau_0 = \frac{1}{\sqrt{2 \frac{1}{\epsilon_0} \frac{e}{m} j_0}} (v_0 - v_{0 \min})^{1/2}.$$

откуда, подставляя j_0 из (4.15) курса ЭЛ, получим

$$\tau_0 = \frac{3z}{v_{0i} + 2v_{0 \min}}, \quad (2.6a)$$

где z — расстояние от точки минимума потенциала до электрода, взятое из кривых рис. 4.5 курса ЭЛ. Эта формула дает значение времени пролета на участке пути электрона от минимума потенциала до какого-либо из электродов. Время же пролета от одного электрода до другого определится суммой двух значений, вычисленных с помощью (2.6a) при последовательном ее применении к расстояниям: первый электрод — точка минимума потенциала и точка минимума потенциала — второй электрод. Обозначая расстояние между электродами через l , а скорости электронов у первого и второго электродов соответственно через v_{0i} и $v_{0(i+1)}$, получим выражение для времени пролета от первого электрода до второго

$$\tau_{0(i+1)} = \frac{3z}{v_{0i} + 2v_{0 \min}} + \frac{3(l-z)}{v_{0(i+1)} + 2v_{0 \min}}. \quad (2.6b)$$

Применяя это выражение к эквивалентному диоду, ограниченному i -й и $(i+1)$ -й сетками, имеем $l = z_c(i+1) - z_{ci}$ и $v_{0i} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\partial 0 i}}$ и $v_{0(i+1)} = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\partial 0(i+1)}}$. При этом (2.6b) преобразуется к виду

$$\tau_{0(i+1)} = \frac{1,68 \cdot 10^{-8} [z_c(i+1) - z_{ci}]}{\sqrt{U_{\partial 0 i}}} \times \\ \times 3 \left[\frac{z}{z_c(i+1) - z_{ci}} + \frac{1 - \frac{z}{z_c(i+1) - z_{ci}}}{\sqrt{\frac{U_{\partial 0(i+1)}}{U_{\partial 0 i}} + 2 \sqrt{\frac{U_{0 \min}}{U_{\partial 0 i}}}}} \right], \quad (2.6в)$$

где отношение $U_{0 \min}/U_{\partial 0 i}$ может быть взято из кривых рис. 4.4 курса ЭЛ, а величина z определена по кривым рис. 4.5 того курса. Кривые на этих рисунках представляют функции параметра $\frac{l^2 j_0}{U_{\partial 0 i}^{3/2}}$, который в данном случае равен

$$\frac{(z_c(i+1) - z_{ci})^2 j_0}{U_{\partial 0 i}^{3/2}}.$$

Наиболее часто встречающимся случаем повышенной плотности тока, когда при расчете времени пролета надо учитывать влияние объемного заряда, может быть эквивалентный диод, образованный пространством между экранной сеткой и анодом в лучевом тетраде. При этом обычно постоянные потенциалы этих электродов одинаковы: $U_{\partial 02} \approx E_{c2} = E_a$, что дает $z=1/2$, и (2.6в) принимает вид

$$\tau_{0a} = \frac{1,68 \cdot 10^{-8} (z_a - z_{g2})}{\sqrt{E_a}} \frac{3}{1 + 2 \sqrt{U_{0 \min}/E_a}}. \quad (2.7)$$

Сравнивая полученное выражение с (2.6), где при $E_{c2} = E_a$ получаем $\zeta=1$, можем ошибку расчета по формуле (2.6), вызываемую влиянием объемного заряда, определить так:

$$\frac{\Delta \tau}{\tau_{0a}} = \left(\frac{1 - 2 \sqrt{U_{0 \min}/E_a}}{3} \right).$$

Из полученного выражения следует, что ошибка будет меньше 15 %, если $U_{0 \min}/E_a > 0,6$. Это на основании кривой рис. 4.3 курса ЭЛ дает значение параметра

$$\frac{(z_a - z_{c2})^2 j_0}{E_a^{3/2}} < 13 \cdot 10^{-6}.$$

Такое неравенство можно принять в качестве предела применения расчета, обоснованного на пренебрежении влиянием объемного заряда.

Полученные расчетные формулы можно использовать и в случае цилиндрических электродов, причем ошибка будет небольшая, так как радиусы электродов, следующих за катодом, обычно достаточно велики.

Увеличение угла пролета с повышением частоты сопровождается увеличением входной активной проводимости, ростом фазового угла комплексной крутизны и падением ее модуля. Поэтому у ламп сверхвысоких частот стараются уменьшить угол пролета, что достигается уменьшением расстояний между электродами.

§ 2.2. Входная проводимость

Входная активная проводимость электронной лампы существует независимо от наличия электронного сеточного тока в результате потерь энергии переменного электрического поля, создаваемого управляющей сеткой, на взаимодействие с электронным потоком.

Рассмотрим это взаимодействие в пространстве сетка — катод. Явления, происходящие между сеткой и следующим за ней электродом, могут быть учтены с помощью специального коэффициента.

В области между катодом и первой управляющей сеткой взаимодействие переменного поля с электронным потоком проявляется в ускорении электронов при положительном полупериоде переменного потенциала сетки и в торможении их во время отрицательного полупериода. В обычных лампах благодаря электростатическому воздействию потенциала сетки на объемный заряд у катода в течение положительного полупериода идет ток больший, чем в течение отрицательного. Поэтому электрическое поле ускоряет большее количество электронов, чем тормозит, а в среднем за период оно теряет некую порцию энергии, что может быть в эквиваленте заменено потерями в активном сопротивлении, шунтирующем вход лампы. Потерянная полем энергия переносится электронами к аноду. При отсутствии нагрузки в анодной цепи и постоянном потенциале анода переносимая электронами энергия выделится на нем в виде тепла. При наличии нагрузки в анодной цепи и переменном потенциале анода энергия, потерянная переменным полем сетки, передается в анодную цепь.

Если потери электрического поля в секунду есть P_{\sim} , а амплитуда подводимого переменного напряжения U_{mc} , то входная активная проводимость $g = 2P_{\sim} / U_{mc}^2 \sim P_{\sim}$, т. е. она пропорциональна потерям энергии поля.

2.2.1. Расчет входной проводимости, определяемой явлениями в пространстве катод — управляющая сетка

Обратимся теперь к расчету входной проводимости, определяемой явлениями в пространстве катод — управляющая сетка. Так как при очень больших углах пролета электронные лампы в связи со значительным снижением их эффективности практически не используются, то в расчетах ограничим величины углов пролета и будем полагать, что угол пролета в пространстве катод — сетка $\zeta_{c0} < 3/4\pi$. При этом можно использовать соотношение (1.35) для описания явлений в пространстве катод — сетка, рассматривая его как эквивалентный диод.

Если задаться величиной полного переменного тока $i_{\sim} = I_m \sin \omega t$, который не будет изменяться в рассматриваемом пространстве в соответствии с законом сохранения полного тока, то на основании (1.35) величиной переменной слагающей потенциала можно вычислить в любой точке на расстоянии z от катода. Действительно, рассматривая любую эквипотенциальную поверхность на расстоянии угла пролета ζ_0 как анод, будем иметь

$$u_{\sim} = U_m \sin(\omega t - 0,3\zeta_0) = \frac{I_m}{S_{\partial}} \sin(\omega t - 0,3\zeta_0) = \frac{z\zeta_0^{\dagger}}{2\varepsilon_0\omega F} I_m \sin(\omega t - 0,3\zeta_0), \quad (2.8)$$

где S_{∂} — крутизна эквивалентного диода.

В этой формуле использовано соотношение $\frac{1}{2} S_{\partial}\zeta_0 = \omega C_{хол} = \omega\varepsilon_0 F/z$, указанное в § 1.4.

Ограничиваясь случаем, когда $U_{c1} < 0$ и электронный сеточный ток отсутствует, полагаем, что входная проводимость определяется только током сме-

щения, попадающим на сетку. Из области катод — сетка к сетке подходит ток смещения, равный на основании (2.8) и (1.17)

$$i_s \Big|_{z=z_{c1}} = F_{c1} i_s \Big|_{z=z_{c1}} = \varepsilon_0 F_{c1} \frac{\partial^2 u_{\sim}}{\partial z \partial t} \Big|_{z=z_{c1}} = \frac{1}{2} \frac{I_m}{\omega} \left[\frac{\partial^3}{\partial z \partial t} \frac{3\omega z^4/3}{\alpha} \times \right. \\ \left. \times \sin \left(\omega t - 0,9 \frac{\omega}{\alpha} z^{1/3} \right) \right]_{z=z_{c1}} = \frac{2}{3} \zeta_{c0} I_m \cos(\omega t - 0,3\zeta_{c0}) + 0,05 \zeta_{c0}^2 I_m \times \\ \times \sin(\omega t - 0,3\zeta_{c0}). \quad (2.9)$$

Если принять, что распределение переменного поля у витка сетки близко к распределению постоянного, то величина тока на сетку

$$i_{sc1} = \frac{C_{ск}}{C_{ск} + C_{ак}} i_s \Big|_{z=z_{c1}} = \frac{1}{1+D_1} i_s \Big|_{z=z_{c1}}, \quad (2.10)$$

где $C_{ак}$ — емкость поверхности электрода, следующего за первой управляющей сеткой, относительно катода.

Подставляя в (2.10) из (2.9) значение $i_s \Big|_{z=z_{c1}}$, найдем величину тока смещения на сетку.

Выражение (2.8) при подстановке в него значений $z=z_{c1}$ и $\zeta_0=\zeta_{c0}$ дает переменную слагающую действующего потенциала $u_{\partial 1}$, который приписываем поверхности сетки, когда сводим пространство катод — сетка к эквивалентному диоду. Если предположить, что электрод, следующий за первой управляющей сеткой, имеет постоянный действующий потенциал (триод без нагрузки в анодной цепи или пентод, у которого влиянием потенциала анода на действующий потенциал экранирующей сетки можно пренебречь), то в выражении действующего потенциала $U_{\partial 1} = AU_{c1} + B$ величину B надо считать постоянной во времени. Полагая далее $U_{c1} = E_c + u_{c\sim}$, где E_c — сеточное смещение и $u_{c\sim}$ — переменный потенциал сетки, имеем $U_{\partial 1} = Au_{c\sim} + AE_c + B$.

Таким образом, переменная слагающая действующего потенциала $U_{\partial 1} = Au_{c\sim}$. Приравнявая эту величину переменной слагающей потенциала, которую дает (2.8) при $z=z_{c1}$ и $\zeta_0=\zeta_{c0}$, найдем

$$u_{c\sim} = U_{mc} \sin(\omega t - 0,3\zeta_{c0}), \quad (2.11)$$

где

$$U_{mc} = \frac{1}{A} U_m \Big|_{z=z_{c1}} = \frac{I_m}{AS_{\partial}} = \frac{1}{A} \frac{z_{c1} \zeta_{c0}}{2\varepsilon_0 \omega F_{c1}} I_m. \quad (2.11a)$$

Величина крутизны, входящая в приведенное выражение для U_{mc} :

$$S_{\partial} = \frac{\partial I_K}{\partial U_{\partial 1}} = \frac{\partial I_K}{\partial Au_{c\sim}} = \frac{1}{A} S_K.$$

Поэтому величину U_{mc} также можно выразить через обычную крутизну по катодному току:

$$U_{mc} = I_m / S_K.$$

Сопоставляя (2.9) и (2.11), видим, что гармонический член с амплитудой $0,05 \zeta_{c0}^2 I_m$ дает активную составляющую тока смещения, а с амплитудой $\frac{2}{3} \zeta_{c0} I_m$ — его реактивную составляющую.

На этом основании активная и реактивная входные проводимости будут равны:

$$g_{kc} = \frac{1}{1+D_1} \frac{0,05 \zeta_{c0}^2 I_m}{U_{mc}} = 0,05 \frac{S_K \zeta_{c0}^2}{1+D_1} \approx 0,05 S_K \zeta_{c0}^2, \quad (2.12)$$

$$b_{kc} = \frac{1}{1+D_1} \frac{\frac{2}{3} \zeta_{c0} I_m}{U_{mc}} = \frac{1}{1+D_1} \frac{4}{3} \omega C_{kc} \approx \frac{4}{3} \omega C_{kc}. \quad (2.13)$$

В (2.13) использовано (2.11а), справедливое для плоской конструкции электродов соотношение $A = \frac{1}{1 + \kappa D_1} = \frac{C_{ск}}{(e_0 F_{с1})/z_{с1}}$, и принято, как и в (2.12), в предположении малости D_1 , что $1 + D_1 \approx 1$.

Выражение (2.12) показывает влияние S_k и $\tau_{с0}$ на величину активной проводимости. Надо отметить, что (2.12) содержит в себе более простую зависимость, установленную автором в одной из его работ [5]. Действительно, рассчитывая произведение $S_k \tau_{с0}^2$ для плоской конструкции электродов, на основании табл. 4.2 курса ЭЛ и (2.3) находим

$$S_k \tau_{с0}^2 = 8,9 \cdot 10^{-21} A \frac{F_{с1}}{(AE_c + B)^{1/2}}.$$

Подставляя значение $S_k \tau_{с0}^2$ в (2.12), получим

$$g_{кс} = 4,45 \cdot 10^{-22} A \frac{\omega^3 F_{с1}}{(AE_c + B)^{1/2}}. \quad (2.12a)$$

Из формулы видно, что расстояние катод — сетка непосредственно не влияет на входную активную проводимость $g_{кс}$, определяемую взаимодействием переменного электрического поля между катодом, управляющей сеткой и электронным потоком. Это существенно для конструирования ламп СВЧ и объясняется, как видно из приведенного расчета, тем, что $S_k \sim 1/z_{с1}^2$, а $\tau_{с0}^2 \sim z_{с1}^2$.

Из формулы (2.13) видно, что емкость $C_{ск}$ увеличивается в $4/3$ раза. В § 1.1 было показано, что диэлектрическая постоянная электронного объемного заряда равна $4/3$ и увеличивает значение емкости $C_{ск}$ при включении катода в $4/3$ раза. При этом отличие от диода определяется отсутствием в рассматриваемом случае $U_0 < 0$ электронного тока на сетку, который своей реактивной составляющей может уменьшить величину емкости.

2.2.2. Учет влияния явлений, происходящих за управляющей сеткой.

Формула (2.12) учитывает лишь явления в пространстве катод — сетка. Ранее было принято, что действующий потенциал электрода, следующего за первой управляющей сеткой, не меняется во времени, т. е. его переменная слагающая равна нулю. Это будет только в том случае, если электрод соединен с катодом через достаточно большую емкость и имеет его потенциал (совершенно естественный случай тетрода или пентода с заземленной по высокой частоте экранирующей сеткой). При этом переменное электрическое поле между управляющей сеткой и следующим за ней электродом определяется только переменным потенциалом сетки. Создаваемое им поле взаимодействует с электронным потоком и между ними будет происходить обмен энергии.

Анализ с учетом явлений за сеткой [4] показывает, что значение входной активной проводимости отличается от определяемой выражением (2.12) величины некоторым коэффициентом f , т. е.

$$G = f g_{кс} = 0,05 f S_k \xi_{с0}^2. \quad (2.14)$$

Величину коэффициента f при малых углах пролета можно определить так:

$$f = 1 + \frac{22}{9} \frac{\xi_{02}}{\xi_{с0}} \frac{1+2v}{1+v} + \frac{5}{3} \left(\frac{\xi_{02}}{\xi_{с0}} \right)^2 \times \frac{1+3v}{1+v}, \quad (2.15)$$

где ξ_{02} — угол пролета от управляющей сетки до следующего за ней электрода; $v = \sqrt{U_{\partial 02}/U_{\partial 01}}$.

Здесь $U_{\partial 02}$ — действующий потенциал следующего за сеткой электрода.

В рассматриваемом случае плоских электродов на основании (2.6) и (2.3) будем иметь

$$\frac{\xi_{02}}{\xi_{с0}} = \frac{2}{3} \frac{z_0}{z_{с1}} \frac{1}{1+v},$$

где z_0 — расстояние от управляющей сетки до следующего за ней электрода.

Для удобства расчетов входной активной проводимости на рис. 2.4 приведены кривые, определяющие значения коэффициента f как функции величины $U_{\partial 02}/U_{\partial 01}$ при различных значениях отношения $z_0/z_{с1}$.

2.2.3. Расчет влияния индуктивности катодного вывода

Входная активная проводимость может значительно увеличиваться благодаря влиянию катодного вывода. На рис. 2.5 показана эквивалентная схема, иллюстрирующая это влияние в общем случае пентода.

Как видно из схемы, индуктивность катодного вывода представляет собой общее сопротивление для цепи управляющей сетки и остальных цепей лампы: анода, экранной и пентодной сеток. Таким образом, создается отрицательная обратная связь, при которой напряжение подается в цепь управляющей сетки в противофазе, увеличивая ее потери. Это можно рассматривать как рост входной активной проводимости.

Входную проводимость с учетом влияния катодного вывода находят как частное от деления тока управляющей сетки $\dot{I}_{с1}$ на напряжение $\dot{U}_{с1}$ на зажимах ab , т. е.

$$\dot{Y}_{вх} = \dot{I}_{с1} / \dot{U}_{с1} = G_{вх} + jB_{вх},$$

Величина напряжения U_{c1} (рис. 2.5) складывается из падения напряжений внутри лампы и на сопротивлении $j\omega L_K$. Внутри лампы сопротивление образуется из параллельного соединения найденной входной активной проводимости G и динамического значения входной емкости лампы C_d .

Следовательно, на основании эквивалентной схемы рис. 2.5 имеем

$$\dot{U}_{c1} = \dot{I}_{c1} \frac{1}{G + j\omega C_d} + j\omega L_K \dot{I}_K.$$

Если пренебречь запаздыванием электронного тока и влиянием анодной нагрузки, что ограничивает расчет случаев ламп с малым углом пролета и большим внутренним сопротивлением (тетроды, пентоды), то ток, протекающий через катодный вывод, можно принять равным $\dot{I}_K = S_K \dot{U}_{cd}$, где S_K — крутизна по катодному току, а \dot{U}_{cd} — напряжение, подводимое между катодом и сеткой лампы (см. точки cd на рис. 2.5).

Так как

$$\dot{U}_{cd} = \dot{I}_{c1} \frac{1}{G + j\omega C_d},$$

то, подставляя значение \dot{I}_K в приведенную формулу для \dot{U}_{c1} , найдем

$$\dot{Y}_{вх} = G_{вх} + jB_{вх} = \frac{\dot{I}_{c1}}{\dot{U}_{c1}} = \frac{G + \omega^2 L_K C_d S_K}{1 + \omega^2 L_K^2 S_K^2} + j \frac{\omega C_d - \omega L_K G S_K}{1 + \omega^2 L_K^2 S_K^2}. \quad (2.16)$$

Отсюда, принимая во внимание, что обычно $\omega^2 L_K^2 S_K^2 \ll 1$, имеем

$$G_{вх} = G + \omega^2 L_K C_d S_K. \quad (2.17)$$

$$B_{вх} = \omega C_d - \omega L_K G S_K. \quad (2.18)$$

Эти формулы показывают, что благодаря влиянию катодного вывода входная активная проводимость возрастает, а динамическое значение емкости падает.

При этом необходимо отметить, что второй член формулы (2.17), определяемый потерями, вносимыми отрицательной обратной связью, может оказаться значительно больше первого.

В заключение укажем, что в тех случаях, когда катодный вывод прямой линейный и удален от других выводов, можем, рассматривая его как короткий уединенный прямой проводник, оценить индуктивность по формуле

$$L = 2l \left(\ln \frac{4l}{d} - 1 \right), \quad (2.19)$$

где L — индуктивность вывода, Гн, l и d — длина и диаметр, см.

§ 2.3. Комплексная крутизна

Комплексную крутизну лампы можно определить как отношение переменного тока в анодной цепи \dot{I}_a к переменному напряжению на входе лампы \dot{U}_c , т. е. $\dot{I}_a / \dot{U}_c = \dot{S} = M_s e^{j\psi_s}$.

Величина модуля M_s дает отношение амплитуды анодного тока к амплитуде сеточного напряжения, а фазовый угол ψ_s ,

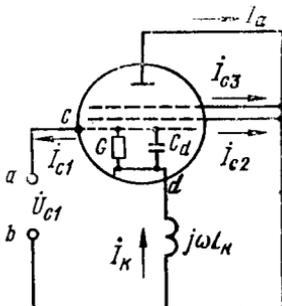


Рис. 2.5. Эквивалентная схема для расчета влияния индуктивности катодного вывода

показывает отставание по фазе анодного тока от сеточного напряжения. Рассчитаем эти величины.

Для углов пролета между катодом и сеткой $\zeta_{01} < 3/4\pi$ и $U_c < 0$ можем определить электронный ток, проходящий через витки сетки, на основании (1.35). Вводя новый отсчет текущего времени посредством соотношения $\omega t' = \omega t - 0,3\xi_{c0}$, получим вместо (2.11)

$$u_{c\sim} = U_{mc} \sin \omega t'. \quad (2.11a)$$

Полный переменный ток, протекающий между катодом и сеткой:

$$i_{\sim} = S U_m \sin(\omega t' + 0,3\xi_{c0}) = \frac{S_R}{A} A U_{mc} \sin(\omega t' + 0,3\xi_{c0}) = S_R U_{mc} \sin(\omega t' + 0,3\xi_{c0}).$$

Ток смещения у витков первой (управляющей) сетки на основании (2.9) для малых углов пролета ξ_{c0} , когда $0,05\xi_{c0}^2 \ll 2/3\xi_{c0}$, можно определить так:

$$\begin{aligned} i_s|_{z=z_{c1}} &= \frac{2}{3} \xi_{c0} I_m \cos \omega t + 0,05\xi_{c0}^2 I_m \sin \omega t' \approx \frac{2}{3} \xi_{c0} I_m \cos \omega t' = \\ &= \frac{2}{3} \xi_{c0} S_R U_{mc} \cos \omega t'. \end{aligned}$$

Электронный ток, проходящий через витки сетки, равен разности между полным током i_{\sim} и током смещения $i_s|_{z=z_{c1}}$:

$$i_{e\sim}|_{z=z_{c1}} = i_{\sim} - i_s|_{z=z_{c1}} = S_R U_{mc} \left[\sin(\omega t' + 0,3\xi_{c0}) - \frac{2}{3} \xi_{c0} \cos \omega t' \right]. \quad (2.20)$$

На основании (2.20) найдем

$$i_{e\sim}|_{z=z_c} = \gamma_c S_R U_{mc} \sin(\omega t' + \varphi_c), \quad (2.21)$$

где

$$\gamma_c = \sqrt{1 + \frac{4}{9} \xi_{c0}^2 - \frac{4}{3} \xi_{c0} \sin 0,3\xi_{c0}}, \quad (2.21a)$$

и

$$\varphi_c = \arctg \frac{\sin 0,3\xi_{c0} - \frac{2}{3} \xi_{c0}}{\cos 0,3\xi_{c0}}. \quad (2.21b)$$

Полученные формулы показывают, что при ограничении малыми углами пролета $\xi_{c0} < \frac{3}{4}\pi$ можно принимать $\gamma_c = 1$ и $\varphi_c = 0,37\xi_{c0}$ с достаточно хорошим приближением. Так, например, при $\xi_{c0} = \pi/2$ погрешность значения γ_c порядка 5%, а значения φ_c менее 1%.

Если не прибегать к упрощениям, справедливым для малых углов пролета, то можно найти значения γ_c и φ_c и для больших углов пролета, как это сделано в [2]. Соответствующие графики приведены на рис. 2.6, из которых следует, что предположения $\gamma_c = 1$ и $\varphi_c = 0,37\xi_{c0}$ сохраняют хорошее приближение для $\xi_{c0} =$

$= \frac{3}{4} \pi$. Более того, даже при $\xi_{c0} = 4$ имеем погрешность по γ_c менее 10 % и по φ_c менее 16 %.

При дальнейшем распространении электронного потока от плоскости первой сетки до анода, где электроны движутся с большими скоростями и углы пролета малы, амплитуда переменного анодного тока меняется только под влиянием рассеяния на сетках. Если обозначить коэффициент токопрохождения i -й сетки через δ_i , то общий коэффициент токопрохождения, определяющий уменьшение амплитуды, для n сеток будет $\delta = \delta_1 \delta_2 \dots \delta_n$.

Что же касается фазы переменного электронного тока, то происходит увеличение запаздывания по фазе, причем рост фазового угла определяется углом пролета ζ от первой сетки до точки, в которой рассматривается электронный поток.

Таким образом, в пространстве последняя сетка — анод электронный ток может быть представлен выражением

$$i_{e_{\sim}} = \delta S_{\kappa} U_{mc} \sin(\omega t' - 0,37\xi_{c0} - \xi) \approx S U_{mc} \sin(\omega t' - 0,37\xi_{c0} - \xi), \quad (2.22)$$

где $S \approx \delta S_{\kappa}$ — крутизна по анодному току.

Если последняя сетка достаточно густая, то можно пренебречь проникновением через нее электрического поля. В этом случае анодный ток образуется зарядами, наводимыми лишь теми электронами, которые движутся в пространстве последняя сетка — анод.

2.3.1. Расчет комплексной крутизны

Зная значение электронного тока, рассчитать анодный ток можно следующим образом.

Движение электронов между последней сеткой и анодом при пренебрежении влиянием объемного заряда (см. § 2.1) является равномерно ускоренным с начальной скоростью $v_{0n} = \sqrt{\frac{2e}{m} U_{\partial 0n}}$ и ускорением $a = \frac{e}{m} \frac{E_a - U_{\partial 0n}}{z_a - z_{cn}}$, где $U_{\partial 0n}$ — действующий потенциал последней n -й сетки и E_a — потенциал анода. При этом $z = v_{0n} \tau_0 + \frac{1}{2} a \tau_0^2$ и $dz = (v_{0n} + a \tau_0) d\tau_0$, где τ_0 — время пролета.

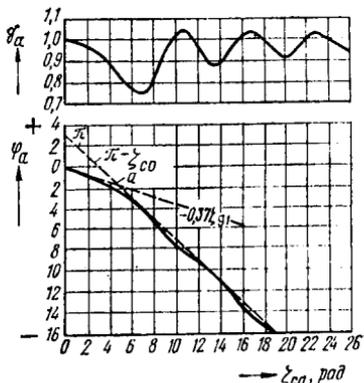


Рис. 2.6. Графики коэффициентов γ_a и φ_c , определяющих амплитуду и фазу комплексной крутизны

Подставляя найденное значение и величину $i_{e\omega}$ из (2.22) в выражение для расчета наведенного тока (1.37а) и полагая при этом в выражении (2.22) $\zeta = \zeta_0 + \omega\tau_0$, где ζ_0 — угол пролета от первой до последней сетки, получим

$$i_a = \frac{SU_{mc}v_{0n}}{\omega^2(z_a - z_{cn})} \int_0^{\tau_{a0}} \left(\omega + \frac{a}{v_{0n}} \omega\tau_0 \right) \sin(\omega t' - 0,37\zeta_{c0} - \zeta_0 - \omega\tau_0) d\omega\tau_0 =$$

$$= amSU_{mc} \sin(\omega t' - 0,37\zeta_{c0} - \zeta_0 - 0,5\beta\zeta_{a0}), \quad (2.23)$$

где ζ_{a0} — постоянный угол пролета между последней сеткой и анодом, равный на основании (2.6)

$$\zeta_{a0} = \omega \frac{\sqrt{2 \frac{e}{m} (V E_a - V U_{\partial 0n})}}{a} = \frac{\omega(z_a - z_{cn})}{v_{0n}} \frac{2}{1+v},$$

а коэффициенты α , β и m могут быть заданы выражениями

$$\alpha = \frac{2}{1+v} \sqrt{v + \frac{(v-1)^2}{\zeta_{a0}^2} \left(1 + \frac{\zeta_{a0}^2 - 2\zeta_{a0} \sin \zeta_{a0}}{2 - 2 \cos \zeta_{a0}} \right)}; \quad (2.24)$$

$$\beta = \frac{2}{\zeta_{a0}} \arctg \frac{1 - \cos \zeta_{a0} + \frac{v-1}{\zeta_{a0}} (\sin \zeta_{a0} - \zeta_{a0} \cos \zeta_{a0})}{\sin \zeta_{a0} + \frac{v-1}{\zeta_{a0}} (\zeta_{a0} \sin \zeta_{a0} + \cos \zeta_{a0} - 1)}; \quad (2.25)$$

$$m = \frac{\sin \frac{\zeta_{a0}}{2}}{\frac{\zeta_{a0}}{2}}. \quad (2.26)$$

Отметим, что в выражениях для ζ_{a0} , α и β величина $v = \sqrt{E_a/U_{\partial 0n}}$.

Сопоставляя (2.23) и (2.11), найдем выражения для модуля и фазового угла комплексной крутизны

$$M_s = amS, \quad (2.27)$$

$$\Psi_s = -(0,37\zeta_{c0} + \zeta_0 + 0,5\beta\zeta_{a0}). \quad (2.28)$$

2.3.2. Коэффициент связи электронного потока с резонатором

Если $v=1$, что соответствует, например, случаю лучевого тетрода СВЧ при $E_{c2} = E_a$, то $\alpha=1$ и $\beta=1$. В этом случае M_s , при принятом ограничении $\zeta_{c0} < 3/4\pi$ отличается от крутизны статической характеристики S только коэффициентом m . Этот

коэффициент показывает усреднение электронного тока по зазору экранирующая сетка — анод, производимое при расчете наведенного тока в анодной цепи при неизменной постоянной скорости электронов. При $\zeta_{a0} \rightarrow 0$ получается наибольшее значение модуля крутизны. По мере роста ζ_{a0} возникает нестационарный режим токопрохождения. В разных слоях зазора экранирующая сетка — анод значение электронного тока начинает существенно различаться и усреднение по зазору, определяющее наведенный ток, будет давать все меньшее значение m . Этот результат следует непосредственно из (2.26), где значение m дается как отношение синуса половины угла пролета ζ_{a0} к его аргументу.

Так как коэффициент m определяет ток анодной цепи, то его можно назвать коэффициентом связи электрического потока с резонатором, включенным в лучевом тетраде между анодом и экранирующей сеткой.

Если $v \neq 1$, то возникает необходимость введения коэффициента α и β . При этом коэффициент связи с резонатором будет равен αm , а коэффициент β дает поправку на фазовый угол комплексной крутизны.

Ограничение $\zeta_{c0} < 3/4\pi$ при учете того, что обычно $\zeta_{a0} \ll \zeta_{c0}$, дает соответственно $\zeta_{a0} < \pi/2$. При этом для возможного изменения $v = 5 \div 10$ получаем по (2.24), (2.25) $\alpha = 1,01 \div 1,04$ и $\beta = 1,23 \div 1,28$. Отсюда следует, что и для $v \neq 1$ можно при $\zeta_{a0} < \frac{\pi}{2}$ принять $\alpha \approx 1$ и $\beta \approx 1,25$. Для более точного расчета β , заменяя $\sin \zeta_{a0} \approx \zeta_{a0} - \zeta_{a0}^2/6$ и $\cos \zeta_{a0} \approx 1 - \zeta_{a0}^2/2$, из (2.25) можно получить выражение

$$\beta = \frac{1 + \frac{2}{3}(v-1)}{1 + \frac{1}{2}(v-1)}. \quad (2.25a)$$

Для приближенных значений $\alpha \approx 1$ и $\beta \approx 1,25$, соответствующих $v = 5 \div 10$, (2.27) и (2.28) можно переписать так:

$$M_s = mS, \quad (2.27a)$$

$$\Psi_s = -(0,37\zeta_{a0} + \zeta_0 + 0,625\zeta_{a0}). \quad (2.28a)$$

§ 2.4. Влияние фазового угла комплексной крутизны на к. п. д. генераторной лампы, работающей в режиме самовозбуждения

При использовании лампы в схемах ламповых генераторов с самовозбуждением обратная связь конструируется так, чтобы анодный ток, протекая через выходной контур, создавал на нем напряжение, совпадающее по фазе с имевшимся ранее. Это соответствует следующему соотношению фаз в отдельных цепях генератора.

Обратная связь принудительно возбуждает на входном контуре переменное напряжение $u_{c\sim} = U_{mc} \sin \omega t$, вызывающее анодный ток $i_{a\sim} = I_{ma} \sin \omega t$. Этот ток, проходя через выходной контур, образует на нем напряжение $U_{m\beta} R_H \sin \omega t$.

где R_H — сопротивление нагрузочного контура, предполагаемого настроенным в резонанс с частотой ω . Напряжение на аноде при напряжении анодного питания E_a будет равно $u_a = E_a - I_{ma} R_H \sin \omega t$. Таким образом, нормально сконструированная обратная связь должна обеспечивать совпадение фаз на входном и выходном контурах или давать сдвиг на π между переменными напряжениями на сетке $u_{c\sim} = U_{mc} \sin \omega t$ и аноде $u_{a\sim} = -U_{ma} \sin \omega t$.

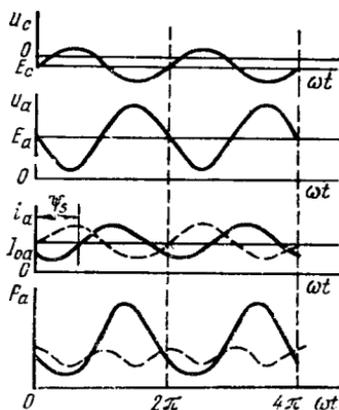


Рис. 2.7. Кривые напряжений, токов и мощности на аноде лампы в режиме самовозбуждения

В диапазоне СВЧ при обратной связи, создающей указанный принудительный сдвиг по фазе на π между переменными напряжениями сетки и анода, появление фазового угла комплексной крутизны Ψ_s нарушает необходимый для нормальной работы генератора баланс фаз. Если анодный ток $i_{a\sim} = -I_{ma} \sin \omega t$ и напряжение на контуре $U_{mc} \sin \omega t$, то подводимое с помощью обратной связи напряжение на сетке будет $U_{mc} \sin \omega t$. Однако анодный ток, полученный благодаря этому сеточному напряжению, будет теперь $i_{a\sim} = I_{ma} \sin (\omega t + \Psi_s)$. Направляясь через контур, ток встретит на нем прежнее по фазе напряжение $I_{ma} R_H \sin \omega t$.

При повышении частоты фазовый угол комплексной крутизны возрастает и максимум анодного тока смещается в область больших значений анодного напряжения, увеличивая при этом выделяемую на аноде мощность и понижая к. п. д. генератора. Сказанное иллюстрируется для режима колебаний первого рода диаграммой рис. 2.7, где пунктирные линии соответствуют случаю $\Psi_s = 0$.

Величина мощности, отдаваемая в контур:

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} I_{ma} U_{ma} \cos \Psi_s = P \cos \Psi_s, \quad (2.29)$$

где $P_{\sim} = \frac{1}{2} I_{ma} U_{ma}$ — колебательная мощность, отдаваемая лампой при $\Psi_s = 0$.

Определяя к. п. д. как отношение отдаваемой колебательной мощности P_{\sim} ко всей мощности P_0 , имеем

$$\eta' = \frac{P_{\sim}}{P_0} \cos \Psi_s = \eta_0' \cos^2 \Psi_s, \quad (2.30)$$

где η_0' — к. п. д. при $\Psi_s = 0$.

Приведенный расчет позволяет определить влияние фазового угла комплексной крутизны Ψ_s на отдаваемую мощность и к. п. д. в случае колебаний первого рода, т. е. в линейном режиме, наступающем в момент срыва колебаний при повышении частоты.

Отметим, что рассчитанный эффект понижения к. п. д. можно устранить методом, предложенным советским ученым М. С. Нейманом, заключающимся в таком выполнении обратной связи, при котором фазовый угол внутри лампы компенсируется сдвигом по фазе вне лампы, и анодный ток, поступая в выходной контур, совпадает по фазе с напряжением на нем. Одним из вариантов выполнения этого может быть простая расстройка сеточного контура относительно генерируемой частоты.

§ 2.5. Особенности работы триода СВЧ в схеме с общей сеткой

В изложенной теории и расчетах рассматривалась работа ламп в схеме с общим катодом. Между тем для работы электронных ламп на СВЧ большее значение имеет применение

схемы с общей сеткой, предложенной советским ученым М. А. Бонч-Бруевичем в 1929 г. В этой схеме, приведенной на рис. 2.8, L_c и C_c — индуктивность и емкость сеточного контура, L_a и C_a — индуктивность и емкость выходного контура, включающего сетку и анодом, а емкости C_1 , C_2 , C_3 и высокочастотные дроссели Dp_1 и Dp_2 обеспечивают в схеме необходимое разделение переменных и постоянных составляющих токов. Как видно из схемы, заземление по высокой частоте присоединенного к сетке экрана (через емкость C_2) позволяет получить экранировку выходного контура от входного и превращает триод в лампу с экранирующей сеткой. В такой лампе проходной оказывается емкость катод — анод. При достаточно густой сетке триода можно получить малую проходную емкость и обеспечить устойчивую работу усилителя при больших коэффициентах усиления по мощности.

Схема с общей сеткой реализуется в виде, показанном на рис. 2.8, только при относительно длинных волнах. В дециметровом и сантиметровом диапазонах используются специальные конструкции ламп с дисковыми впамями, описанные в гл. 4. При этом применяются объемные резонаторы, один из которых включается между катодом и сеткой, а второй — между сеткой и анодом, и тогда внешний присоединенный к сетке и заземленный по высокой частоте экран, разделяющий входной и выходной контуры, оказывается ненужным.

Важнейшей особенностью схемы с общей сеткой вне зависимости от диапазона волн является то, что переменный электронный ток, возникающий у катода и достигающий анода, стекает далее через выходной контур на сетку, а с нее через входной контур на катод. При этом триод в схеме с общей сеткой отличается от диода, который получился бы из катода и сплошной поверхности на месте сетки, более длинным путем для переменной составляющей электронного тока, проходящего через зазор сетка — анод и выходной контур. Если этой особенностью пренебречь, то входную активную триода в схеме с общей сеткой можно оценить по (1.28) для диода. Подстав-

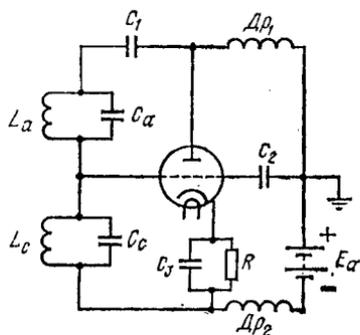


Рис. 2.8. Схема включения лампы с общей сеткой

ля в нее крутизну по катодному току S_K и угол пролета между катодом и сеткой ξ_{co} , получим

$$G' = S_K \varphi_1(\xi_{co}). \quad (2.31)$$

Обращаясь к графику функции $\varphi_1(\xi_{co})$ (см. рис. 1.2), видим, что для низких частот при малых значениях угла пролета ξ_{co} — $G' = S_K$. Это дает большую величину входной активной проводимости, чем у триода в схеме с общим катодом, когда входная проводимость определяется (2.14). Но при переходе к большим значениям ξ_{co} , что имеет место в области сверхвысоких частот, величина функции $\varphi_1(\xi_{co}) \approx \cos 0,25 \xi_{co}$ (приближение, пригодное для $\xi_{co} < 2\pi$) сильно уменьшается и дает величину входной активной проводимости значительно меньшую, чем следует из формулы (2.14), описывающей поведение лампы при использовании схемы с общим катодом.

Объяснения уменьшения входной активной проводимости в схеме с общей сеткой в диапазоне СВЧ базируются на формулах (2.14) и (2.31), следующих из теории проводимости диода на СВЧ. Это объяснение можно дать и исходя из рассмотрения обратной связи, обусловленной тем, что анодный ток лампы замыкается на сеточную цепь. При отсутствии запаздывания этого тока по отношению к сеточному напряжению обратная связь нагружает сеточную цепь, что и имеет место на обычных частотах. В диапазоне сверхвысоких частот имеется значительное запаздывание анодного тока по сравнению с сеточным напряжением и обратная связь оказывается положительной, уменьшая потери в сеточной цепи.

Необходимо отметить, что применение ламп в схеме с общей сеткой возможно и при относительно низких частотах, например в диапазоне метровых волн. Большая входная активная проводимость полезна при усилении широкополосного телевизионного сигнала или сигнала с частотной модуляцией. Поэтому она представляет большую ценность для многокаскадных схем радиолокационных и других передающих устройств с импульсной модуляцией.

Так как малое входное сопротивление усилительного каскада с общей сеткой близко к волновому сопротивлению коаксиальных кабелей, то возможно возбуждение такого каскада от коаксиального кабеля с использованием согласующего трансформатора. При этом достигается существенное конструктивное упрощение: устраняется необходимость в применении катодно-сеточного контура и, следовательно, элемента настройки, необходимого в диапазонных передатчиках.

§ 2.6. Примеры расчета ламп СВЧ, используемых в режиме малого сигнала

Пример 1. Расчет времени пролета в триоде СВЧ. Рассчитать время пролета между электродами плоской конструкции при расстояниях между электродами: катод — сетка $z_c = 0,010$, см и катод — анод $z_a = 0,040$ см. Режим пита-

ния лампы $E_c = -2,0$ В, $E_a = 250$ В. Коэффициент усиления $\mu = 35$ ($D = 1/\mu = 0,0286$).

По формуле (3.5) курса ЭЛ определяем действующий потенциал сетки

$$U_{\partial} = \frac{U_c + DU_a}{1 + \left(\frac{z_a}{z_c}\right)^{4/3} D} = \frac{-2,0 + 0,0286 \cdot 250}{1 + \left(\frac{0,04}{0,01}\right)^{4/3} \cdot 0,0286} = 4,36 \text{ В.}$$

Так как $U_{\partial} \gg 0,55$ В, то нет необходимости использовать для расчета времени пролета, учитывающее поправку на влияние начальных скоростей, значение действующего потенциала $U_{\partial T}$.

Зная значение U_{∂} , можно рассчитать значения времени пролета по (2.3) и (2.6). В формулу (2.6) входит коэффициент ζ , величина которого для имеющегося отношения $U_a/U_{\partial} = 250/4,36 = 57,3$ на основании кривой рис. 2.3 равна 0,24.

Используя указанные формулы, получим:

$$\tau_{c0} = \frac{5,04 \cdot 10^{-8} z_c}{\sqrt{U_{\partial}}} = \frac{5,04 \cdot 10^{-8} \cdot 0,01}{\sqrt{4,36}} = 2,41 \cdot 10^{-10} \text{ с;}$$

$$\tau_{a0} = \zeta \frac{1,68 \cdot 10^{-8} (z_{\partial} - z_c)}{\sqrt{U_{\partial}}} = 0,24 \frac{1,68 \cdot 10^{-8} \cdot 0,03}{\sqrt{4,36}} = 0,58 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

Пример 2. Расчет входного сопротивления триода СВЧ. Рассчитать входное активное сопротивление для лампы с данными, приведенными в примере 1 для частоты $f = \omega/2\pi = 1000$ МГц (частота, на которой лампа является эффективным усилителем). В схеме с общим катодом дополнительно к данным примера 1 укажем, что крутизна лампы по катодному току, равная в данном случае (триод с отрицательной сеткой) крутизне по анодному току, имеет значение $S = 6,0 \cdot 10^{-3}$ А/В.

По найденному в примере 1 значению времени пролета катод — сетка определяем соответствующий угол пролета

$$\zeta_{c0} = \omega \tau_{c0} = 2\pi \cdot 10^3 \cdot 2,41 \cdot 10^{-10} = 0,482\pi \approx 0,5\pi.$$

Далее находим значение отношений $z_0/z_c = (z_a - z_c)/z_c = 3$ и $E_a/U_{\partial 01} = 56$ и по ним из кривой рис. 2.4 определяем $f = 2,3$. Так как выводы рассматриваемого типа лампы выполнены в виде дисков и входят при включении лампы непосредственно в резонатор, как составные его части, то входное сопротивление лампы определяется только проводимостью G . При этом на основании (2.14) получим

$$R_{\text{вх}} = \frac{1}{G} = \frac{1}{0,05 f S_{\text{к}} \zeta_{c0}^2} = \frac{1}{0,05 \cdot 2,3 \cdot 6,0 \cdot 10^{-3} \cdot 0,5^2 \pi^2} = 590 \text{ Ом.}$$

Рассчитанное значение входной активной проводимости будет определять поведение лампы в схеме с общим катодом. Если же включать лампу в схему с общей сеткой, то сеточная цепь окажется нагруженной не только активным током смещения из пространства катод — сетка, но и активной составляющей электронного тока, поступающего из анодной цепи. Для частоты 1000 МГц, когда $\zeta_{c0} = 0,5\pi$, на основании (2.31) и кривой рис. 1.2 получим

$$R'_{\text{вх}} = \frac{1}{S_{\text{к}} \Phi_1(\zeta_{c0})} \approx \frac{1}{S_{\text{к}}} = \frac{1}{60 \cdot 10^{-3}} = 170 \text{ Ом.}$$

Результат показывает, что на частоте 1000 МГц выгоднее применять данную лампу в схеме с общим катодом.

Однако если перейти, например, к частоте 3000 МГц, то результат получится обратный, что объясняется особенностями поведения схемы с общей сеткой при повышении частоты. Так как $R_{вх} \sim 1/\zeta_{с0}^2$, то при $\zeta_{с0} = 1,5\pi$ получим

$$R_{вх} = 590 \left(\frac{0,5\pi}{1,5\pi} \right)^2 \approx 66 \text{ Ом.}$$

В схеме с общей сеткой для 3000 МГц имеем $\varphi_1 = 0,45$ и входное активное сопротивление

$$R'_{вх} = \frac{1}{S\varphi_1(\zeta_{с0})} = \frac{1}{6,0 \cdot 10^{-3} \cdot 0,45} \approx 370 \text{ Ом.}$$

т. е. почти в шесть раз больше, чем в схеме с общим катодом.

Пример 3. Расчет входной проводимости усилительной лампы СВЧ, определяемой катодным выводом. Рассчитать входное активное сопротивление лампы с катодным выводом длиной $l = 1,0$ см и диаметром $d = 0,03$ см на частоте $f = \omega/2\pi = 300$ МГц, когда величиной $G = 0,05\sqrt{S_{к\zeta_{с0}}}$ можно пренебречь по сравнению с проводимостью, обусловленной индуктивностью вывода. Крутизна лампы по катодному току и входная динамическая емкость соответственно равны $S = 6,0 \cdot 10^{-3}$ А/В и $C_d = 3,0$ см.

По (2.19) находим индуктивность катодного вывода

$$L_{к} = 2l \left(\ln \frac{4l}{d} - 1 \right) = 2 \cdot 1,0 \left(\ln \frac{4 \cdot 1,0}{0,03} - 1 \right) = 7,8 \text{ см.}$$

Зная $L_{к}$, на основании (2.17) и пренебрегая величиной G , получим

$$R_{вх} = \frac{10^9 \cdot 9 \cdot 10^{11}}{\omega^2 L_{к} C_d S_{к}} = \frac{10^9 \cdot 9 \cdot 10^{11}}{4\pi^2 3^2 \cdot 10^{16} \cdot 7,8 \cdot 3,0 \cdot 6,0 \cdot 10^{-3}} \approx 1800 \text{ Ом.}$$

Пример 4. Расчет комплексной крутизны триода СВЧ. Рассчитать модуль и фазовый угол комплексной крутизны лампы с данными, приведенными в примерах 1 и 2, при рабочей частоте $f = \omega/2\pi = 1000$ МГц.

На основании рассчитанных в примере 1 значений времени пролета находим

$$\zeta_{с0} = \omega \tau_{с0} = 2\pi \cdot 10^9 \cdot 2,41 \cdot 10^{-10} = 0,482\pi; \quad \}$$

$$\zeta_{а0} = \omega \tau_{а0} = 2\pi \cdot 10^9 \cdot 0,58 \cdot 10^{-10} = 0,116\pi.$$

В данном случае $\zeta_{с0} < \frac{3}{4}\pi$ и $\zeta_{а0} < \pi/2$. Поэтому, можно воспользоваться (2.27) и (2.28). Они дают

$$|M_{s1}| = \frac{\sin \frac{\zeta_{а0}}{2}}{\zeta_{а0}} S = \frac{\sin \frac{0,116\pi}{2}}{\frac{0,116\pi}{2}} 6,0 \cdot 10^{-3} \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ А/В.}$$

$$\Psi_s = -(0,37\zeta_{с0} + 0,625\zeta_{а0}) = -(0,37 \cdot 0,482\pi + 0,625 \cdot 0,116\pi) \approx -0,25\pi.$$

Пример 5. Расчет к. п. д. триода СВЧ в режиме колебаний первого рода. Рассчитать изменение к. п. д. при переходе от низких частот, когда $\cos \Psi_s = 1$, к частоте $f = 3000$ МГц для лампы с данными: расстояние катод — сетка $z_c = 0,007$ см, расстояние катод — анод $z_a = 0,028$ см и коэффициент усиления $\mu = 40$ ($D = 1/\mu = 0,025$) при режиме питания: напряжение смещения на сетке $E_c = 0$ и анодное напряжение $E_a = 350$ В.

По (3.5) курса ЭЛ определяем действующий потенциал сетки, причем для рассматриваемого типа лампы с плоскими электродами $\kappa = (z_a/z_c)^{4/3}$. Тогда получим

$$U_\partial = \frac{U_c + DU_a}{1 + \kappa D} = \frac{0,025 \cdot 350}{1 + \left(\frac{0,028}{0,007}\right)^{4/3} \cdot 0,25} = 7,5 \text{ В.}$$

Зная значение U_∂ , по (2.3) и (2.6) можно [рассчитать времена пролета электронов между электродами. В (2.6) входит коэффициент ζ , величину которого для имеющегося в данном случае отношения $U_a/U_\partial = 46,7$ на основании кривой рис. 2.3 можно принять равной $\zeta = 0,25$. Используя эти формулы, получим

$$\tau_{co} = \frac{5,04 \cdot 10^{-8} z_c}{\sqrt{U_{\partial 1}}} = \frac{5,04 \cdot 10^{-8} \cdot 0,007}{\sqrt{7,5}} = 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ с;}$$

$$\tau_{ao} = \frac{1,68 \cdot 10^{-8} (z_a - z_c)}{\sqrt{U_{\partial 1}}} = 0,25 \frac{1,68 \cdot 10^{-8} (0,028 - 0,007)}{\sqrt{7,5}} = 0,32 \cdot 10^{-10} \text{ с.}$$

На основании найденных значений времен пролета для частоты $f = 3000$ МГц получим следующие величины углов пролета между катодом и сеткой и анодом:

$$\zeta_{co} = 2\pi f \tau_{co} = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^9 \cdot 1,3 \cdot 10^{-10} = 2,5;$$

$$\zeta_{ao} = 2\pi f \tau_{ao} = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^9 \cdot 0,32 \cdot 10^{-10} = 0,6,$$

Полученные значения углов пролета $\zeta_{co} = 2,5 < \frac{3}{4}\pi$, $\zeta_{ao} = 0,6 < \pi/2$ указывают на возможность применения формулы (2.28а). Используя ее при $\zeta_0 = 0$, найдем

$$\Psi_s = -(0,37 \cdot 2,5 + 0,625 \cdot 0,6) = -1,3.$$

Зная величину Ψ_s , на основании (2.30) найдем падение к. п. д. лампы при переходе от низких частот к частоте $f = 3000$ МГц:

$$\eta' / \eta = \cos \Psi_s = \cos (-1,3) = 0,267.$$

Приведенный расчет, справедливый для режима колебаний первого рода, показывает, что влияние фазового угла комплексной крутизны может значительно изменить к. п. д. лампы.

ГЛАВА 3

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ПРОЦЕССОВ В ЛАМПАХ СВЧ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ ТОКОМ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ

§ 3.1. Особенности нелинейного режима и методика исследования процессов в лампах при этом режиме

Приведенные в гл. 2 расчеты основаны на предположении, что переменные составляющие напряжений и токов в лампе достаточно малы по сравнению с постоянными составляющими и потому их влиянием можно пренебречь. Рассматривать явления в электронных лампах при нелинейном режиме нельзя на

основе уравнений (1.11)—(1.13) и при последующем их упрощении путем пренебрежения произведениями переменных и соответствующими им высшими гармоническими как величинами второго порядка малости.

При усилении большого сигнала и соответственно работе с отсечкой тока его переменная составляющая содержит кроме основной еще и высшие гармоники частоты сигнала, а постоянная составляющая тока зависит от значения переменного тока. При этом нельзя оперировать как параметром лампы величиной постоянной составляющей времени пролета электронов τ_0 , которая рассчитывается при отсутствии сигнала и вокруг которой при малом сигнале колеблется значение полного времени пролета τ . При работе с отсечкой тока в отсутствии сигнала лампа заперта и электроны в ней не движутся. При включении напряжения возбуждения лампа в течение части периода сигнала открывается и электроны перемещаются в лампе с разными временами пролета τ ; поэтому введение постоянной составляющей не имеет смысла. Однако, как будет показано далее, при усилении большого сигнала и наличии отсечки тока для характеристики эффективности процессов в лампе можно вводить аналогичные постоянному углу пролета обобщенные параметры, которые определяются расстояниями между электродами, частотой сигнала и значениями подводимых напряжений.

Нелинейные явления в лампах с электростатическим управлением током при сверхвысоких частотах были рассмотрены в работах В. Е. Никольского, Л. А. Котоминой, М. С. Неймана, Л. С. Бермана, Г. С. Рамма. Критическое рассмотрение этих работ и указание на ряд других приведено в [6].

Так как в цепях лампы включены резонаторы, настроенные на частоту усиливаемого сигнала, то гармониками напряжения основной частоты на электродах обычно пренебрегают. Такое квазилинейное приближение будет принято и здесь. Однако не будет приниматься аналогичное допущение о гармоническом составе поля у катода.

§ 3.2. Ток катода лампы СВЧ при работе с отсечкой тока

Особенности работы катода при сверхвысоких частотах определяются влиянием емкости между катодом и сеткой. Ток, проходящий через эту емкость при небольших частотах, представляет собой малую величину, и его влиянием можно пренебречь по сравнению с током, поставляемым к сетке электронами. При сверхвысоких частотах проводимость емкости резко возрастает.

Полный ток в любом сечении электронного потока в пространстве между катодами и сеткой представляет собой сумму токов проводимости и смещения. Однако при ограничении тока объемным зарядом, что является условием нормальной работы

катода, поле равно нулю, следовательно, ток смещения также равен нулю, а полный ток должен поставляться у катода только перемещением электронов.

Далее по направлению к сетке поле не равно нулю, появляется ток смещения, а ток проводимости падает. Но необходимость получения у катода тока проводимости, равного полному току, требует выбора величины эмиссии катода с учетом тока через емкость катод—сетка $C_{кс}$. Если переменное напряжение на первой (управляющей) сетке $u_{c1} = U_{mc} \sin \omega t$, то ток через эту емкость

$$i_{c_{кс}} = C_{кс1} \frac{du_{c1}}{dt} = \omega C_{кс1} U_{mc} \cos \omega t. \quad (3.1)$$

При достаточно низких частотах, когда током $i_{c_{кс}}$ можно пренебречь, электронный ток у катода при переменном напряжении на сетке $u_{c1} = U_{mc} \sin \omega t$ и напряжении смещения E_{c1} можно определить из выражения (см. курс ЭЛ)

$$I_k = \frac{2}{3} S_k (AU_{mc} \sin \omega t + AE_{c1} + B), \quad (3.2)$$

где для триода $A = 1/(1 + \kappa D)$ и $B = (DU_a)/(1 + \kappa D)$, а для тетрода и пентода те же величины могут быть взяты из табл. 4.1 курса ЭЛ. Для триода с большим коэффициентом усиления ($D \ll 1$), тетрода или пентода можно принять приближению $B \approx \text{const}$.

Для часто встречающегося на практике случая колебаний второго рода угол отсечки $\theta = \pi/2$, что соответствует в (3.2) значению $AE_{c1} + B = 0$. Тогда формулу (3.2) можно переписать в виде

$$i_k = \frac{2}{3} S_k AU_{mk} \sin t, \quad (3.2a)$$

где значения t должны быть ограничены положительной величиной t_k , т. е. определены неравенством $0 < \omega t < \pi$.

Сопоставляя (3.1) и (3.2a), можно установить, что соотношение между амплитудами токов, определяемых законом степени трех вторых и емкостью, катод—управляющая сетка задается отношением $\frac{2}{3} S_k A / \omega C_{кс1}$.

Используя данные табл. 4.2 курса ЭЛ применительно к точке максимального тока, соответствующей амплитудному значению катодного тока в (3.2a), примем $u_{c1} = U_{mc}$, тогда, учитывая равенство $AE_{c1} + B = 0$, получим

$$S_k = 3,51 \cdot 10^{-6} \frac{F_{c1}}{z_{c1}^2} A (AU_{mc})^{1/2}.$$

Для лампы СВЧ с выводами в виде широких поверхностей, входящих в колебательные контуры как их часть, емкость $C_{кс1}$

будет определяться емкостью между эмитирующей частью катода и сеткой. Она равна в фарадах $C_{кс1} = \frac{F_{с1}}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} z_{с1}}$. Далее, полагая значение проницаемости первой сетки D_1 малым, можно принять

$$A = 1/(1 + \kappa D_1) \approx 1,$$

где $\kappa = (z_{с2}/z_{с1})^{4/3}$, а $z_{с2}$ — расстояние катод — вторая сетка.

Подставляя найденные значения S_{κ} и $C_{кс1}$ в интересующее нас отношение и полагая $A \approx 1$, получим

$$\frac{2}{3} S_{\kappa} / (\omega C_{кс1}) = \frac{1,4}{q_c}, \quad (3.3)$$

где q_c — обобщенный сеточный параметр, характеризующий особенности процессов в области катод — управляющая сетка при сверхвысоких частотах и определяемый выражением

$$|q_c = 10^4 z_c / (\lambda \sqrt{U_{мс}}),$$

где z_c — длина волны λ в см, а $U_{мс}$ — в В.

Определив возможное соотношение амплитуд токов как функцию параметра q_c , можно сделать вывод, что условие $q_c \ll 1,4$ дает основание пренебрегать влиянием емкости катод — сетка $C_{кс1}$ на ток катода. Напротив, при $q_c > 1,4$ основное значение будет иметь ток через емкость.

3.2.1. Определение необходимого тока эмиссии катода и постоянной составляющей тока катода лампы при работе с отсечкой тока

Значение тока эмиссии катода должно быть выбрано с некоторым запасом. Поэтому для общего случая можно принять

$$I_s \geq 1,5 \left(\omega C_{кс1} + \frac{2}{3} S_{\kappa} \right) U_{мс}. \quad (3.4)$$

Что же касается постоянной составляющей тока, которая необходима для проектирования оксидного катода, то ее можно определить так. Как будет видно из излагаемого далее материала, в области сверхвысоких частот импульсы тока, проходящего через сетку, отличаются от формы тока катода в сторону их обострения, что увеличивает отношение первой гармоники тока к постоянной составляющей. Отсюда следует, что если принять это отношение таким же, как и для обычных радиочастот, то будет получен запас по постоянной составляющей тока катода. Обращаясь к формулам (5.38), (5.39) и (5.40) в 5.7:2 курса ЭЛ, для угла отсечки $\theta = \pi/2$ и коэффициента использования эмиссии катода $\beta = 0,5$ можно получить: $I_{ок}/I_s = 1,3\alpha_0/(1/\beta) \approx 0,20$.

Полагая, что это соотношение может быть использовано с некоторым запасом по постоянной составляющей катодного тока, и учитывая (3.4), будем иметь

$$I_{ок} \geq 0,31 \left(\omega C_{кс1} + \frac{2}{3} S_k \right) U_{mc}. \quad (3.5)$$

Отметим, что после проектирования оксидного катода по значению $I_{ок}$, полученному из (3.5), следует проверить по допустимой удельной эмиссии возможность обеспечения эмиссии, определяемой (3.4).

§ 3.3 Явления в пространстве катод — управляющая сетка

Процессы в пространстве катод — управляющая сетка лампы сверхвысоких частот определяются особенностями движения электронов в переменном поле при учете запаздывания электронов за счет конечного времени пролета. Простейшим из возможных методов рассмотрения этих процессов является расчет движения электронов без учета влияния объемного заряда, создаваемого движущимися электронами. Преимуществом такого подхода к явлению в пространстве катод — управляющая сетка является простота анализа. К сожалению, получающееся приближение является недостаточным. В указанных ранее работах и обзоре [6] нелинейный анализ процессов основан на использовании численных методов, которые позволяют учесть влияние объемного заряда электронов. Однако здесь будет использована другая возможность: применение приближенной аналитической теории, преимуществом которой является более общее описание физики протекающих процессов.

3.3.1. Расчет движения электронов в пространстве катод — управляющая сетка без учета влияния объемного заряда

Полагая в случае триода большой коэффициент усиления, т. е. малую проницаемость сетки, можно как для триода, так и для тетрода считать, что переменная составляющая действующего потенциала определяется только переменным напряжением на сетке, т. е. $U_{\partial 1\sim} = AU_{mc} \sin \omega t \approx U_{mc} \sin \omega t$.

Если принять, что постоянная составляющая этого потенциала $U_{\partial 01} = 0$, то будут иметь место условия, соответствующие углу отсечки $\theta = \pi/2$ при обычных радиочастотах. Отсюда следует, что величина $U_{\partial 1\sim}$ полностью определяет поле в рассматриваемом пространстве, и можно написать следующее уравнение движения для электронов при плоских параллельных электродах:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = e \frac{U_{mc}}{z_{e1}} \sin \omega t, \quad (3.6)$$

где e и m — заряд и масса электрона; z_{e1} — расстояние катод — первая сетка.

Интегрируя (3.6) один и два раза в пределах от момента начала движения рассматриваемого слоя электронов t_0 до текущего времени t , получим выражения для скорости и пути электрона

$$\frac{dz}{dt} = \frac{eU_{mc}}{m\omega z_{c1}} F_1(\omega t_0, \omega t) = 9,3 \cdot 10^3 \frac{U_{mc}\lambda}{z_{c1}} F_1(\omega t_0, \omega t), \quad (3.7)$$

$$z = \frac{eU_{mc}}{m\omega^2 z_{c1}} F_2(\omega t_0, \omega t) = 4,95 \cdot 10^{-8} \frac{U_{mc}\lambda^2}{z_{c1}} F_2(\omega t_0, \omega t), \quad (3.8)$$

где U_{mc} — амплитуда напряжения на сетке, В; z_{c1} — расстояние катод — сетка, см; λ — длина волны, см.

Функции

$$F_1(\omega t_0, \omega t) = \cos \omega t_0 - \cos \omega t, \quad (3.7a)$$

$$F_2(\omega t_0, \omega t) = (\omega t - \omega t_0) \cos \omega t_0 + \sin \omega t_0 - \sin \omega t \quad (3.8a)$$

представляют собой приведенные безразмерные значения скорости и пути электронов. Графики функции $F_2(\omega t_0, \omega t)$ при различных значениях параметра ωt_0 , взятых через 30° , приведены на рис. 3.1.

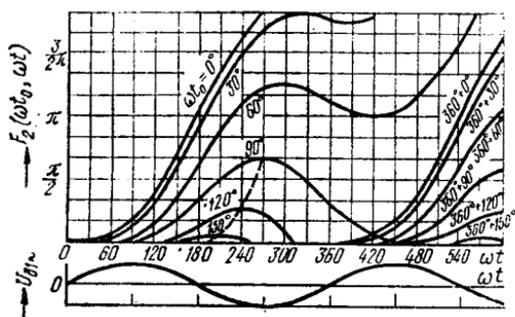


Рис. 3.1. Графики безразмерных значений пути электронов для разных ωt_0

Из рисунка видно, что чем больше значение ωt_0 (в пределах периода), тем медленнее движется электрон. При больших значениях параметра ωt_0 изменение знака поля между электродами затормаживает электрон и направляет его к катоду. В диапазоне обычных радиочастот приведенный путь электрона столь мал,

что электроны, покидающие катод с любыми фазами в пределах угла отсечки анодного тока (от $\omega t_0 = 0$ до $\omega t_0 = 180^\circ$), достигают сетки. Практически можно ограничиться прохождением той части импульса, которая определяется границами значений $\omega t_0 = 0$ и $\omega t_0 = 150^\circ$. Соответствующее этому максимальное значение функции $F_2(\omega t_0, \omega t) = 0,092$ при подстановке в (3.8) и $z = z_{c1}$ дает возможность задать величину z_{c1} неравенством

$$z_{c1} \leq 6,75 \cdot 10^{-5} \lambda \sqrt{U_{mc}}. \quad (3.9)$$

Соответствующее такому выбору z_{c1} значение обобщенного параметра $q_c = 10^4 \frac{z_{c1}}{\lambda \sqrt{U_{mc}}} \leq 0,675 \leq 1,4$. Таким образом, соотноше-

ние (3.9) практически обеспечивает не только прохождение всех электронов, но и условия, когда катодный ток определяется законом степеней трех вторых и может быть рассчитан по (3.2а). Поэтому соотношение (3.9) дает также ограничение, определяющее возможность применения аналитического расчета гл. 5 курса ЭЛ.

Как видно из рис. 3.1, при увеличении параметра q_c и соответственно приведенного безразмерного пути электронов, равного при $z=z_{c1}$ на основании (3.8) $F_2(\omega t_0, \omega t) = 0,20q_c$, все большее число электронов не успевает пройти сквозь сетку и возвращается на катод. Если ограничиться прохождением электронов, вылетающих из катода в пределах от $\omega t_0 = 0$ до $\omega t_0 = \pi/2$, то этому будет соответствовать, как следует из рис. 3.1, значение функции $F_2(\omega t_0, \omega t) = 2,1$. Тогда вместо (3.9) будем иметь: $z_{c1} \ll 3,2 \cdot 10^{-4} \lambda \times \sqrt{U_{mc}}$, а величина обобщенного сеточного параметра $q_c \ll 3,2$. Если принять, что электроны выходят из катода в течение положительного полупериода переменного потенциала управляющей сетки, т. е. принять электронный ток катода и переменный потенциал сетки совпадающими по фазе, то значение $q_c = 3,2$ будет соответствовать случаю, когда половина электронов, выходящих из катода, возвращается назад. Этот случай можно принять предельным для удовлетворительной работы лампы. Однако при столь больших значениях q_c нельзя не учитывать влияние емкостного тока и нет оснований полагать совпадение фаз у сеточного напряжения и электронного тока катода. Напомним результат, полученный в § 1.5 для малосигнальной теории, где было установлено опережение полного тока диода по отношению к подведенному переменному напряжению на угол $0,3\xi_0$. Так как по условиям проводимого при этом анализа поле у катода равно нулю, то полный ток равен электронному току катода и последний тоже опережает переменное напряжение на тот же угол.

При рассмотрении нелинейного режима обычно предполагают, что к моменту, когда переменный потенциал становится положительным, пространство между катодом и сеткой становится свободным от электронов и поле у катода для рассматриваемого случая плоских электродов будет определяться подведенной разностью потенциалов, деленной на расстояние катод — управляющая сетка. Однако следует иметь в виду, что появление электронного объемного заряда между катодом и сеткой создаст между этими электродами комплексное сопротивление, реактивная составляющая которого определяется углом пролета электронов ξ . При этом фаза переменного напряжения будет изменяться вдоль расстояния катод — сетка, а испускание электронов катодом будет определяться полем вблизи катода, фаза которого не совпадает с фазой переменного напряжения на управляющей сетке. Этот вопрос будет подробно обсужден далее при рассмотрении влияния объемного заряда.

3.3.2. Приближенная нелинейная теория, учитывающая влияние объемного заряда

В указанных ранее работах и обзоре [6] учет влияния объемного заряда основан на расчете напряженности электрического поля, создаваемого движущимися электронными слоями, движение которых рассчитывается с учетом этого поля. Однако возможен и другой подход к рассмотрению влияния объемного заряда, при котором, как и в малосигнальной теории, используются уравнения, определяемые заданной формой изменения полного тока [1, 3]. Изложение этого метода начнем с предположения, что импульс электронного тока катода может соответствовать углу отсечки $\theta = \pi/2$ и определяться выражением

$$i_e = I_m \cos \omega t, \quad (3.10)$$

где ωt изменяется в пределах от $\omega t = -\pi/2 + 2\pi n$ до $\omega t = +\frac{\pi}{2} + 2\pi n$ ($n=0, 1, 2, 3, \dots$). Соответствующая периодическая функция с непрерывным изменением ωt может быть получена путем разложения (3.10) в ряд Фурье [7]:

$$i_e = \frac{2}{\pi} I_m \left(\frac{1}{2} + \frac{\pi}{4} \cos \omega t + \frac{1}{3} \cos 2\omega t - \frac{1}{15} \cos 4\omega t + \right. \\ \left. + \frac{1}{35} \cos 6\omega t + \dots \right); \quad (3.10a)$$

здесь разложение ограничено шестой гармоникой, а восьмая и следующие четные гармоники опущены за их малостью.

Полный ток в течение промежутка времени от $\omega t = -\pi/2 + 2\pi n$ до $\omega t = +\pi/2 + 2\pi n$, когда катод испускает электроны и напряженность поля у катода равна нулю, определяется электронным током катода и больше нуля. Это значит, что нет перерыва одних электронов другими и можно полагать, что поток электрического поля через слой электронов, ушедших от катода в момент времени t_0 , определяется электронным объемным зарядом между рассматриваемым слоем и катодом. Этот заряд образуется из электронов, покидающих катод за время движения слоя τ . Значение заряда будет равно

$$Q = \int_0^{\tau} i_e dt.$$

Подставляя значение i_e из (3.10a), интегрируя и учитывая равенство $EF = Q/\epsilon_0$, где E — напряженность электрического поля; F — площадь сечения электродов, принимаемых плоскими и парал-

лельными; ε_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, равная $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, можно получить

$$E = \frac{2I_m}{\pi\varepsilon_0 F \omega} f_1(\omega t_0 \zeta) = 38,2 \frac{I_m \lambda^2}{F} f_1(\omega t_0); \quad (3.11)$$

здесь I_m в А; λ в см; F в см² и E в В/см, а функция $f_1(\omega t_0, \zeta)$ равна

$$\begin{aligned} f_1(\omega t_0, \zeta) = & \frac{1}{2} \zeta + \frac{\pi}{4} [\sin(\omega t_0 + \zeta) - \sin \omega t_0] + \\ & + \frac{1}{6} [\sin 2(\omega t_0 + \zeta) - \sin 2\omega t_0] - \frac{1}{60} \times \\ & \times [\sin 4(\omega t_0 + \zeta) - \sin 4\omega t_0] + \frac{1}{210} [\sin 6(\omega t_0 + \zeta) - \sin 6\omega t_0] + \dots, \end{aligned} \quad (3.11a)$$

где $\zeta = \omega\tau = \omega t - \omega t_0$ — угол пролета.

Обращаясь к уравнению движения $m \frac{dv}{dt} = eE$, подставляя в него значение E из (3.11) и интегрируя один и два раза, можно получить следующие выражения для скорости и пути электронов в см/с и см соответственно:

$$v = \frac{2e}{m} \frac{I_m}{\pi\varepsilon_0 F \omega^2} f_2(\omega t_0, \zeta) = 3,56 \cdot 10^5 \frac{I_m \lambda^2}{F} f_2(\omega t_0, \zeta), \quad (3.12)$$

где

$$\begin{aligned} f_2(\omega t_0, \zeta) = & \frac{\zeta}{4} - \left[\frac{\pi}{4} \sin \omega t_0 + \frac{1}{6} \sin 2\omega t_0 - \right. \\ & \left. - \frac{1}{60} \sin 4\omega t_0 + \frac{1}{210} \sin 6\omega t_0 + \dots \right] \zeta - \frac{\pi}{4} [\cos(\omega t_0 + \zeta) - \\ & - \cos \omega t_0] - \frac{1}{12} [\cos 2(\omega t_0 + \zeta) - \cos 2\omega t_0] + \frac{1}{240} [\cos 4(\omega t_0 + \zeta) - \\ & - \cos 4\omega t_0] - \frac{1}{1260} [\cos 6(\omega t_0 + \zeta) - \cos 6\omega t_0] + \dots \end{aligned} \quad (3.12a)$$

и

$$z = \frac{e}{m} \frac{I_m}{\pi\varepsilon_0 F \omega^3} f_3(\omega t_0, \zeta) = 9,46 \cdot 10^{-7} \frac{I_m \lambda^3}{F} f_3(\omega t_0, \zeta), \quad (3.13)$$

где

$$\begin{aligned}
 f_3(\omega t_0, \zeta) = & \frac{\zeta^3}{6} - \left[\frac{\pi}{4} \sin \omega t_0 + \frac{1}{6} \sin 2\omega t_0 - \right. \\
 & - \frac{1}{60} \sin 4\omega t_0 + \frac{1}{210} \sin 6\omega t_0 + \dots \left. \right] \zeta^2 + \left[\frac{\pi}{2} \cos \omega t_0 + \right. \\
 & + \frac{1}{6} \cos 2\omega t_0 - \frac{1}{120} \sin 4\omega t_0 + \frac{1}{630} \cos 6\omega t_0 + \dots \left. \right] \zeta - \\
 & - \frac{\pi}{2} [\sin(\omega t_0 + \zeta) - \sin \omega t_0] - \frac{1}{12} [\sin 2(\omega t_0 + \zeta) - \\
 & - \sin 2\omega t_0] + \frac{1}{480} [\sin 4(\omega t_0 + \zeta) - \sin 4\omega t_0] - \\
 & - \frac{1}{3780} [\sin 6(\omega t_0 + \zeta) - \sin 6\omega t_0] + \dots \quad (3.13a)
 \end{aligned}$$

На рис. 3.2, а, б, в даны рассчитанные значения функции $f_1(\omega t_0, \zeta)$, $f_2(\omega t_0, \zeta)$ и $f_3(\omega t_0, \zeta)$ в области $-\frac{\pi}{2} < \omega t_0 + \zeta < \frac{\pi}{2}$, причем в качестве параметра взяты значения ωt_0 через $\pi/6$.

Обратимся к рис. 3.2, а, который показывает изменение напряженности электрического поля E в зависимости от текущего

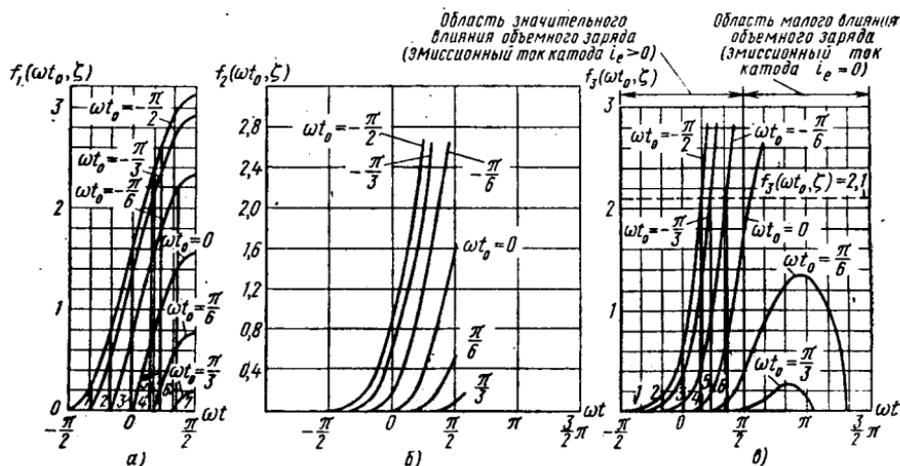


Рис. 3.2. Изменение потока электрического поля через электронный слой в зависимости от угла пролета ζ_0 при заданном моменте вылета электронов из катода ωt_0 в области значительного влияния объемного заряда (эмиссионный ток катода $i_e > 0$) (а); изменение безразмерной скорости электронов в зависимости от угла пролета ζ при заданном моменте вылета электронов из катода ωt_0 в области значительного влияния объемного заряда (эмиссионный ток катода $i_e > 0$) (б); графики безразмерного пути электронов при разных значениях момента вылета из катода ωt_0 (в)

времени t для разных слоев электронов, вышедших из катода в заданные моменты времени t_0 .

Из рис. 3.2, б следует, что переменные скорости электронных слоев нарастают в поле тем медленнее, чем позднее вышел слой из катода; рис. 3.2, в показывает величину приведенного безразмерного пути $f_3(\omega t_0, \zeta)$, проходимого разными электронными слоями.

Отметив, что полученные результаты справедливы в области $-\frac{\pi}{2} < \omega t_0 + \zeta < +\frac{\pi}{2}$ и расчет движения электронных слоев в остальной части периода должен быть сделан дополнительно, укажем, что для их использования необходимо знание величины I_m . Последняя зависит от амплитуды переменного напряжения на управляющей сетке U_{mc} , которую следует определить.

Обращаясь к (3.11), для переменной разности потенциалов между катодом и плоскостью управляющей сетки, т. е. для действующего потенциала сетки можем написать

$$u_{\partial} = \int_0^{z_{c1}} E dz = 38,2 \frac{I_m \lambda}{F} \int_0^{z_{c1}} f_1(\omega t_0, \zeta) dz \approx \\ \approx 38,2 \frac{I_m \lambda}{F} \sum_i \frac{f_1(\omega t_0, \zeta) + f_1[\omega t_0(i+1), \zeta]}{2} \Delta_i z_{c1}. \quad (3.14)$$

В этом выражении интеграл заменен суммированием разностей потенциалов на участках между соседними слоями со значениями потока поля через слои:

$$E_i = 38,2 \frac{I_m \lambda}{F} f_1(\omega t_{0i}, \zeta) \quad \text{и} \quad E_{i+1} = 38,2 \frac{I_m \lambda}{F} f_1[\omega t_0(i+1), \zeta],$$

причем протяженность участка между слоями определяется $\Delta_i z_{c1}$, где $\Delta_i < 1$.

Если задаться моментом времени $\omega t = \text{const}$, для которого определяется значение $u(t)$, то на основании рис. 3.2, а можно найти величину $f_1(\omega t_{0i}, \zeta)$ для каждого слоя. Для определения же расположения слоев и, следовательно, величины $\Delta_i z_{c1}$ следует обратиться к рис. 3.2, в. Проводя на этом рисунке вертикальную линию, соответствующую выбранному значению $\omega t = \text{const}$, можно найти по ее пересечению с кривой приведенного безразмерного пути величину функции $f_3(\omega t_{0i}, \zeta)$. Обозначая максимальное значение этой функции, соответствующее достижению слоем плоскости сетки $f_3(\omega t_0, \zeta)_{\text{max}} = C$, определим соотношение

$$\delta_i = \frac{z}{z_{c1}} = \frac{f_3(\omega t_0, \zeta)}{C},$$

показывающее, какую часть z_{c1} прошел слой. При этом расстояние между соседними слоями

$$\Delta_i z_{c1} = [\delta_{(i+1)} - \delta_i] z_{c1} = \frac{f_3[\omega t_0(i+1), \zeta] - f_3(\omega t_{0i}, \zeta)}{C} z_{c1}.$$

Если обозначить

$$\sum_i \frac{f_1(\omega t_{0i}, \zeta) + f_1[\omega t_{0(i+1)}, \zeta]}{2} \{f_3[\omega t_{0(i+1)}, \zeta] - f_3(\omega t_{0i}, \zeta)\} = D(t),$$

то (3.14) примет вид

$$u_{\theta} = 38,2 \frac{I_m \lambda}{F} \frac{z_{c1}}{C} D(t). \quad (3.14a)$$

Выберем, как и при расчете без учета влияния объемного заряда, максимальное значение приведенного безразмерного пути для

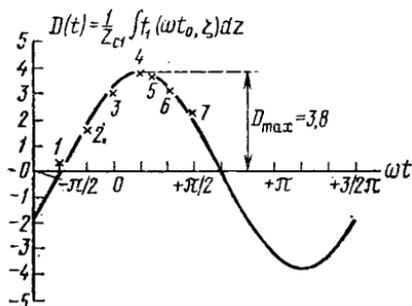


Рис. 3.3. К расчету значений величины $D(t)$, определяющих кривую изменения действующего потенциала сетки

предельного случая использования лампы $C=2,1$. Расчет величины $D(t)$ при этом значении C в интервале $-\pi/2 < \omega t_0 + \zeta < +\pi/2$ приведен на рис. 3.3 для точек, отмеченных вертикальными линиями на рис. 3.2, a и b^* . Полученные значения показаны на рисунке крестиками, причем на том же рисунке приведена кривая изменения $D(t)$, соответствующая синусоидальному изменению действующего потенциала сетки. Как видно из сопоставления расчетных точек и синусоидальной кривой, с достаточ-

ной степенью точности подтверждается соответствие этой кривой принятой форме изменения электронного тока катода, т. е. наличие угла отсечки $\theta = \pi/2$.

Сопоставляя кривую $D(t)$ рис. 3.3 с (3.10), можем прийти к выводу, что действующее напряжение управляющей сетки запаздывает по фазе по отношению к электронному току катода и равно ему в рассматриваемой области $-\pi/2 < \omega t_0 + \zeta < +\pi/2$ полному току или, что то же самое, полный ток опережает по фазе действующее напряжение. Как видно из рис. 3.3, величина фазового угла опережения полного тока по отношению к действующему напряжению для рассматриваемого случая $C=2,1$ равна $\pi/6$. Из рис. 3.2, b следует, что для $C=2,1$ угол пролета электронных слоев, достигающих плоскости сетки, лежит в пределах $\frac{\pi}{2} < \zeta < \frac{2}{3}\pi$. При этом значение фазового угла опережения $\pi/6$ согласуется с результатом малосигнальной теории, определяющей этот угол $0,3\zeta$. Заметим, что поле у катода, определяющее эмиссию электронов, сохраняет синфазность с полным током. Дейст-

* Отметим, что в случаях, когда нет слоя в плоскости сетки, поле у сетки можно принимать равным полю ближайшего к сетке слоя.

вительно, из выражения (3.11а) следует, что составляющая поля частоты ω будет равна

$$E_{\omega} = 38,2 \frac{I_m \lambda}{F} \frac{\pi}{4} [\sin(\omega t_0 + \zeta) - \sin \omega t_0] = \\ = 60 \frac{I_m \lambda}{F} \sin \frac{\zeta}{2} \cos(\omega t_0 - \zeta/2)$$

и при малых ζ фаза поля у катода будет близка к фазе основной составляющей полного тока, определяемой (3.10а) при $t=t_0$.

Проведенный расчет величины $D(t)$ позволяет найти и значение амплитуды действующего потенциала $U_{m\partial}$, которую при проникаемости управляющей сетки $D_1 \ll 1$ можно принять равной амплитуде переменного напряжения на сетке, т. е.

$$U_{m\partial} = U_{mc} / (1 + D_1) \approx U_{mc}.$$

На основании (3.14а) величина U_{mc} определится по максимальному значению D_{\max} выражением

$$U_{mc} = 38,2 \frac{I_m \lambda}{F} \frac{D_{\max}}{C} z_{c1}.$$

Отсюда значение амплитуды плотности полного тока

$$\frac{I_m}{F} = 2,62 \cdot 10^{-2} \frac{U_{mc}}{\lambda z_{c1}} \frac{C}{D_{\max}}.$$

Подставляя найденное значение I_m/F в (3.13), получим

$$z = 2,48 \cdot 10^{-8} \frac{U_{mc} \lambda^2}{z_{c1}} \frac{C}{D_{\max}} f_3(\omega t_0, \zeta). \quad (3.136)$$

Если принять $z = z_{c1}$, когда $f_3(\omega t_0, \zeta) = C$, и учесть, что обобщенный сеточный параметр $q_c = 10^4 \frac{z_{c1}}{\lambda \sqrt{U_{mc}}}$, то можно получить для него следующее выражение:

$$q_c = 1,57 \frac{C}{\sqrt{D_{\max}}}.$$

При $C = 2,1$, обращаясь к рис. 3.3, имеем $D_{\max} = 3,8$ и получим для рассчитываемого режима $q_c = 1,7$.

Обратимся теперь к расчету движения электронных слоев за область $-\frac{\pi}{2} < \omega t_0 + \zeta < +\frac{\pi}{2}$. Здесь катод уже не испускает электроны и поле у катода не равно нулю, а это значит, что поток электрического поля от объемного заряда распространяется не только по направлению к сетке, но и по направлению к катоду. Если учесть, что при $\omega t_0 + \zeta = \pi/2$ значительная часть излу-

ченных катодом электронных слоев покинула пространство катод — сетка и слой с $\omega t_0 = 0$ находится у сетки, то можно обоснованно полагать малое влияние поля объемного заряда. Это дает основание пренебречь в области $\frac{\pi}{2} < \omega t < \frac{3}{2}\pi$ влиянием объемного заряда и рассчитывать движение электронных слоев, применяя уравнения типа (3.7) и (3.8) с учетом начальной скорости, определяемой (3.12) для момента $\omega t_0 + \zeta = \pi/2$:

$$v_0 = 3,56 \cdot 10^5 \frac{I_m \lambda^2}{F} f_2(\omega t_0, \zeta)_{\omega t_0 + \zeta = \pi/2} =$$

$$= 9,3 \cdot 10^3 \frac{U_{mc} \lambda}{z_{c1}} \frac{C}{D_{\max}} f_2(\omega t_0, \zeta)_{\omega t_0 + \zeta = \pi/2},$$

где использовано уже найденное значение I_m/F .

Со скоростью v_0 электроны начинают двигаться в электрическом поле, которое по принятому допущению будет определяться только сеточным напряжением. Обращаясь для рассчитываемого случая $C = 2,1$ к рис. 3.3 и обозначая переменное сеточное напряжение $U_{mc} \sin \omega t' = U_{mc} \sin(\omega t + \pi/3)$, определим момент поступления электронов в поле сетки значением аргумента $\omega t'_0 = \omega t + \pi/3 = \frac{5}{6}\pi$. Тогда по аналогии с (3.7) и (3.8) для скорости и пути электронов получим следующие выражения:

$$v' = 9,3 \cdot 10^3 \frac{U_{mc} \lambda}{z_{c1}} \frac{C}{D_{\max}} \left\{ \left[\frac{D_{\max}}{C} \left(\zeta' + \frac{\pi}{3} \right) - \frac{\sqrt{3}}{2} \right] + \right.$$

$$\left. + f_2(\omega t_0, \zeta)_{\omega t_0 + \zeta = \pi/2} \right\} \quad (3.76)$$

и

$$z' = 4,95 \cdot 10^{-3} \frac{U_{mc} \lambda^2}{z_{c1}} \frac{C}{D_{\max}} \left\{ \frac{D_{\max}}{C} \left[\frac{1}{2} - \frac{\sqrt{3}}{2} \zeta' - \cos(\zeta' + \pi/3) \right] + \right.$$

$$\left. + \zeta' f_2(\omega t_0, \zeta)_{\omega t_0 + \zeta = \pi/2} \right\}, \quad (3.86)$$

где $\zeta' = \omega t' - \omega t'_0$ — угол пролета электронов в поле сетки.

В правой части рис. 3.2, в, соответствующей области малого влияния объемного заряда, приведены графики безразмерного пути

$$z' / 4,95 \cdot 10^{-3} \frac{U_{mc} \lambda^2}{z_{c1}} \frac{C}{D_{\max}}$$

для слоев с $\omega t_0 = 0, \pi/6$ и $\pi/3$. Как видно из рисунка, слои с $\omega t_0 = \pi/6$ и $\pi/3$ останавливаются и возвращаются на катод. Отметим, что для определения точки изменения направления движения использовалось уравнение (3.76), в котором определялось значение ζ' при предположении $v_0 = 0$.

Сопоставим полученные результаты с результатами расчета в 3.3.1. Сравнивая 3.1 и 3.2, *в*, видим, что при одном и том же значении приведенного безразмерного пути $F_2(\omega t_0, \omega t)_{\max} = f_3(\omega t_0 \zeta) = C = 2,1$ в обоих случаях только половина электронов, испускаемых катодом при угле отсечки катодного электронного тока $\theta = \pi/2$, проходит сквозь плоскость управляющей сетки. Однако равному значению приведенного безразмерного пути соответствуют разные значения обобщенного сеточного параметра q_c , а именно: в случае расчета без учета влияния объемного заряда $q_c = 3,2$, тогда как при учете этого влияния $q_c = 1,7$. Этот результат непосредственно поясняется сопоставлением уравнений (3.8) и (3.13б). Для рассматриваемого случая при $C = 2,1$, когда $C/D_{\max} = 2,1/3,8 = 0,55$, влияние объемного заряда при одном и том же приведенном безразмерном пути уменьшает проходимое электронами расстояние приблизительно в четыре раза, что дает при подстановке $z = z_{c1}$ в указанные уравнения такое же соотношение между квадратами значений q_c . Таким образом, за счет влияния объемного заряда при угле отсечки катодного электронного тока $\theta = \pi/2$ половина испускаемых катодом электронов возвращается назад уже не при $q_c = 3,2$, а при достижении значительно меньшего значения этого параметра $q_c = 1,7$.

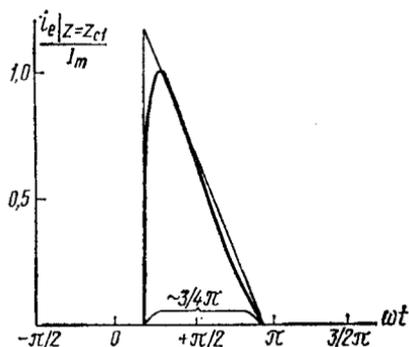


Рис. 3.4. Форма импульса электронного тока в плоскости управляющей сетки

Также существенным обстоятельством, характеризующим влияние объемного заряда, является опережение электронного тока катода по отношению к напряжению управляющей сетки по фазе.

Развиваемый здесь метод расчета явлений в пространстве катод — управляющая сетка проиллюстрирован на примере $f_3(\omega t_0, \zeta) = C = 2,1$. Однако его можно применять при любых значениях C , что и определяет его общность.

Рассмотрим теперь, как на основе приведенных расчетов определить значение электронного тока в плоскости сетки. Обращаясь к рис. 3.2, *в*, можно установить, что расстояние по оси ωt между кривыми соседних слоев с разными ωt_0 изменяется по мере перемещения слоев по направлению к сетке. Применяя закон сохранения заряда (см. приложение I), в приближенной форме можно записать

$$\Delta q_0 = i_0 \Delta \omega t_0 = i \Delta \omega t$$

и найти

$$i = i_0 \frac{\Delta \omega t_0}{\Delta \omega t}. \quad (3.15)$$

Соотношение (3.15) на основе данных рис. 3.2, *в* позволяет определить изменение тока при перемещении электронов от катода к управляющей сетке, величина которого у катода при заданном t_0 задается (3.10). Результаты соответствующего расчета приведены на рис. 3.4, где расчетные точки относятся к значениям тока в середине между соседними электронными слоями, а $\Delta\omega t_0$ и $\Delta\omega t$ находили как расстояние между слоями в моменты времени t_0 и t . Как видно из рисунка, импульс электронного тока в плоскости сетки хорошо аппроксимируется прямоугольным треугольником с основанием приблизительно равным $\frac{3}{4}\pi$.

§ 3.4. Явления в пространстве сетка — анод триода

Влияние конечного времени пролета при повышении частоты, рассмотренное применительно к пространству катод — управляющая сетка, имеет существенное значение и для процесса отбора энергии электронного потока переменным полем анода. Физическая сущность этого процесса сводится к тому, что в моменты поступления в пространство сетка — анод электронов переменная разность потенциалов между анодом и сеткой создает тормозящее поле и электроны передают свою энергию полю.

При обычных радиочастотах, когда время пролета электронов составляет незначительную часть периода, электроны проходят расстояние сетка — анод столь быстро, что разность потенциалов между электродами практически не успевает измениться. Следовательно, при этом движение электронов соответствует случаю постоянного поля, а изменение скорости электронов равно разности потенциалов между электродами. Соответственно максимальное торможение будет равно амплитуде разности потенциалов.

При сверхвысоких частотах время пролета увеличивается и становится сравнимым с периодом. В этом случае за время движения электронов происходит значительное изменение разности потенциалов между электродами. Значения этой разности, близкие к амплитудному, соответствуют только небольшой части пути электрона, и максимальное торможение будет всегда меньше амплитуды.

Изложенное и определяет вредное влияние повышения частоты на передачу энергии электронного потока анодной нагрузке. Зависимость этого процесса от угла пролета в случае, когда переменные слагающие напряжений малы по сравнению с постоянными, была рассмотрена при расчете комплексной крутизны в § 2.4. При этом можно было принимать, что движение электронов задается постоянными потенциалами на сетке и аноде, и, используя это предположение, рассчитать наводимый в анодной цепи ток. В рассматриваемом же случае нельзя пренебречь влиянием переменной разности потенциалов на движение электронов.

Влияние расстояния между сеткой и анодом на эффективность передачи энергии электронного потока анодной нагрузке при повышении частоты и работе генераторной лампы колебаниями второго рода можно оценить следующим наиболее простым способом.

Разность потенциалов между сеткой и анодом

$$U_{ca} = E_a + U_{ma} |\sin(\omega t + \varphi)| - U_{\theta} = E_a [1 + \xi \sin(\omega t + \varphi)] - U_a,$$

где U_{θ} — действующий потенциал сетки, а $\xi = U_a/E_a$.

В рассматриваемом случае триода величина действующего потенциала U_{θ} мала и ее влиянием можно пренебречь. Тогда, считая, что электроны поступают в область сетка — анод со скоростью, равной нулю, и оказываются под воздействием разности потенциалов $U_{ca} = E_a [1 + \xi \sin(\omega t + \varphi)]$ для лампы с плоскими параллельными электродами, пренебрегая влиянием объемного заряда, можно записать следующее уравнение движения:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{e E_a}{z_a - z_c} [1 + \xi \sin(\omega t + \varphi)], \quad (3.16)$$

где $z_a - z_c$ — расстояние между анодом и сеткой.

Интегрируя (3.16) один и два раза в пределах от ωt_0 до ωt , получим следующие выражения для скорости и пути электронов:

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{e}{m} \frac{E_a}{\omega(z_a - z_c)} F_3(\omega t_0, \omega t) = 9,3 \cdot 10^3 \frac{\lambda E_a}{z_a - z_c} F_3(\omega t_0, \omega t), \quad (3.17)$$

$$z = \frac{e}{m} \frac{E_a}{\omega^2(z_a - z_c)} F_4(\omega t_0, \omega t) = 4,95 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^2 E_a}{z_a - z_c} F_4(\omega t_0, \omega t), \quad (3.18)$$

где

$$z_a, z_c \text{ и } \lambda \text{ в см; } E_a \text{ — в В;}$$

а $F_3(\omega t_0, \omega t)$ и $F_4(\omega t_0, \omega t)$ — безразмерные функции:

$$F_3(\omega t_0, \omega t) = (\omega t - \omega t_0) - \xi [\cos(\omega t + \varphi) - \cos(\omega t_0 + \varphi)], \quad (3.17a)$$

$$F_4(\omega t_0, \omega t) = \frac{1}{2} (\omega t - \omega t_0)^2 - \xi_1 \sin(\omega t + \varphi) - \sin(\omega t_0 + \varphi) - (\omega t - \omega t_0) \cos(\omega t_0 + \varphi). \quad (3.18a)$$

Обращаясь к (3.16), замечаем, что тормозящий полупериод переменного поля между сеткой и анодом начинается при $\omega t = \pi - \varphi$ и заканчивается в момент $\omega t = 2\pi - \varphi$. Для эффективной передачи энергии электронного потока анодной нагрузке необходимо, чтобы основная масса электронных зарядов, составляющих импульс поступающего сквозь сетку электронного тока, успевала пройти расстояние сетка — анод в течение указанного тормозящего полупериода и потеряла при этом свою энергию.

Как было установлено ранее, импульс электронного тока, подходящий к сетке, приобретает при больших q_c форму, близкую

к треугольной. При прохождении электронного импульса сквозь сетку часть электронов будет оседать на ней. Однако можно полагать, что форма импульса и его длительность при этом существенно не изменятся. Полагая протяженность импульса равной $\frac{3}{4}\pi$, можно его начало совместить с началом тормозящего полу- периода анодного переменного напряжения, как показано на рис. 3.5. При такой фазе вступления электронного импульса для его прохождения в течение тормозящего полупериода необходимо, как видно из рисунка, иметь значение полного угла пролета электронов конца импульса: $\zeta_a = \omega t - \omega t_0 \leq \pi - \frac{3}{4}\pi = \frac{\pi}{4}$.

Так как в конце импульса содержание электронов приближается к нулю, то представляет интерес рассмотрение режима с большим углом пролета электронов, соответствующих концу импульса, например с углом $\zeta_a = \pi/2$. В этом случае при неизменной постоянной составляющей скорости, как это могло иметь место в пространстве экранирующая сетка — анод при равенстве потенциалов этих электродов по отношению к катоду, электроны конца импульса четверть периода будут тормозиться, а четверть периода ускоряться и не изменят заметно своей скорости за счет взаимодействия с переменным полем.

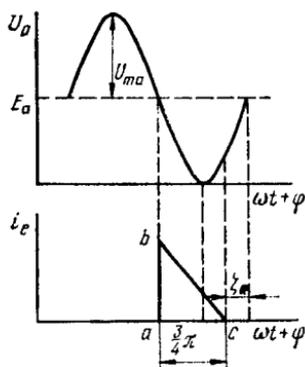


Рис. 3.5. Диаграмма, показывающая значение тока, поступающего в зазор сетка — анод в разные моменты тормозящего полупериода анодного потенциала

В триоде постоянная составляющая скорости электронов нарастает по мере прохождения ими зазора сетка — анод. Когда электроны, содержащиеся в конце импульса, начинают свое движение в тормозящем полупериоде, скорость их мала, так как они еще недостаточно ускорены постоянным полем, а переменное их тормозит. В результате они проходят путь меньше половины зазора и затормаживаются менее чем на половину разности потенциалов между сеткой и анодом. При последующем движении электронов в ускоряющий полупериод их постоянная составляющая скорости

уже велика и имеется дополнительное ускорение переменным полем. Поэтому они проходят оставшееся расстояние большее половины зазора и получают ускорение большее половины разности потенциалов на зазоре. Таким образом, электроны конца импульса будут больше ускорены, чем заторможены и уменьшают к.п.д. лампы. Электроны, отстоящие дальше от конца импульса, уже затормаживаются больше чем ускоряются и дают полезный вклад в к.п.д. лампы. Однако режим, при котором угол пролета электронов конца импульса $\zeta_a = \pi/2$ менее выгоден, чем режим с углом пролета этих электронов, равным $\zeta_a = \pi/4$.

Для характеристики указанных режимов с углами пролета электронов конца импульса, равными $\zeta_a = \pi/4$ и $\zeta_a = \pi/2$, и любых других по аналогии с рассмотрением процессов в зазоре катод — сетка можно ввести обобщенный анодный параметр $q_a = 10^4 \frac{z_a - z_c}{\lambda \sqrt{E_a}}$. Его можно определить из уравнения (3.18), в котором следует положить $z = z_a - z_c$ и подставить значение функции $F_4(\omega t_0, \omega t)$, вычисленной по (3.18а) для электронов конца импульса. Общее выражение для q_a будет

$$q_a = 10^4 \frac{z_a - z_c}{\lambda \sqrt{E_a}} = 2,23 [F_4(\omega t_0, \omega t)]^{1/2}. \quad (3.19)$$

Если в качестве предельного значения коэффициента использования анодного напряжения выбрать $\zeta = 1$, то исходя из того, что для электронов конца импульса $\omega t_0 + \varphi = \pi + \frac{3}{4}\pi$, и принимая $\zeta_a = \omega t - \omega t_0$ равным $\pi/4$ и $\pi/2$, можно найти соответствующие значения $F_4(\omega t_0, \omega t)$. Они будут равны $F_4(\omega t_0, \omega t_0 + \pi/4) = 0,156$ и $F_4(\omega t_0, \omega t_0 + \pi/2) = 0,930$. Подставляя эти значения в (3.19), получим q_a , равные 0,881 и 2,15. Таким образом, указанные режимы охватывают большой интервал изменений q_a .

Зная q_a , можно рассчитать к. п. д. триода сверхвысоких частот, работающего в режиме с отсечкой тока. В диапазоне этих частот пользуются понятием о трех величинах к. п. д. Коэффициент, показывающий эффективность отбора энергии электронного потока полем анода, т. е. эффективность преобразования энергии анодного питания в колебательную энергию выходного контура, называют электронным к. п. д. и обозначают η_e . Эта величина и была определена в гл. 5 курса ЭЛ для обычных генераторных ламп. Коэффициент, показывающий эффективность передачи энергии из выходного контура в нагрузку, называют контурным к. п. д. и обозначают η_k . Наконец, их произведение $\eta = \eta_e \cdot \eta_k$ называют полным к. п. д.

Обратимся к расчету электронного к. п. д., который является определяющим в оценке эффективности процессов в зазоре сетка — анод триода. Энергию, получаемую при торможении данного слоя электронов, можно определить как произведение числа электронного слоя N_{es} на кинетическую энергию, теряемую одним электроном:

$$\frac{1}{2}(mv_0^2) - \frac{1}{2}(mv^2),$$

где m — масса электрона; v_0 — скорость электрона у анода при отсутствии колебаний; v — скорость заторможенного электрона, т. е.

$$P_{es} = \frac{1}{2} m N_{es} (v_0^2 - v^2).$$

Разделив это значение энергии, отобранное при торможении электронов, на энергию электронов у анода при отсутствии колебаний

$$P_{es0} = \frac{1}{2} m N_{es} v_0^2,$$

получим электронный к. п. д. рассматриваемого слоя

$$\eta_{es} = \frac{P_{es}}{P_{es0}} = 1 - \frac{v^2}{v_0^2}. \quad (3.20)$$

Для определения скорости заторможенных электронов можно воспользоваться формулой (3.17), которая при введении обобщенного анодного параметра q_a примет вид

$$v = 9,3 \cdot 10^7 \frac{\sqrt{E_a}}{q_a} F_3(\omega t_0, \omega t). \quad (3.176)$$

Скорость электронов у анода при отсутствии колебаний можно определить по значению напряжения анодного питания из известного соотношения $v_0 = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{E_a}$. Используя выражения для v и v_0 , перепишем (3.20) так:

$$\eta_{es} = 1 - 2,46 \left[\frac{F_3(\omega t_0, \omega t)}{q_a} \right]^2. \quad (3.20a)$$

При заданном значении q_a для любого электронного слоя импульса можно определить и значение функции $F_3(\omega t_0, \omega t)$. Действительно, рассматриваемый слой электронов характеризуется определенной начальной фазой $\omega t_0 + \varphi$, используя которую в функции $F_4(\omega t_0, \omega t)$ из (3.19) получим уравнение для полного угла пролета $\zeta_a = \omega t - \omega t_0$. Разрешая это уравнение (проще всего это сделать графически), можно определить величину ζ_a и, подставив ее в функцию $F_3(\omega t_0, \omega t)$, найти значение последней. Таким образом, значение q_a , определяя величину функции $F_3(\omega t_0, \omega t)$, задает в соответствии с (3.20a) однозначно к. п. д. электронного слоя.

Зная к. п. д. отдельных электронных слоев, нетрудно рассчитать и электронный к. п. д. лампы. Для этого достаточно усреднить значение η_{es} по всем электронам импульса тока. Это можно сделать с помощью выражения

$$\eta_e = \frac{\int_0^{\frac{3}{4}\pi} N_{es} \eta_{es} d\omega t}{\int_0^{\frac{3}{4}\pi} N_{es} d\omega t}. \quad (3.21)$$

При используемой аппроксимации импульса тока, поступающего в зазор сетка — анод, с помощью треугольника вычисление по (3.21) упрощается и может быть проделано так. В относительных единицах изменение N_{es} вдоль импульса можно определить значениями от $N_{es}=1$ в начале импульса до $N_{es}=0$ в конце импульса. При этом интеграл в знаменателе (3.21) равен площади прямоугольного треугольника с катетами 1 и $3/4\pi$:

$$\int_0^{\frac{3}{4}\pi} N_{es} d\omega t = \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{4} \pi = \frac{3}{8} \pi.$$

Для расчета интеграла в числителе (3.15) можно воспользоваться методами численного интегрирования, разбивая импульс на трапеции с равными основаниями и вычисля значения $N_{es}\eta_{es}$ для ординат, разделяющих трапеции. Что касается величин η_{es} , то они могут быть рассчитаны для любого слоя, если известна фаза поступления слоя в зазор сетка — анод $\omega t_0 + \varphi$. Как уже указывалось, разрешая уравнение (3.19) при заданных q_a и $\omega t_0 + \varphi$, можно найти $\xi_a = \omega t - \omega t_0$, а вместе с тем по (3.20a) и значение η_{es} . На рис. 3.6, б, в, г приведены кривые изменения η_{es} при разных значениях q_a и $\xi = U_{ma}/E_a$ как функции фазового угла поступления слоя в зазор сетка — анод в пределах от $\omega t_0 + \varphi = \pi$ до $\omega t_0 + \varphi = 2\pi$. Из кривых видно, что при достижении определенного значения ξ для заданного q_a , значения к. п. д. электронных слоев, поступающих с некоторым запаздыванием по фазе по отношению

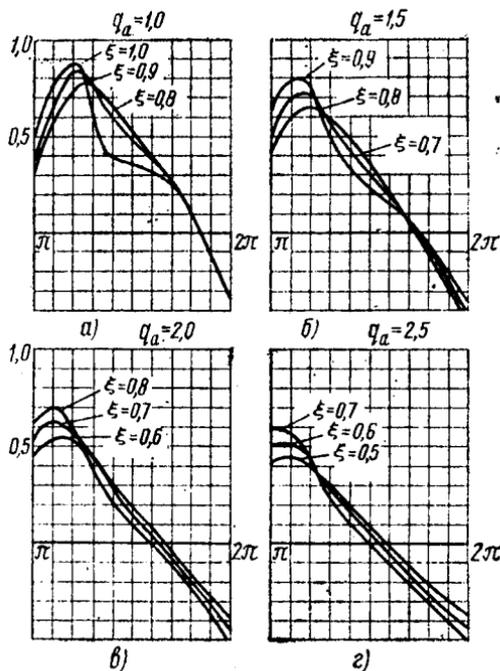


Рис. 3.6. Кривые к. п. д. электронных слоев как функций фазового угла влета при разных q_a и ξ для триода

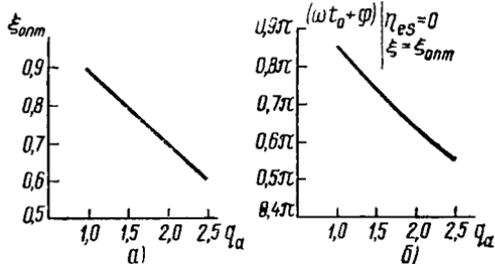


Рис. 3.7. Зависимости оптимального коэффициента использования анодного напряжения и фазового угла от q_a , определяющего момент поступления электронов с к. п. д., равным нулю

к началу тормозящего полупериода, начинают падать и становятся меньше к. п. д. электронных слоев, соответствующих меньшим ξ . Это имеет место при $q_a=1,0$ для $\xi=1,0$, при $q_a=1,5$ для $\xi=0,9$, при $q_a=2,0$ для $\xi=0,8$ и, наконец, при $q_a=2,5$ для $\xi=0,7$. Таким образом оказывается, как это было впервые установлено в исследованиях В. А. Рябинина, что с ростом обобщенного анодного параметра уменьшается оптимальное значение коэффициента использования анодного напряжения. На рис. 3.7, а приведена зависимость $\xi_{\text{опт}}=f(q_a)$ в пределах изменения $q_a=1 \div 2,5$, близкая к прямой. Из рассмотрения кривых рис. 3.6 следует также, что в зависимости от значения q_a изменяется фазовый угол поступления электронов, при котором к. п. д. оказывается равным нулю $\eta_{es}=0$. На рис. 3.7, б дана кривая изменения фазового угла таких электронных слоев, как функции q_a . Так как протяженность электронного импульса порядка $\frac{3}{4}\pi$, то при значениях обобщенного анодного параметра $q_a > 1,5$ он вообще не может пройти за время тормозящего полупериода со всеми электронными слоями, имеющими к. п. д. выше нуля. Так как в конце импульса число электронов приближается к нулю, то время поступления начала импульса в начале тормозящего полупериода (рис. 3.5) будет оптимальным, начиная с $q_a=1,5$. Небольшое запаздывание импульса по отношению к началу тормозящего периода может оказаться полезным только при $q_a=1,0$.

Обращаясь к вычислению интеграла в числителе (3.21), можно разбить электронный импульс на n трапеций. Тогда необходимо $n+1$ значений η_{esi} , которые могут быть найдены на основании кривых рис. 3.6 и столько же значений N_{esi} . Учитывая, что уменьшение величины N_{esi} происходит пропорционально расстоянию от конца импульса и то, что основание у всех трапеций равно $\frac{3}{4}\frac{\pi}{n}$, можно написать следующее приближенное выражение:

$$\int_0^{\frac{3}{4}\pi} N_{esi} \eta_{esi} d\omega t \simeq \frac{3}{8} \frac{\pi}{n} \left[\eta_{esn+1} + 2 \sum_{i=2}^n \left(1 - \frac{i-1}{n} \right) \eta_{esi} \right].$$

Зная значение интегралов в (3.21), получим для электронного к. п. д. лампы

$$\eta_e = \frac{1}{n} \left[\eta_{esn+1} + 2 \sum_{i=2}^n \left(1 - \frac{i-1}{n} \right) \eta_{esi} \right]. \quad (3.21a)$$

Если для расчета электронного к. п. д. разбить электронный импульс на пять трапеций, из которых последняя обращается в треугольник, так как в конце импульса содержание электронов

принимается равным нулю, то формула для расчета к. п. д. примет вид

$$\eta_e = \frac{1}{5} [\eta_{es1} + 1,6\eta_{es2} + 1,2\eta_{es3} + 0,8\eta_{es4} + 0,4\eta_{es5}]. \quad (3.216)$$

Применим эту формулу для случая, когда $q_a = 1,0$ и $\xi = 0,9$. Обращаясь к соответствующей кривой (см. рис. 3.6, а), можно найти значения к. п. д. электронных слоев на границах выбранных трапеций, которые приведены в табл. 3.1.

Т а б л и ц а 3.1

| t | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|--------------------------------|------|------------|------------|------------|------------|------------|
| $(\omega t_0 + \varphi) - \pi$ | 0,00 | 0,15 π | 0,30 π | 0,45 π | 0,60 π | 0,75 π |
| η_{esi} | 0,40 | 0,80 | 0,76 | 0,52 | 0,38 | 0,18 |

Если полагать (см. рис. 3.5), что момент поступления электронного импульса в пространство сетка — анод соответствует началу тормозящего полупериода переменного потенциала анода, то в качестве первого слоя следует считать слой с начальной фазой $\omega t_0 + \varphi = \pi$. На основании (3.216) получим $\eta_e = 0,63$. Однако установление фазы переменного потенциала анода по отношению к электронному импульсу зависит от того, насколько эффективно происходит отбор энергии при торможении электронов. При включении лампы и подаче напряжения возбуждения в анодной цепи устанавливается такая фаза переменного напряжения, при которой получается максимальный к. п. д. С этой точки зрения представляет интерес проверить для $q_a = 1,0$, когда максимум к. п. д. удаляется от начала тормозящего периода, как изменится электронный к. п. д. при запаздывании поступления электронного импульса по отношению к началу тормозящего полупериода анодного потенциала. Примем, что фазовый угол, соответствующий моменту поступления электронного слоя начала импульса, равен $\omega t_0 + \varphi = 1,15\pi$. Получающийся при этом к. п. д. может быть определен по формуле (3.216), если в ней изменить значения к. п. д. электронных слоев: взяв вместо первого слоя второй, вместо второго — третий и т. д. При такой перестановке формула (3.216) примет вид

$$\eta_e = \frac{1}{5} [\eta_{es2} + 1,6\eta_{es3} + 1,2\eta_{es4} + 0,8\eta_{es5} + 0,4\eta_{es6}]. \quad (3.21v)$$

Подставляя соответствующие значения η_{esi} из табл. 3.1, получим электронный к. п. д. лампы $\eta_e = 0,60$. Таким образом к. п. д. снижается при запаздывании электронного импульса всего на угол $0,15\pi$ по отношению к началу тормозящего полупериода даже в случае, когда $q_a = 1,0$. Отсюда можно сделать вывод, что предположение о совпадении момента поступления электронного импульса в пространство сетка — анод с началом тормозящего полупериода является хорошим приближением для рассматриваемого случая $q_a > 1,0$.

§ 3.5. Явления в пространстве экранирующая сетка — анод тетрода

В случае тетрода сверхвысоких частот особенности процесса отбора энергии электронного потока по сравнению с триодом определяются изменением формы импульса в пространстве управляющая сетка — экранирующая сетка и наличием большой начальной скорости электронов, создаваемой высоким положительным потенциалом экранирующей сетки.

По данным, приведенным в § 3.2 для формы импульса тока и скорости составляющих его электронов у управляющей сетки, можно рассчитать движение электронов в зазоре управляющая сетка — экранирующая сетка. Так как обычно напряжение экранирующей сетки $E_{c2} \gg U_{mc}$, можно принять, что перемещение электронов в этом зазоре увеличивает их скорость, но мало сказывается на форме импульса. Тогда для расчета процессов в зазоре экранирующая сетка — анод существенным остается лишь большая начальная скорость электронов; это и требует дополнительного рассмотрения.

Пусть напряжение экранирующей сетки E_{c2} равно напряжению анодного питания, т. е. $E_{c2} = E_a$. Так как полное анодное напряжение $U_a = E_a [1 + \xi \sin(\omega t + \varphi)]$, то действующая в зазоре экранирующая сетка — анод разность потенциалов $U_a - E_{c2} = \xi E_a \times \sin(\omega t + \varphi)$. Это дает основание написать следующее уравнение движения электронов для лампы с плоскими параллельными электродами:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = e^2 \frac{\xi E_a}{z_a - z_{c2}} \sin(\omega t + \varphi), \quad (3.22)$$

где z_{c2} — расстояние экранирующей сетки от катода.

При интегрировании (3.22) следует учесть начальную скорость у экранирующей сетки. Если пренебречь скоростной модуляцией от переменного напряжения управляющей сетки, полагая $U_{mc} \ll E_{c2}$, то начальная скорость электронов может быть принята равной

$v_{0н} = \sqrt{2 \frac{e}{m} E_{c2}} = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{E_{c2}}$. Учитывая начальную скорость и интегрируя (3.22) один и два раза, получим

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= \sqrt{2 \frac{e}{m} E_a - \frac{e \xi E_a}{m \omega (z_a - z_{c2})} F_5(\omega t_0, \omega t)} = \\ &= v_{0н} \left[1 - \frac{\xi}{2 \xi_{a0}} F_5(\omega t_0, \omega t) \right], \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$z = v_{0н} \left[t - t_0 - \frac{\xi}{2 \omega \xi_{a0}} F_6(\omega t_0, \omega t) \right], \quad (3.24)$$

где $\xi_{a0} = \omega (z_a - z_{c2}) / v_{0н}$ — угол пролета между экранирующей сеткой и анодом при отсутствии колебаний.

Функции $F_5(\omega t_0, \omega t)$ и $F_6(\omega t_0, \omega t)$ определяются выражениями

$$F_5(\omega t_0, \omega t) = \cos(\omega t + \varphi) - \cos^2(\omega t_0 + \varphi), \quad (3.23a)$$

$$F_6(\omega t_0, \omega t) = \sin(\omega t + \varphi) - \sin(\omega t_0 + \varphi) - (\omega t - \omega t_0) \cos(\omega t_0 + \varphi). \quad (3.24a)$$

С помощью этих формул можно сделать расчет электронного к. п. д. тетрода по аналогии с расчетом для триода (см. § 3.4). Так как в (3.23) и (3.24) входит статический угол полета

$$\zeta_{a0} = \frac{\omega(z_a - z_{c2})}{v_{0н}} = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10}(z_a - z_{c2})}{\lambda \cdot 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{E_a}} = 0,318 \cdot 10^4 \frac{z_a - z_{c2}}{\lambda \sqrt{E_a}}, \quad (3.25)$$

то, вводя обобщенный анодный параметр для тетрода

$$q_a = 10^4 \frac{z_a - z_{c2}}{\lambda \sqrt{E_a}},$$

можно определить его так: $q_a = 3,14 \zeta_{a0}$. При заданном q_a уравнение (3.24) для $z = z_a - z_{c2}$ превращается в уравнение относительно угла полета $\zeta_a = \omega t - \omega t_0$;

$$\zeta_{a0} = 0,318 q_a = \zeta_a - 1,57 \frac{\xi}{q_a} F_6(\omega t_0, \omega t_0 + \zeta_a). \quad (3.26)$$

Для предполагаемого треугольного импульса тока длительно-стью $\sim \frac{3}{4} \pi$, поступающего в зазор в начале тормозящего полу-периода (см. рис. 3.5), можно, как и для триода, воспользоваться (3.21a) и (3.21б) для расчета электронного к. п. д., но значения η_{es} у тетрода будут другие. В (3.20) величина v_0 сохранит свое значение: $v_0 = v_{0н} = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{E_a}$. Величина v будет определяться (3.23). Используя эту формулу, получим вместо (3.20a) выражение

$$\begin{aligned} \eta_{es} &= 1 - \left[1 - \frac{\xi}{2\zeta_{a0}} F_5(\omega t_0, \omega t) \right]^2 = \\ &= \frac{\xi}{\zeta_{a0}} F_5(\omega t_0, \omega t) \left[1 - \frac{\xi}{4\zeta_{a0}} F_5(\omega t_0, \omega t) \right], \end{aligned} \quad (3.20б)$$

где в функции $F_5(\omega t_0, \omega t)$ величина начальной фазы $\omega t_0 + \varphi$ определяется выбором рассматриваемого слоя, а величина $\omega t = \omega t_0 + \zeta_a$ находится по значению ζ_a , определяемому из уравнения (3.26).

Значение входящей в это уравнение величины ξ может быть в случае тетрода выбрано больше единицы без появления возвратного движения электронов. Предельное значение ξ_{max} , при котором еще не возникает возвращения электронов, может быть

вычислено следующим образом. Как видно из рис. 3.8, максимальное торможение будут испытывать электронные слои, находящиеся в центре зазора экранирующая сетка — анод в момент

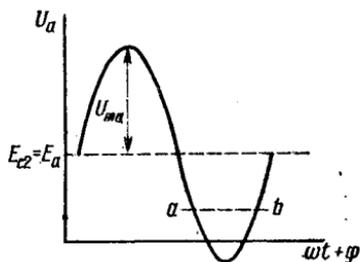


Рис. 3.8. Диаграмма, поясняющая определение максимального значения ξ для тетрода

скорость упадет до нуля лишь в конце пути в точке b . Полагая в этой точке скорость $v=0$, из (3.23) и (3.23а) для такого слоя получим уравнение

$$1 - \frac{\xi_{\max}}{2\xi_{a0}} \left[\cos\left(\frac{3}{2}\pi + \frac{1}{2}\xi_a\right) - \cos\left(\frac{3}{2}\pi - \frac{1}{2}\xi_a\right) \right] = 0$$

$$= 1 - \frac{\xi_{\max}}{\xi_{a0}} \sin \frac{\xi_a}{2} = 0.$$

Далее, подставляя $\xi_{a0} = 0,318q_a$, можем получить

$$\xi_{\max} = 0,318 \frac{q_a}{\sin \frac{\xi_a}{2}}.$$

Применяя к рассматриваемому слою уравнение (3.26) и подставляя в него найденное значение ξ_{\max} , получим $\xi_a = 0,636q_a$, т. е. угол пролета ξ_a оказывается вдвое больше ξ_{a0} , что вполне согласуется с тем, что скорость электрона при его торможении полем анода падает до нуля. Возвращаясь к выражению для ξ_{\max} , найдем

$$\xi_{\max} = \frac{\xi_a}{2} = \frac{0,318q_a}{\sin 0,318q_a}. \quad (3.27)$$

Таким образом, заданное значение q_a определяет значение ξ_{\max} в (3.26), позволяя разрешить его относительно ξ_a и найти по (3.20б) к. п. д. рассматриваемого электронного слоя. На рис. 3.9 даны кривые значений к. п. д. как функции момента поступления электроного слоя в пространство экранная сетка — анод тетрода при разных значениях ξ , рассчитанные для $q_a = 2,5$ и $q_a = 4,5$.

При этих значениях обобщенного анодного параметра по (3.27) имеем $\xi_{\max}=1,1$ и $\xi_{\max}=1,4$, что и определило область выбранных значений ξ , использованных при расчете кривых рис. 3.9. Отметим, что при $q_a=2,5$ и $q_a=4,5$ величины угла пролета электронов конца импульса тока близки к значениям $\pi/4$ и $\pi/2$.

Для того чтобы рассчитать электронный к. п. д. тетрода при известных значениях к. п. д. отдельных электронных слоев, можно

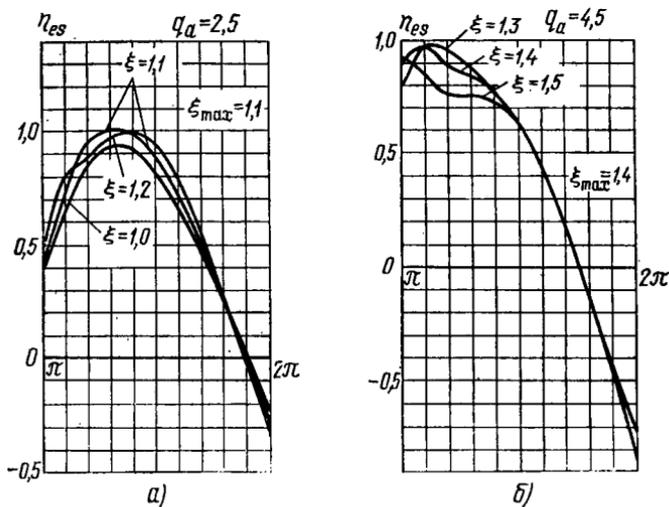


Рис. 3.9. Кривые к. п. д. электронных слоев как функции фазового угла влета при разных q_a и ξ для тетрода

обратиться к формуле (3.21б), полученной для триода, если принять, что и в случае тетрода сохраняется треугольная форма электронного импульса. Это предположение можно считать приемлемым приближением, если учесть, что влияние экранирую-

Таблица 3.2

| t | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|--|------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $(\omega t_0 + \varphi) - \pi$ | 0,00 | 0,15π | 0,30π | 0,45π | 0,60π | 0,75π |
| $\eta_{es,t}$ $q_a=2,5$ $\xi_{\max}=1,1$ | 0,43 | 0,82 | 0,99 | 0,94 | 0,72 | 0,35 |
| $\eta_{es,t}$ $q_a=4,5$ $\xi_{\max}=1,4$ | 0,87 | 0,92 | 0,83 | 0,71 | 0,42 | 0 |

щей сетки должно сказаться в основном только на высоте импульса и захвате медленных электронов конца импульса.

Для определения к. п. д. электронных слоев в рассматриваемом случае тетрода для значений $q_a=2,5$ и $q_a=4,5$ можно обратиться к кривым рис. 3.9. Выбирая соответствующие этим значениям обобщенного анодного параметра $\xi_{\max}=1,1$ и $\xi_{\max}=1,4$, можно из этого рисунка получить данные, приведенные в табл. 3.2.

Обращаясь к (3.21б), для $q_a=2,5$ получим $\eta_e=0,79$. Однако из рис. 3.9, а следует, что максимум к. п. д. электронных слоев наступает при их поступлении не в начале тормозящего полупериода, а при некотором запаздывании по отношению к его началу. Поэтому целесообразно произвести расчет по формуле (3.21в), полученной при предположении, что электронный импульс поступает в пространство экранирующая сетка — анод с опозданием на $0,15\pi$ по сравнению с началом тормозящего полупериода. При этом значение $\eta_e=0,85$. Таким образом, для $q_a=2,5$ в соответствии с тем, что фаза переменного напряжения на аноде определяется оптимальным отбором энергии электронов, следует принимать момент поступления электронного импульса в пространство экранирующая сетка — анод равным $\omega t_0 + \varphi = 1,15\pi$.

Несколько иначе обстоит дело при $q_a=4,5$. Как видно из рис. 3.9, б, максимум к. п. д. электронных слоев совпадает с началом тормозящего полупериода и можно ограничиться расчетом по (3.21б), что дает $\eta_e=0,81$.

Сопоставляя данные расчета к. п. д. для триода и тетрода, не трудно установить, что в случае тетрода возможно получение более высоких электронных к. п. д., рассчитанных по анодному питанию, причем при больших значениях q_a . Однако более сложная конструкция тетрода и дополнительные потери энергии на питание цепи экранирующей сетки часто дают основание выбирать конструкцию триода вместо тетрода.

§ 3.6. Определение нагрузочного сопротивления выходного резонатора и полного к. п. д. лампы

Колебательную мощность, отдаваемую генераторной лампой в выходной резонатор, можно определить по электронному к. п. д. и подводимой в цепи анода мощности постоянного тока $P_0 = I_{a0} E_a$. Величину постоянной составляющей анодного тока I_{a0} можно оценить по постоянной составляющей тока из катода, которая согласно 3.10, а равна I_m/π . В действительности часть электронов, выходящих из катода, может быть возвращена на катод полем между управляющей сеткой и катодом. Поэтому истинное значение постоянной составляющей катодного тока будет $k I_m/\pi$, где коэффициент k показывает, какая часть испускаемых катодом электронов достигает плоскости сетки. При выборе режима работы лампы с $C=2,1$ расчет показал, что только половина электронов достигала сетки и, следовательно, $k=0,5$. Учитывая реальное токопрохождение, определяемое коэффициентом δ , можно считать постоянную составляющую анодного тока $I_{a0} = \delta k I_m/\pi$.

Используя для определения I_m полученное в 3.3.2 выражение

$$\frac{I_m}{F} = 2,62 \cdot 10^{-2} \frac{U_{mc}}{\lambda z_{c1}} \frac{C}{D_{\max}},$$

найдем

$$P_{e\sim} = \eta_e P_0 = 2,62 \cdot 10^{-2} \frac{U_{mc}}{\lambda z_{c1}} \frac{C}{D_{\max}} \frac{kF}{\pi} E_a \eta_e.$$

Далее, если нагрузочное сопротивление резонатора R'_H , то

$$P_{e\sim} = \frac{U_{ma}^2}{2R'_H} = \frac{\xi^2 E_a^2}{2R'_H}. \quad (3.28)$$

Приравнивая приведенные выражения для колебательной мощности и разрешая получающееся уравнение относительно R'_H , получим

$$R'_H = 60 \frac{\lambda z_{c1} \xi^2 E_a}{U_{me} k F \eta_e \delta} \frac{D_{\max}}{C}. \quad (3.29)$$

Это выражение для случая с $C=2,1$, когда $D_{\max}=3,8$ и $k=0,5$, принимает вид

$$R'_H = 2,17 \frac{\lambda z_{c1} \xi^2 E_a}{U_{me} F \eta_e \delta}. \quad (3.29a)$$

Если ненагруженное сопротивление резонатора при резонансе равно R_H , то получаемый при этом к. п. д. выходного контура

$$\eta_k = \frac{U_{ma}^2 / (2R'_H) - U_{ma}^2 / (2R_H)}{U_{ma}^2 / (2R'_H)} = 1 - \frac{R'_H}{R_H}. \quad (3.30)$$

Таким образом, можно определить полный к. п. д. лампы $\eta = \eta_e \eta_k$ и вычислить полезную мощность в нагрузке

$$P_{H\sim} = \eta P_0. \quad (3.31)$$

§ 3.7. Примеры расчета ламп СВЧ при нелинейном режиме

Пример 6. Расчет к. п. д. генераторного триода в режиме больших значений обобщенных параметров.

Рассчитать к. п. д. металлокерамического триода СВЧ типа ГС-1В, используемого в генераторном режиме на волне $\lambda=30$ см при анодном питании $E_a=1700$ В и $I_{0a}=0,7$ А. Междуэлектродные расстояния в триоде: $z_c=0,07$ см и $z_a - z_c=0,3$ см.

Расчет начнем с проверки возможности использования изложенного в § 3.4 метода, основанного на аппроксимации формы поступающего в пространстве сетка — анод импульса тока треугольником. Импульс тока у сетки имеет треугольную форму при значениях параметра $q_c > 1,7$ (см. рис. 3.3, б). Как следует из выражения (3.36), этому значению параметра соответствует амплитуда напряжения возбуждения в цепи сетки, равная

$$U_{mc} \leq \left(\frac{10^4 z_c}{\lambda q_0} \right)^2 = \left(\frac{10^4 \cdot 0,07}{30 \cdot 1,7} \right) = 188 \text{ В.}$$

При заданном для рассчитываемого триода анодном напряжении $E_a = 1700$ В найденное ограничение амплитуды возбуждения является реальным. Таким образом, можно использовать метод расчета § 3.4.

Переходя к расчету, прежде всего надо определить значение параметра q_a . На основании (3.19) получим

$$q_a = 10^4 \frac{z_a - z_c}{\lambda \sqrt{E_a}} = 10^4 \frac{0,3}{30 \sqrt{1700}} = 2,42.$$

Считая возможным использовать данные, полученные для $q_a = 2,5$ и обращаясь к рис. 3.7, а, найдем $\xi = 0,6$. Далее, используя рис. 3.6, з для $\xi = 0,6$, найдем к. п. д. отдельных электронных слоев, значения которых приведены в табл. 3.3.

Таблица 3.3

| t | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|--------------------------------|------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $(\omega t_0 + \varphi) - \pi$ | 0,00 | 0,15π | 0,30π | 0,45π | 0,60π | 0,75π |
| η_{esi} | 0,50 | 0,49 | 0,30 | 0,21 | -0,04 | -0,20 |

Подставляя найденные значения к. п. д. в (3.21б), получим

$$\begin{aligned} \eta_e &= \frac{1}{5} (\eta_{es1} + 1,6\eta_{es2} + 1,2\eta_{es3} + 0,8\eta_{es4} + 0,4\eta_{es5}) = \\ &= \frac{1}{5} (0,50 + 1,6 \cdot 0,49 + 1,2 \cdot 0,3 - 0,8 \cdot 0,04 - 0,4 \cdot 0,20) = 0,308. \end{aligned}$$

Зная η_e , можно найти мощность в выходном резонаторе

$$P_{e\sim} = \eta_e P_0 = 0,308 I_{a0} E_a = 0,308 \cdot 0,7 \cdot 1700 = 367 \text{ Вт.}$$

В указанном режиме анодного питания лампа дает выходную мощность $P_{\sim} = 200$ Вт, т. е. имеет полный к. п. д.:

$$\eta = P_{\sim} / P_0 = 200 / (0,7 \cdot 1700) = 0,168.$$

Сравнивая получаемый полный к. п. д. с рассчитанным электронным, получим возможное значение к. п. д. контура:

$$\eta_k = \eta / \eta_e = 0,168 / 0,308 = 0,545.$$

ГЛАВА 4

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ ЛАМП СВЧ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ ТОКОМ

§ 4.1. Общие соображения

Как было показано в гл. 2, основными исходными параметрами, определяющими возможность использования лампы с электростатическим управлением для усиления слабых сигналов СВЧ, являются постоянные составляющие углов пролета между электродами. Так, входная активная проводимость, амплитуда и фаза комплексной крутизны прямо определяются вели-

чинами постоянных составляющих углов пролета между катодом и управляющей сеткой ξ_{co} , между ней и следующей сеткой ξ_0 и между последней сеткой и анодом ξ_{ao} . Увеличение этих углов пролета сказывается вредно: увеличиваются входная активная проходимость и фазовый угол комплексной крутизны, а ее модуль падает.

При нелинейном режиме в лампах СВЧ с электростатическим управлением, в которых понятие о постоянной составляющей угла пролета неприменимо, могут быть введены определяющие характер происходящих процессов обобщенные сеточный и анодный параметры q_c и q_a (см. гл. 3).

Из приведенных в этой главе на основе введения обобщенных параметров расчетов видно, что увеличение этих параметров затрудняет получение высокого к. п. д.

Таким образом, при конструировании ламп СВЧ с электростатическим управлением током необходимо стремиться к уменьшению постоянных составляющих углов пролета ξ_{co} , ξ_0 , ξ_{ao} в случае режима малосигнального усиления или обобщенных параметров для нелинейного режима. Как постоянные составляющие углов пролета, так и обобщенные параметры убывают при уменьшении междуэлектродных расстояний.

Однако уменьшение междуэлектродных расстояний ограничено одновременным увеличением емкости между электродами. Действительно, использование электронной лампы на сверхвысоких частотах определяется не только особенностями процессов в электронном потоке, но и тем фактом, что емкости между электродами, индуктивности и активные сопротивления их выводов входят в резонансные колебательные системы, подключаемые к лампе. В результате генерирование предельно высокой частоты [8] и ее эффективное усиление [5] будут ограничены величиной междуэлектродных емкостей. Поэтому одновременно с уменьшением расстояний между электродами необходимо для сохранения тех же значений междуэлектродных емкостей уменьшать поверхность электродов. Последнее существенным образом влияет на возможность конструирования мощных ламп с электростатическим управлением для непрерывного режима. Однако при импульсном режиме с малым коэффициентом заполнения использование ламп возможно для получения весьма значительных колебательных мощностей.

Как в СССР, так и за рубежом конструирование миниатюрных электронных ламп с малыми междуэлектродными расстояниями порядка 0,1 мм позволило генерировать и усиливать колебания дециметрового диапазона (20—30 см). Такая лампа, разработанная в СССР в 1933—1934 гг. [9], имела штабелю конструкторку.

Однако уменьшение междуэлектродных расстояний и емкостей не снимает вредного влияния индуктивностей и активных сопротивлений выводов электродов. Поэтому при усовершенствовании ламп с электростатическим управлением выводы

были заменены развернутыми проводящими поверхностями, позволяющими включать лампу в объемные резонаторы и сводить к минимуму индуктивности и активные сопротивления выводов [10, 11].

При дальнейшем усовершенствовании СВЧ-ламп с электростатическим управлением стекло, используемое в качестве изолирующих элементов колбы, заменили специальной высокочастотной керамикой с малыми потерями. Это повысило возможности нагрузки электродов ламп. Наконец, разработка специальных ламп, включающих в свою конструкцию объемные резонаторы, позволила получить дальнейшее значительное повышение генерируемой мощности.

§ 4.2. Специальные конструкции ламп для включения в объемные резонаторы

Для эффективного использования ламп в диапазоне СВЧ необходимо применение объемных резонаторов. Поэтому были разработаны специальные конструкции ламп, позволяющие подключать к ним объемные резонаторы.

В качестве примера такой конструкции рассмотрим так называемые маячковые лампы, внешний вид которых показан на рис. 4.1. На этом рисунке *а* — маячковый триод, *б* и *в* — маячковые диоды, используемые для детектирования СВЧ-колебаний.

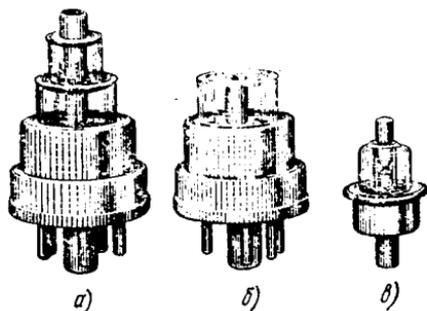


Рис. 4.1. Внешний вид маячковых ламп: *а* — триода 6С5Д, *б* — диода 6ДЗД, *в* — диода 6Д8Д

На рис. 4.2 показана в разрезе конструкция одного из последних вариантов маячкового триода типа 6С13Д. Особенностью этой конструкции является установка малого зазора между катодом и сеткой за счет деформации

диафрагмы 9, причем соблюдение заданного расстояния проверяется по данным измерения емкости катод — сетка. Как видно из рисунка, выводы сетки 4 и катода 8 выполнены в виде дисков, позволяющих удобно включать лампу в объемные резонаторы.

Кроме маячковых ламп отечественной промышленностью разработаны аналогичные им карандашные лампы. Конструкция такой лампы с цилиндрической системой электродов показана на рис. 4.3. Следует отметить, что использование цилиндрической конструкции дает возможность получить большую экономичность по накалу, меньшее время готовности, высокую тепловую стабильность (постоянство выходной мощности при изменении напряжения накала), малые междуэлектродные

утечки и повышенную допустимую удельную нагрузку на сетке.

Маячковые и карандашные лампы в непрерывном режиме в зависимости от рабочей частоты могут генерировать мощности от малых долей ватт до нескольких ватт и соответственно в импульсном режиме до единиц киловатт.

Как уже указывалось, значительное повышение отдаваемой колебательной мощности возможно при использовании в ка-

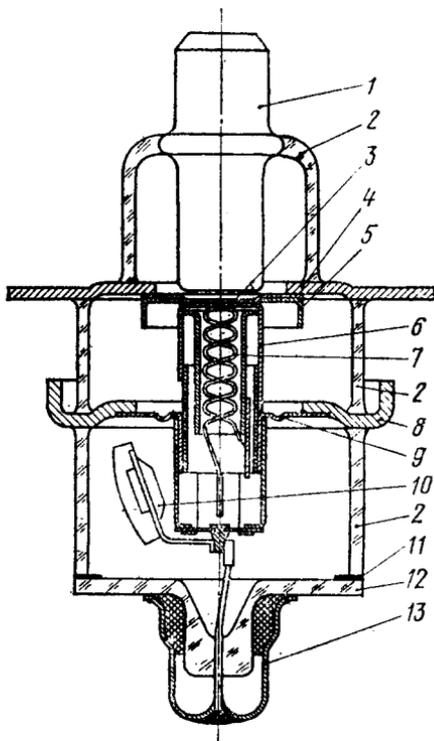


Рис. 4.2 Поперечный разрез маячкового триода 6С13Д:

1 — анод; 2 — стеклянные изоляторы; 3 — сетка; 4 — вывод сетки; 5 — экран; 6 — катод; 7 — подогреватель; 8 — вывод, катода; 9 — диафрагма; 10 — газопоглотитель; 11 — эмаль; 12 — ножка; 13 — вывод подогревателя

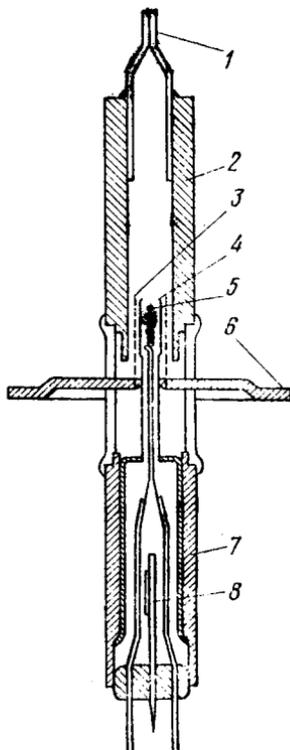


Рис. 4.3. Триод карандашного типа:

1 — штенгель; 2 — анод; 3 — сетка; 4 — катод; 5 — подогреватель; 6 — диск сетки; 7 — цилиндр катода; 8 — ленточный газопоглотитель

честве изолирующих элементов вместо стекла специальной керамики, как это сделано в так называемых металлокерамических лампах. На рис. 4.4, а и б показаны разрез и внешний вид обычного металлокерамического триода, а на рис. 4.5 — устройство отечественного миниатюрного титанокерамического триода 6С36К высотой 28,7 мм и диаметром 15,4 мм. Отметим, что изготовление ламп из последовательного набора фасонных шайб из титана и форстеритовой керамики с одинаковым с

титаном коэффициентом температурного расширения в широком диапазоне температур (50–800 °С) имеет существенное

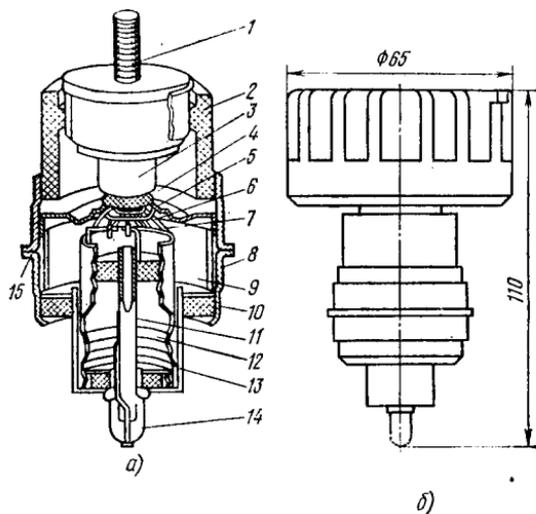


Рис. 4.4. Металлокерамический триод:

а — разрез триода: 1 — анодный стержень; 2 — керамика; 3 — анод; 4 — сетка; 5 — держатель сетки; 6 — катод с подогревателем; 7 — держатель катода; 8 — сеточный цилиндр; 9 — кольцо газопоглотителя; 10 — керамика; 11 — штегель для откочки лампы; 12 — гофр для регулировки катодного узла; 13 — катодный цилиндр; 14 — колпачок вывода накала; 15 — место сварки (кольцевой); б — общий вид триода с надетым на анодный стержень радиатором

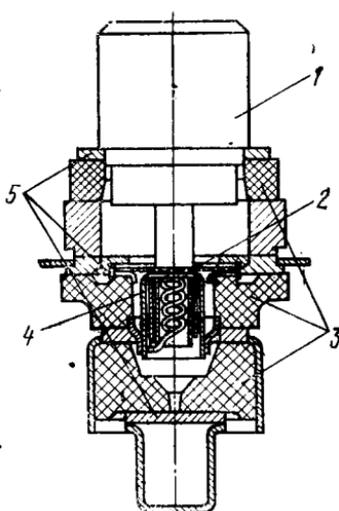


Рис. 4.5. Устройство миниатюрного титанокерамического триода 6СЗ6К:

1 — анод; 2 — сетка; 3 — керамические детали; 4 — катод; 5 — титановые детали

значение. Титан дает хорошие спан без предварительной металлизации и обладает гетерирующими свойствами, т. е. способен поглощать выделяющиеся при работе лампы

газы. Это позволяет использовать титанокерамические лампы при температуре внешней среды до 550 °С.

В табл. 4.1 приведены основные данные ряда изготовляемых отечественной промышленностью ламп СВЧ маячкового, карандашного и металлокерамического типов.

В заключение приведем одну из возможных конструкций резонаторов для

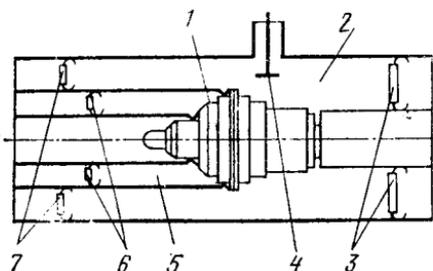


Рис. 4.6. Схема разреза резонатора для металлокерамической лампы:

1 — лампа; 2 — входной резонатор; 3 и 7 — поршни настройки выходного резонатора; 4 — вывод энергии; 5 — выходной двухсторонний резонатор; 6 — поршень настройки входного резонатора

металлокерамической лампы, поясняющую включение лампы, настройку резонаторов и конструкцию вывода энергии. Разрез резонаторов с включенной лампой схематически показан на рис. 4.6. Особенностью конструкции является применение в ка-

Таблица 4.1

| Тип лампы | Конструкция | Межэлектродные расстояния | | Межэлектродные емкости | | | Данные питания | | | | Параметры | | Рабочая волна λ , см | Отдаваемая мощность $P_{\text{от}}$, Вт | |
|-----------|-----------------------------|---------------------------|----------------------------|------------------------|-----------------------|----------------------|----------------|----------------|-----------|---------------------|------------|--------------|---------------------------------|---|---------|
| | | z_0 , мм | $z_a - z_{\text{еп}}$, мм | $C_{\text{кст}}$, пФ | $C_{\text{ста}}$, пФ | $C_{\text{на}}$, пФ | U_{R} | I_{A} | E_a , В | $E_{\text{сг}}$, В | I_a , мА | S_a , мА/В | | | μ |
| 5С5Д | Маячковые триоды | 0,10 | 0,4 | 2,3 | 1,3 | 0,05 | 6,3 | 0,77 | 250 | — | 15,5 | 5 | 40 | 8,9 | 0,035 |
| 6С9Д | | 0,07 | 0,35 | 3,0 | 1,6 | 0,05 | 6,3 | 0,57 | 250 | — | 15,0 | 10 | 100 | 32,4 | ** |
| 6С13Д | Металлостеклянные триоды | — | — | — | — | — | 6,3 | 0,77 | 300 | — | 21,0 | 5,2 | 35 | 8,45 | 0,1 |
| 6С44Д | | 0,12 | 0,55 | 3,6 | 1,7 | 0,1 | 6,3 | — | 250 | — | 45,0 | 7,5 | 32 | 60,0 | >5 |
| 6С49Д | | 0,12 | 0,61 | 2,8 | 1,6 | 0,1 | 2,4 | — | 250 | — | 25,0 | 7,5 | 60 | 60,0 | >2 |
| 6С17К | | 0,025 | 0,2 | 3,0 | 1,5 | 0,015 | 6,3 | 0,29 | 150 | — | 8,0 | 14 | 120 | 10,0 | >0,1*** |
| 6С36К | Металлокерамические триоды | 0,012 | 0,22 | 3,5 | 2,3 | 0,015 | 6,3 | 0,32 | 250 | — | 10,0 | 12 | 140 | 3,19 | 0,03 |
| ГС-4В | | 0,04 | 0,25 | 3,3 | 1,6 | 0,04 | 6,3 | 0,47 | 250 | — | 60,0 | 18 | 60 | 6,98 | 1,5 |
| ГС-1Б | Металлокерамические тетроды | 0,70 | 3,0 | 21,5 | 4,5 | 0,12 | 12,6 | 3,2 | 1700 | — | 700 | 30 | — | 150,0 | 14,0 |
| ГС-3Б | | 0,70 | 5,0 | 30 | — | 0,04 | 26,0 | 3,5 | 1600 | 500 | 600 | 30 | — | 160,0 | 1400 |
| ГС-3А | Металлокерамические тетроды | — | — | — | — | — | 26,0 | 3,4 | 1800 | 1500 | 11,9 | 30 | — | 30,0 | 11000 |
| ГС-3А | | 0,70 | 5,0 | 30 | — | 0,04 | 26,0 | 3,4 | 2000 | 600 | 11,6 | 40 | — | 160,0 | 1800 |
| | | | | | | | | | 1500 | 2,0 | — | — | — | 60,0 | 2500 |
| | | | | | | | | | | | | | | 46,0 | 2000 |

* Расстояние анод — последняя сетка для триода $z_a - z_c$, для тетрода $z_a - z_c$.

** Работает в усилительном режиме, давая усиление по мощности 10 дБ и уровень шумов 9 дБ.

*** В указанном режиме питания при работе как усилитель дает усиление по мощности 11 дБ, коэффициент собственных шумов 15 дБ, при удлинении волны до 25 см усиление увеличивается до 16 дБ, а коэффициент собственных шумов падает до 10 дБ.

честве выходного резонатора так называемого двустороннего контура, в котором междуэлектродная емкость включена последовательно во внутреннюю линию резонатора, что обеспечивает большее эквивалентное сопротивление.

4.2.1. Лампы, включающие в свою конструкцию объемные резонаторы

Рассмотренные ранее конструкции ламп предназначены для получения относительно малых колебательных мощностей, особенно, если иметь в виду непрерывный режим. Однако возможно

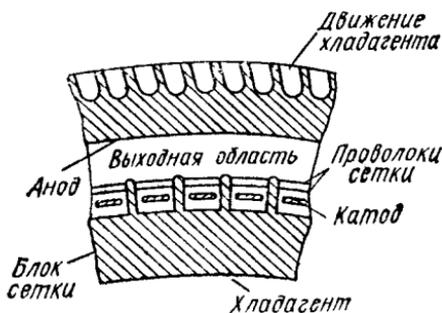


Рис. 4.7. Конструкция электродов коакситрона

создание лучевых триодов и тетродов, позволяющих даже в непрерывном режиме получать большие уровни мощности. Примером может быть разработанная в США в 1943 г. лампа, называемая резонатором и представляющая собой лучевой тетрод с включенными в конструкцию лампы объемными резонаторами. Этот прибор работал при постоянной откачке и отдавал в непрерывном режиме выходную мощность 60 кВт в диапазоне 50—75 см при к. п. д., достигающем 70 %. Это был разборный прибор, что позволяло замену отдельных частей, в частности перегоревших катодов.

В настоящее время разработаны приборы, работающие без постоянной откачки с объемными резонаторами, составляющими часть их конструкции, на большие уровни мощности как импульсного, так и непрерывного режимов. За рубежом такие приборы получили название коакситронов, что указывает на их коаксиальную конструкцию. В СССР разработаны аналогичные приборы — эндотроны, которые названы так потому, что это отражает основную особенность прибора — наличие резонаторов в самом приборе.

Эндотроны могут быть как с малыми, так и с большими значениями обобщенных сеточных и анодных параметров. Расчет процессов в межэлектродном пространстве в первом случае не отличается от расчетов, рассмотренных в курсе ЭЛ. Во втором же случае расчет должен производиться на основании материалов, изложенных в гл. 3 данной книги.

В курсе ЭЛ приводилась конструкция электродов коакситрона, которая показана на рис. 4.7. Особенности конструкции, которая представляет собой триод, в использовании электронной оптики для фокусировки электронного потока и выполне-

нии сетки в виде двух параллельных рядов витков, что обеспечивает большой коэффициент усиления при малом сеточном токе.

На рис. 4.8 приведена конструкция всего прибора в разрезе

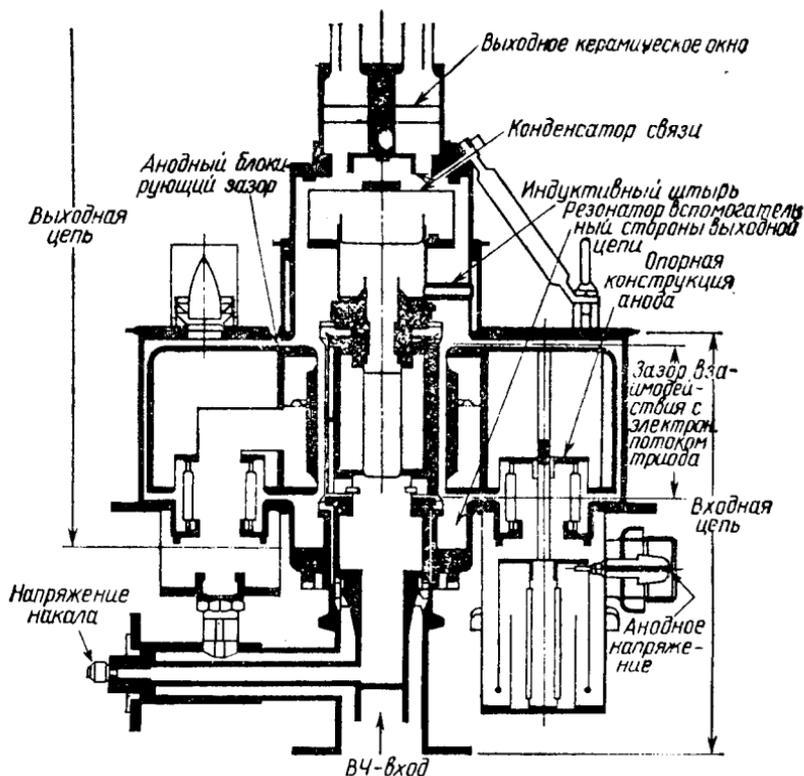


Рис. 4.8. Конструкция коакситрона в разрезе

с соответствующими пояснениями назначения отдельных его частей. На рис. 4.9 дан упрощенный чертеж входной СВЧ-цепи прибора, а на рис. 4.10 — упрощенный чертеж поперечного сечения выходного резонатора. Рисунки содержат дополнительные пояснения по отдельным элементам прибора.

Основные параметры представленного на рисунках американского коакситрона A15193A, работающего в диапазоне 406—450 МГц, даны в табл. 4.2.

В настоящее время разработаны коакситроны [12], перекрывающие диапазон частот от 200 до 1300 МГц при величинах средней мощности до 300 кВт и импульсной мощности, превышающей 15 мВт.

Коакситроны и эндотроны дают возможность получать большие уровни мощности при широкой полосе усиливаемых частот и достаточно высоком к. п. д. Сопоставляя эти приборы с совре-

менными мощными клистродами (см. гл. 6 и 7), можно установить, что они дают относительно малый коэффициент усиления

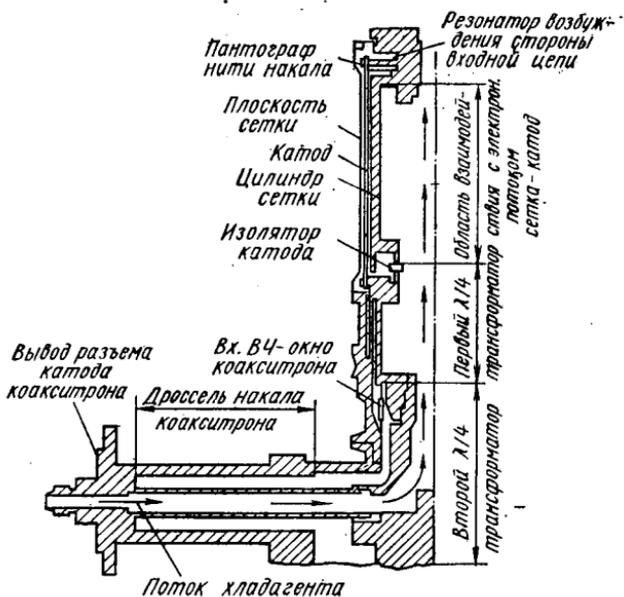


Рис. 4.9. Входная цепь коакситрона

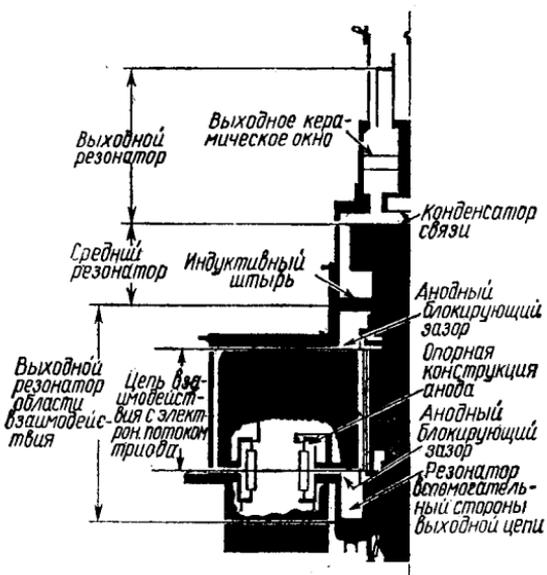


Рис. 4.10. Выходная цепь коакситрона

ния по мощности. Для преодоления этого недостатка конструируют приборы, в которых в одной конструкции объединены как

входная ступень усиления, которой может быть лучевой тетрод, так и выходная триодная часть. Коакситрон типа У1128, имею-

Таблица 4.2

| | |
|--|------|
| Максимальная выходная мощность в импульсе $P_{\text{вых}}$, МВт | 1,5 |
| Анодное напряжение в импульсе E_a , кВ | 17,5 |
| Анодный ток в импульсе I_{a0} , А | 183 |
| Мощность возбуждения $P_{\text{вх}}$, кВт | 75 |
| К. п. д. по анодному питанию η , % | 47 |
| Коэффициент усиления по мощности μ_p , дБ | 13 |
| Напряжение накала U_n , В | 1,57 |
| Ток накала I_n , А | 890 |

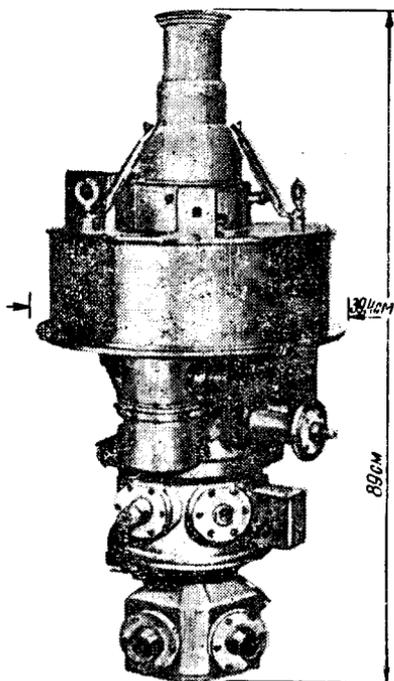


Рис. 4.11. Двухкаскадный коакситрон

щий полосу 400—500 МГц, объединяющий в одной конструкции и ступень предварительного усиления, показан на рис. 4.11.

ГЛАВА 5

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРЯМОЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКАХ

§ 5.1. Введение

В предшествующих главах были рассмотрены теория, расчет и особенности конструкций электронных ламп диапазона СВЧ с обычным электростатическим управлением током. При таком управлении током его значение в каждый данный момент определяется тем, в какой мере суммарное электростатическое поле электродов (сеток и анода) компенсирует поле объемного заряда электронов у катода. Как было установлено, применение электронных ламп с таким управлением током при повышении частоты ограничивается в малосигнальном усилительном режиме ростом входной активной проводимости и уменьшением

модуля комплексной крутизны, а в режиме усиления мощности сниженном к. п. д. Поэтому в диапазоне СВЧ применяют способ управления током, который позволяет создавать лампы, эффективно работающие на более высоких частотах, чем лампы с электростатическим управлением током. Таким способом является динамическое управление током. При этом способе, как правило, на поле объемного заряда у катода действует только постоянное ускоряющее поле, а возникновение переменного тока происходит в области, удаленной от катода, в результате взаимодействия электронов с полем СВЧ и их смещения относительно друг друга при дальнейшем движении. Описанный способ управления током применяется во всех приборах СВЧ с прямолинейным потоком, получивших название приборов типа О. В этих приборах взаимодействие электронов с СВЧ-полем может иметь дискретный или непрерывный характер. В более простом случае дискретного взаимодействия электроны под действием СВЧ-поля резонатора получают так называемую скоростную модуляцию. Она заключается в том, что часть электронов, проходящих СВЧ-поле в ускоряющий полупериод, получает увеличение скорости, а часть электронов, проходящих то же поле в тормозящий полупериод,— уменьшение ее по сравнению с постоянной, достигнутой за счет ускоряющего поля, создаваемого напряжением источника питания. Дальнейшее движение скоростно-модулированного электронного потока в пространстве без поля СВЧ — так называемый дрейф потока — ведет к смещению одних зарядов по отношению к другим. Замедленные электроны отстают, а ускоренные их догоняют. В результате между указанными группами электронов образуется электронное уплотнение, т. е. постоянный по плотности электронный поток получает переменную составляющую. Происходящий при дрейфе скоростно-модулированного потока процесс возникновения переменного тока получил название процесса группирования.

Благодаря действующим при группировании силам электростатического расталкивания электронных зарядов, которые эквивалентны силам упругости, возникающим при механических колебаниях, различие в скоростях группирующихся электронов убывает за счет их торможения этими силами по мере образования электронного уплотнения. Таким образом, кинетическая энергия, запасенная электронным потоком при скоростной модуляции, переходит в потенциальную энергию электронного уплотнения, а сам процесс группирования приобретает колебательный характер. Если переменные скорости не очень велики и при образовании электронного уплотнения полностью подавляются силами продольного расталкивания, то в последующем движении электронов можно наблюдать рассасывание уплотнения и возникновение вновь за счет поля уплотнения скоростной модуляции, т. е. переход потенциальной энергии уплотнения в кинетическую энергию скоростно-модулирован-

ного потока. Переходы скоростной модуляции в модуляцию по плотности и обратно могут повторяться многократно, образуя стоячие волны переменных скорости и плотности. Такие стоячие волны можно рассматривать как результат сложения двух электронных волн, перемещающихся с разными скоростями: быстрой со скоростью, большей постоянной скорости, и медленной со скоростью, меньшей постоянной.

В момент, когда переменные скорости полностью израсходованы на образование уплотнения, последнее перемещается с постоянной скоростью, полученной электронами от источника питания. Поэтому торможение таких уплотнений полем СВЧ преобразует постоянную энергию электронного потока в энергию колебаний СВЧ, отбираемую от потока резонатором, создающим поле.

Описанные три процесса: *скоростная модуляция* электронного потока, *группирование электронов* и *отбор энергии* потока составляют основу явлений, происходящих в лампах со скоростной модуляцией, или *клизотронах**. Сопоставление процессов в лампах со скоростной модуляцией с морским прибоем имеет глубокое физическое основание, так как появление в море бегущих к берегу волн, вызванных ветром, аналогично процессам скоростной модуляции и последующего группирования.

Динамический метод управления током может быть реализован не только при дискретном взаимодействии электронов с полем СВЧ. Возможно и непрерывное или распределенное взаимодействие электронов и поля СВЧ. Однако для этого необходимо синхронизировать перемещение поля СВЧ с движением электронов. Это осуществляется путем использования так называемых замедляющих систем, с помощью которых скорость перемещения электромагнитной волны, создающей поле СВЧ по оси потока, оказывается приблизительно равной скорости электронов. Простейшим воплощением такой замедляющей системы является проводящая электрический ток спираль, внутри которой по оси проходит электронный поток. При этом электромагнитная волна как бы продвигается по длине окружности витка спирали, и ее перемещение по оси, равное шагу спирали, оказывается достаточно замедленным для получения возможности согласования с движением электронов. Конечно, такое представление процесса замедления электромагнитной волны является значительным упрощением, так как в реальных приборах СВЧ с непрерывным взаимодействием замедляющая система связана с электронным потоком и они представляют собой волновод [13].

При непрерывном взаимодействии скоростная модуляция, группирование и отбор энергии могут совмещаться. Однако и

* Название «клистрон» произошло от греческого слова «клизо», означающего морской прибой.

при этом сохраняются силы электростатического расталкивания, и явления в электронном потоке можно рассматривать как колебательные. К приборам типа О, использующим непрерывное взаимодействие, относятся: лампа с бегущей волной, в которой электронный поток взаимодействует с одной из трех прямых волн, возникающих в замедляющей системе при ее возбуждении усиленным сигналом, с медленной волной, лампа с обратной волной, в которой электронный поток взаимодействует с обратной волной, т. е. волной, движущейся навстречу электронам, и, наконец, крестатрон, отличающийся от ЛБВ только режимом работы, в котором используются биения между прямыми волнами, возбуждаемыми в замедляющей системе.

Далее будут подробно рассмотрены различные приборы типа О, использующие динамический способ управления током. Для исследования происходящих в электронных потоках таких приборов колебательных процессов целесообразно использовать уравнения, определяющие эти процессы.

При выводе этих уравнений обычно вводят ряд допущений. Простейшее из них — предположение, что электронный поток имеет бесконечное поперечное сечение. Это приводит задачу к одномерной, когда СВЧ-поле имеет только осевую составляющую, совпадающую с направлением движения электронов. Полученные на основе этого уравнения колебания [14, 15] были использованы для изучения явлений в приборах, причем для учета конечности площади сечения электронного потока вводилась коррекция собственной частоты колебаний электронного потока. Такой подход не может быть, строго говоря, применен при больших колебаниях, когда изменение протяженности электронного уплотнения приводит к существенному перераспределению потока электрического поля между радиальным и осевым направлениями, что вызывает дополнительное изменение сил продольного расталкивания. Более строгим предположением, позволяющим учесть этот эффект, является так называемое дисковое приближение, при котором поверхностная плотность электронного слоя, нормального к оси потока, считается независимой от величины удаления от оси, т. е. от радиальной координаты, и учитывается только влияние конечности сечения потока на создаваемое зарядами слоя поле. Кроме того, полагают диск «жестким» и перемещающимся по осевой координате как единое целое. Электронный поток разбивают на конечное (или бесконечное) число слоев-дисков, каждому из которых приписывается соответствующая часть объемного заряда потока. Составляя уравнения движения каждого диска с учетом полей всех остальных дисков и внешнего электрического поля, если таковое имеется, можно получить замкнутую систему уравнений. Эту систему можно решить численными методами с помощью ЭВМ, что позволяет исследовать процессы в электронном потоке.

Еще большую точность можно получить, разбивая дополнительно каждый электронный слой на внутренний диск и систему окружающих его колец. Основные положения таких расчетов приведены в приложении II. Недостатком численных методов является то, что они не дают аналитических выражений, позволяющих описать в общем виде процессы в электронном потоке и таким образом дать исходные данные для расчета и проектирования приборов. Поэтому целесообразно развитие приближенной аналитической теории, в основу которой можно положить дисковое приближение. Это позволяет получить уравнение колебаний, описывающее движение бесконечно тонких электронных дисков.

§ 5.2. Уравнения колебаний электронных дисков

Рассмотрим движение электронных дисков в потоке круглого сечения диаметром $2b$, окруженного коаксиально расположенным проводящим цилиндром (экраном) диаметром $2a$, как это показано на рис. 5.1.

В таком электронном потоке при достаточной его длине постоянная составляющая плотность объемного заряда ρ_0 является функцией только радиальной координаты R . Учитывая реальные условия использования потока в приборах, где ток ограничен возможностями его фокусировки, а положительный потенциал проводящего цилиндра достаточно высок, пренебрежем незначительным изменением потенциала по радиусу потока, а вместе с тем и радиальным изменением постоянной составляющей объемного заряда, т. е. будем полагать $\rho_0 = \text{const}$ во всем объеме потока. Пусть в процессе возникающего колебания два бесконечно тонких электронных диска AB и CD переместились по направлению друг к другу на расстояние z каждый и заняли положение $A'B'$ и $C'D'$ (рис. 5.1). Тогда, полагая отсутствие перегона электронов у движущихся дисков, следует считать, что между дисками окажется избыточный объемный заряд: $\Delta q = \pi b^2 \rho_0 2z$.

Если бы электронный поток имел бесконечную площадь сечения, то поток электрического поля через рассматриваемые диски не зависел бы от распределения избыточного заряда в пространстве между дисками. В потоке же конечной площади сечения неравномерность распределения избыточного заряда благодаря зависимости осевого поля от расстояния (от вызывающего поле электронного диска до рассматриваемой точки) не может не влиять на поток поля через рассматриваемые диски. При этом может быть два случая. *Первый* — равномерное сближение всех электронных дисков, когда избыточный заряд

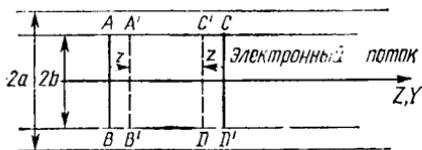


Рис. 5.1. К выводу уравнения колебаний электронных дисков

оказывается распределенным равномерно. Второй, когда скоростная модуляция не обеспечивает равномерного сближения электронных слоев и при интенсивном группировании возникают значительные неоднородности распределения объемного заряда. Однако при интенсивном группировании протяженность образующегося электронного уплотнения сильно сокращается и ослабление осевого поля вдоль уплотнения оказывается незначительным, что уменьшает влияние неоднородности распределения избыточного заряда.

На основании приведенных соображений будем считать возможным положить распределение избыточного заряда между $A'B'$ и $C'D'$ равномерным. Если расстояние между рассматриваемыми электронными дисками в положении AB и CD есть $2l$, то электронный слой толщиной l см будет иметь заряд: $q = \pi b^2 \frac{z}{l-z} = \rho_0$.

Обозначая расстояния, отсчитываемые по осевому направлению в пространстве между рассматриваемыми слоями, через y , можно определить поверхностную плотность зарядов бесконечно тонкого диска:

$$\sigma = \frac{q}{\pi b^2} dy = \rho_0 \frac{z}{l-z} dy. \quad (5.1)$$

Осевое поле, создаваемое заряженным диском, помещенным в проводящий цилиндрический экран нормально к его оси, при поверхностной плотности зарядов σ на расстоянии y от диска равно [16]:

$$E_z = \frac{\sigma b}{\epsilon_0 a} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right) J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right)}{x_k J_1^2(x_k)} e^{-\frac{x_k}{a} |y|}, \quad (5.2)$$

где $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ — диэлектрическая постоянная вакуума, Ф/м; J_0 и J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков; x_k — корень уравнения $J_0(x) = 0$ и R — радиальная координата.

В принятом предположении, что диски «жесткие» и перемещаются как единое целое, следует перейти от выражения (5.2), содержащего зависимость от радиальной координаты, к усредненному по радиусу значению поля*, действующему на диск. При этом

$$E_{z \text{ med}} = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^b 2\pi R E_z dR =$$

* Исследование выражения (5.2) показывает, что высшие радиальные гармоники поля влияют так, что изменение осевого поля оказывается значительным только на краю потока, и поэтому усреднение поля является допустимым. Такой же вывод следует и из [17].

$$\begin{aligned}
&= \frac{\sigma b}{\varepsilon_0 a \pi b^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k J_1^2(x_k)} e^{-\frac{x_k}{a}|y|} \frac{2\pi}{\left(\frac{x_k}{a}\right)^2} \times \\
&\quad \times \int_0^b x_k \frac{R}{a} J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right) d\left(x_k \frac{R}{a}\right) = \\
&= \frac{2\sigma}{\varepsilon_0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^2 J_1^2(x_k)} e^{-\frac{x_k}{a}|y|}. \tag{5.3}
\end{aligned}$$

Суммарное поле, действующее на рассматриваемые диски в положении $A'B'$ и $C'D'$, можно найти, подставляя значение σ из (5.1) в (5.3) и интегрируя по расстоянию в пределах от $y=0$ до $y=2(l-z)$:

$$\begin{aligned}
E_{zp} &= \int_0^{2(l-z)} E_{z \text{ med}} dy = \\
&= \frac{2\rho_0}{\varepsilon_0} \frac{z}{l-z} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^2 J_1^2(x_k)} \int_0^{2(l-z)} e^{-\frac{x_k}{a}|y|} dy = \\
&= \frac{2\rho_0 a}{\varepsilon_0} \frac{z}{l-z} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^3 J_1^2(x_k)} \left[1 - e^{-\frac{2x_k}{a}(l-z)}\right]. \tag{5.4}
\end{aligned}$$

Найденное значение E_{zp} следует использовать в уравнении движения электронов

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = e(E_{zc} - E_{zp}), \tag{5.5}$$

где e и m — заряд и масса электрона; E_{zc} — внешнее осевое электрическое поле, действующее на электроны; знак минус перед E_{zp} отражает то обстоятельство, что при сближении электронных дисков под действием внешнего поля силы поля объемного заряда препятствуют этому.

Подставляя (5.4) в (5.5), получим

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \omega^2 z = \frac{e}{m} E_{zc}, \tag{5.6}$$

где ω_q — «собственная частота» колебаний электронного потока конечного сечения, равная

$$\omega_q = \left[\frac{1}{e_0} \frac{e}{m} \rho_0 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{4J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^3 J_1^2(x_k)} \frac{1 - e^{-\frac{2x_k}{a}(l-z)}}{\frac{2x_k}{a}(l-z)} \right]^{1/2}. \quad (5.7)$$

Рассмотрим теперь некоторые частные значения выражения (5.7). Если задаться $a = b = c = \text{const}$ и безгранично увеличивать a , то можно перейти к частоте колебаний электронного потока бесконечного сечения $\omega_p = \omega_q|_{a \rightarrow \infty}$. Действительно, так как

$$\lim_{a \rightarrow \infty} \frac{1 - e^{-\frac{2x_k}{a}(l-z)}}{\frac{2x_k}{a}(l-z)} = 1; \quad \lim_{a \rightarrow \infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{a-c}{a}\right)}{J_1^2(x_k)} = 1; \quad \sum_{k=1}^{\infty} \frac{4}{x_k^2} = 1,$$

то

$$\omega_p = \left(\frac{1}{e_0} \frac{e}{m} \rho_0 \right)^{1/2} = \left(\frac{1}{e_0} \frac{e}{m} \frac{j_0}{v_0} \right)^{1/2} = 1,83 \cdot 10^{10} j_0^{1/2} U_0^{-1/4}, \quad (5.7a)$$

где j_0 — плотность тока, А/см²; v_0 — скорость электронов, см/с; U_0 — постоянная разность потенциалов, которой был ускорен электронный поток, В.

Используя (5.7a), перепишем (5.7):

$$\omega_q = F^{1/2} \omega_p, \quad (5.7b)$$

где F — функция, равная

$$F = \frac{2a}{l-z} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^3 J_1^2(x_k)} \left[1 - e^{-\frac{2x_k}{a}(l-z)} \right], \quad (5.8)$$

показывает уменьшение величины напряженности осевого электрического поля объемного заряда при переходе от электронного потока с бесконечной площадью сечения к потоку с конечным сечением и соответственно корень квадратный из этой функции — уменьшение собственной частоты колебаний.

Выражение (5.8) можно упростить, если учесть, что члены имеющегося в нем бесконечного ряда быстро убывают. Отсюда может быть сделан вывод о возможности ограничения его первым членом. Оценим возможную при этом погрешность.

$$- \frac{2x_k}{a} (l-z)$$

Так как $0 < e^{-\frac{2x_k}{a} (l-z)} < 1$, то квадратная скобка в (5.8) всегда меньше единицы. Поэтому

$$\sum_{k=2}^{\infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^3 J_1^2(x_k)} \left[1 - e^{-\frac{2x_k}{a} (l-z)} \right] < \sum_{k=2}^{\infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^3 J_1^2(x_k)}$$

и при отбрасывании всех членов ряда, кроме первого к (5.8), ошибка будет меньше, чем правая часть приведенного неравенства. С учетом этого можно показать, что сохранение только первого члена ряда к (5.8) дает приемлемую для технического расчета погрешность.

Из асимптотических приближений Ганкеля следует, что при больших значениях x_k можно принимать

$$\frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{J_1^2(x_k)} \approx \frac{a}{b} \frac{\cos^2\left(x_k \frac{b}{a} - \frac{3}{4} \pi\right)}{\cos^2\left(x_k - \frac{3}{4} \pi\right)}.$$

Учитывая приближенное значение корня: $x_k \approx \pi(k - 0,25)$, можно установить $\cos^2\left(x_k - \frac{3}{4} \pi\right) = \cos^2 \pi(k-1) \approx 1$ и $\cos^2\left(x_k \frac{b}{a} - \frac{3}{4} \pi\right) < 1$ и принять

$$\frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{J_1^2(x_k)} < \frac{a}{b}.$$

Введя обозначение $B_k = \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^3 J_1^2(x_k)}$, имеем

$$\sum_{k=2}^{\infty} B_k \approx \sum_{k=2}^{k=s} B_k + \frac{a}{b} \sum_{k=s+1}^{\infty} \frac{1}{x_k^3}, \quad (5.9)$$

где $s \gg 1$ и определяет точность замены

$$\sum_{k=s+1}^{\infty} B_k \approx \sum_{k=s+1}^{\infty} \frac{1}{x_k^3},$$

которая возрастает с увеличением s . Для оценки второй суммы в (5.9) учтем неравенство $x_k \approx \pi(k - 0,25) > \pi(k - 1)$. При этом

$$\frac{a}{b} \sum_{k=s+1}^{\infty} \frac{1}{x_k^3} < \frac{a}{b} \frac{1}{\pi^3} \left[\sum_{k=2}^{\infty} \frac{1}{(k-1)^3} - \sum_{k=2}^{k=s+1} \frac{1}{(k-1)^3} \right],$$

где первая сумма в квадратных скобках есть дзета-функция Римана, равная $\zeta(3) = 1,202$.

Если выбрать $s=7$, то $\sum_{k=2}^7 B_k = 4,67 \cdot 10^{-3}$, а $\sum_{k=2}^7 \frac{1}{(k-1)^3} = 1,190$.

Для реализуемого на практике значения $b/a=0,7$ будем иметь

$$\sum_{k=2}^{\infty} B_k < \sum_{k=2}^7 B_k + \frac{a}{b} \frac{1}{\pi^3} \left[\sum_{k=2}^{\infty} \frac{1}{(k-1)^3} - \sum_{k=2}^7 \frac{1}{(k-1)^3} \right] =$$

$$= 4,67 \cdot 10^{-3} + \frac{1}{0,7} \frac{1}{\pi^3} [1,202 - 1,190] = 5,22 \cdot 10^{-3}.$$

Погрешность расчета при пренебрежении высшими членами ряда (5.8) можно найти, если определить величину первого члена ряда. Как видно из приводимых далее данных расчета реальных пролетных клистронов, можно принять ограничение $(l-z)/a > 0,35$. Тогда

$$A_1 = \frac{J_1^2(2,4 \cdot 0,7)}{2,4^3 J_1^2(2,4)} \left[1 - e^{-2,24 \left(\frac{l-z}{a} \right)} \right] > 0,0723.$$

Используя полученные результаты, найдем относительную погрешность, получающуюся при отбрасывании в (5.8) всех членов ряда, кроме первого:

$$1 - \frac{A_1}{A_1 + \sum_{k=2}^{\infty} B_k} < 1 - \frac{0,0723}{0,0723 + 0,0052} < 0,067.$$

Погрешность менее 7% можно считать достаточно малой для обоснованного пренебрежения высшими членами ряда (5.8). При этом

$$F = 0,54 J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \right) \frac{a}{l-z} \left[1 - e^{-4,8 \frac{l-z}{a}} \right]. \quad (5.8a)$$

Если колебания электронных дисков имеют малую амплитуду, что соответствует слабому линейному группированию, то смещение $z \ll l$ и можно пренебречь в (5.8) величиной z по сравнению с l . При этом, используя постоянную составляющую скорости электронов v_0 и вводя условные углы пролета $\xi_{a0} = \omega a / v_0$ и $\xi_{l0} = \omega l / v_0$, получим

$$F_0 = 0,54 J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \right) (1 - e^{-4,8 \xi_{l0} / \xi_{a0}}) \frac{\xi_{a0}}{\xi_{l0}}, \quad (5.8б)$$

где индекс у F указывает на то, что значение этой величины соответствует малым колебаниям. Полагая $\xi_{l0} > \xi_{a0}$, (5.8б) можно упростить и с погрешностью менее 0,8% принять

$$F_0 = 0,54 J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \right) \frac{\xi_{a0}}{\xi_{l0}}. \quad (5.8в)$$

Величины F_0 , рассчитанные по (5.8в) для значений $b/a=0,5$ и $0,7$, приведены на рис. 5.2.

5.2.1. Решение уравнений колебаний электронных дисков

Преобразуем (5.6), заменив в нем текущее время t на время перемещения дисков $\tau = t - t_0$, где t_0 — время, соответствующее

началу их движения, и разделив левую и правую части уравнения на квадрат угловой частоты колебаний ω , возмущающих электронный поток. Тогда получим

$$\frac{d^2 z}{d\xi^2} + a_q^2 z = \frac{e}{\omega^2} E_{zc}, \quad (5.6a)$$

где $\xi = \omega(t - t_0)$ — полный угол пролета, проходимый дисками; $a_q = \omega_q/\omega$ — параметр расталкивания электронов, название которого и его физический смысл будут обсуждены в дальнейшем.

Уравнение (5.6a) представляет собой неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка. При малых колебаниях, когда $F = F_0 = \text{const}$ и соответственно $a_q = a_{q0} = F_0 \frac{\omega_p}{\omega}$, уравнение оказывается уравнением с постоянными коэффициентами. Рассмотрим решение такого уравнения. Оно будет представлять собой сумму из решения однородного уравнения, имеющего место при $E_{zc} = 0$, и частного решения, определяемого E_{zc} .

Решение однородного уравнения имеет вид

$$z_1 = A_0 \cos a_{q0} \xi + B_0 \sin a_{q0} \xi, \quad (5.10)$$

где A_0 и B_0 — постоянные, определяемые из начальных условий.

Для отыскания частного решения необходимо знать выражение для E_{zc} .

При непрерывном взаимодействии электронного потока с полем бегущей волны величину E_{zc} можно задать так

$$E_{zc} = E_{m0} e^{j\omega t_0} e^{(m + jn) \xi}, \quad (5.11)$$

где E_{m0} — начальное значение амплитуды поля при t_0 ; $\xi = \omega t$ — полный угол пролета; m и n — коэффициенты, определяющие изменение амплитуды и фазы поля в зависимости от ξ .

Подставляя (5.11) в (5.6a), получим

$$\frac{d^2 z}{d\xi^2} + a_{q0}^2 z = P_0 e^{(m + jn) \xi}, \quad (5.6b)$$

где $P_0 = \frac{1}{\omega^2} \frac{e}{m} E_{m0} e^{j\omega t_0}$.

Частное решение полученного неоднородного уравнения будет

$$z_2 = \frac{P_0 e^{(m + jn) \xi}}{(m + jn)^2 + a_{q0}^2}.$$

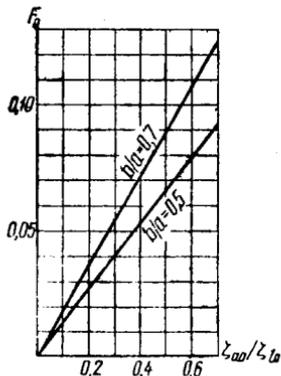


Рис. 5.2. Изменение F_0 от ξ_{a0}/ξ_{t0}

Общее решение уравнения (5.66) при учете (5.10) можно записать так:

$$z = z_1 + z_2 = A_0 \cos a_{q0} \zeta + B_0 \sin a_{q0} \zeta + \frac{P_0 e^{(m+jn)\zeta}}{(m+jn)^2 + a_{q0}^2}. \quad (5.12)$$

Теперь рассмотрим случай нелинейных колебаний, когда ослабление поля объемного заряда определяется (5.8а). Учитывая, что $\frac{dz}{dt} = v_{\sim}$ — переменная составляющая скорости электронов, найдем

$$\frac{d^2 z}{d\zeta^2} = \frac{1}{\omega^2} \frac{d^2 z}{[d(t-t_0)]^2} = \frac{1}{\omega^2} \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{1}{\omega^2} \left(\frac{dv_{\sim}}{dz} \right) \frac{dz}{dt} = \frac{1}{2\omega^2} \frac{d}{dz} (v_{\sim}^2).$$

Подставив полученное значение производимой в (5.6а) и используя (5.8а), получим

$$\frac{1}{2\omega^2} \frac{d(v_{\sim}^2)}{dz} + 0,54 J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \right) a_p^2 \frac{a}{l-z} [1 - e^{-4,8(t-z)/a}] z = \frac{1}{\omega^2} \frac{e}{m} E_{zc}, \quad (5.13)$$

где $a_p = \omega_p / \omega$.

Вводя новую независимую переменную $\theta = \omega z / v_0$, условные углы пролета $\zeta_{a0} = \omega a / v_0$, $\zeta_{l0} = \omega l / v_0$ и учитывая (5.8в), найдем

$$\frac{d(v_{\sim}^2)}{d\theta} + 2a_{q0}^2 v_0^2 \frac{\left[1 - e^{-4,8 \left(1 - \frac{\theta}{\zeta_{l0}} \right) / \frac{\zeta_{l0}}{\zeta_{a0}}} \right]}{1 - \frac{\theta}{\zeta_{l0}}} \theta = 2 \frac{e}{m} \frac{v_0}{\omega} E_{zc}. \quad (5.13a)$$

Это уравнение можно проинтегрировать в конечных разностях. Однако результат получается достаточно сложным благодаря второму члену в квадратных скобках, увеличивающему ослабление поля при переходе от электронного потока бесконечного сечения к электронному потоку конечного сечения. Если пренебречь величиной этого члена по сравнению с единицей, то это даст превышение поля над реально существующим. Это прямо противоположно влиянию отбрасывания всех членов ряда в (5.8), кроме первого, и перехода к (5.8а), что дает уменьшение поля. Ранее было показано, что отбрасывание высших членов ряда при $(l-z)/a = 0,35$ дает уменьшение поля на 6,7%. При этом пренебрежение вторым членом в квадратных скобках (5.13а) по сравнению с единицей даст увеличение поля на 18,6%. Однако суммарная погрешность составит всего 18,6—6,7=11,9%. Это максимальная погрешность, достигаемая в конце колебательного процесса при максимальном значении z . Средняя погрешность значительно ниже. Имея в виду это, а также то, что и при мак-

симальном значении z возможно наличие неравенства $(l - z)/a > 0,35$, будем считать допустимым пренебречь вторым членом в квадратных скобках по сравнению с единицей. Тогда обозначая

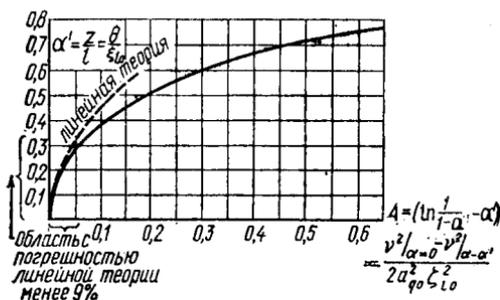


Рис. 5.3. Зависимость относительного значения пути, проходимого дисками, от относительного значения кинетической энергии дисков для линейной и нелинейной теорий

относительное смещение электронного слоя $z/l = \theta/\xi_{l0} = \alpha$, можем получить из (5.13а)

$$\frac{d(v_{\perp}^2)}{d\alpha} + 2\alpha_{q0}^2 v_0^2 \xi_{l0}^2 \frac{\alpha}{1-\alpha} = 2 \frac{e}{m} l E_{zc}. \quad (5.13б)$$

Рассмотрим интегрирование (5.13б) при $E_{zc} = 0$. Вводя коэффициент скоростной модуляции $v = v_{\perp}/v_0$ и полагая, что α изменяется в пределах от $\alpha = \alpha_0$ до $\alpha = \alpha'$, получим

$$v^2|_{\alpha_0} - v^2|_{\alpha'} = 2\alpha_{q0}^2 \xi_{l0}^2 \int_{\alpha_0}^{\alpha'} \frac{\alpha d\alpha}{1-\alpha} = 2\alpha_{q0}^2 \xi_{l0}^2 \left[\ln \frac{1-\alpha_0}{1-\alpha'} - (\alpha' - \alpha_0) \right], \quad (5.14)$$

где $v|_{\alpha_0}$ и $v|_{\alpha'}$ — значения коэффициентов скоростной модуляции рассматриваемых электронных дисков в начале и конце их перемещения.

Рассчитывая на основании (5.14) зависимость $A = \ln \frac{1-\alpha_0}{1-\alpha'} - (\alpha' - \alpha_0) = (v^2|_{\alpha_0} - v^2|_{\alpha'}) / (2\alpha_{q0}^2 \xi_{l0}^2)$, построим функцию $\alpha' = f(A)$ (рис. 5.3) для $\alpha_0 = 0$.

Сопоставим полученный результат с тем, что дает малосигнальная линейная теория. На основании (5.10) имеем

$$z = A_0 \cos a_{q0} \xi + B_0 \sin a_{q0} \xi$$

и

$$v_{\perp} = \frac{dz}{dt} = \omega \frac{dz}{d\xi} = -\omega A_0 a_{q0} \sin a_{q0} \xi + \omega B_0 a_{q0} \cos a_{q0} \xi. \quad (5.10а)$$

Полагая, что рассмотрение движения дисков начинается с момента, когда $z = 0$ и $\alpha_0 = 0$, из уравнения для z получим $A_0 = 0$.

Далее, учитывая, что $v = v_{\sim} / v_0$, найдем из уравнения для переменной скорости

$$v|_{\zeta=0} = \omega B_0 a_{q0} / v_0 = v|_{\alpha_0} \quad \text{и} \quad B_0 = v|_{\alpha_0} v_0 / \omega a_{q0}.$$

Подставляя значения A_0 и B_0 , получим

$$z = \frac{v|_{\alpha_0} v_0}{\omega a_{q0}} \sin a_{q0} \zeta \quad \text{и} \quad v = v|_{\alpha_0} \cos a_{q0} \zeta.$$

Используя полученные выражения, найдем

$$\begin{aligned} \alpha = \frac{z}{l} &= \frac{v|_{\alpha_0} v_0}{\omega a_{q0} l} \sin a_{q0} \zeta = \frac{v|_{\alpha_0}}{\zeta_{l0} a_{q0}} (1 - \cos^2 a_{q0} \zeta)^{1/2} = \\ &= \left(\frac{v_{| \alpha_0}^2 - v_{| \alpha'}^2}{a_{q0}^2 \zeta_{l0}^2} \right)^{1/2} = (2A)^{1/2}. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Расчет по выражению (5.15), соответствующему линейной теории, на рис. 5.3 показан пунктирной линией. Сопоставляя полученный результат с кривой для α по нелинейной теории, можем установить, что с погрешностью менее 9% можно воспользоваться линейной теорией при $\alpha \leq 0,3$ или при $A \leq 0,05$.

Приведенный расчет нелинейных колебаний должен быть дополнен определением зависимости между относительным перемещением и временем $\tau = t - t_0$, в течение которого происходит движение дисков. Для этого обратимся к (5.14), где примем верхний предел переменным, а нижний равным $\alpha_0 = 0$. Тогда учитывая, что $v_{\sim} = \frac{dz}{dt}$ и $dt = \frac{dz}{v_{\sim}} = \frac{1}{v_0} \frac{dz}{v}$, можем получить

$$\tau = \int_{\alpha_0}^{\alpha'} dt = \frac{1}{v_0} \int_{\alpha_0}^{\alpha'} \frac{dz}{v} = \frac{l}{v_0} \int_{\alpha_0}^{\alpha'} \frac{d\alpha}{\left[v_{| \alpha_0}^2 - 2a_{q0}^2 \zeta_{l0}^2 \left(\ln \frac{1}{1-\alpha} - \alpha \right) \right]^{1/2}} \quad (5.16)$$

или, переходя к углу пролета,

$$\begin{aligned} \zeta = \omega \tau = \zeta_{l0} \int_{\alpha_0}^{\alpha'} \frac{d\alpha}{\left[v_{| \alpha_0}^2 - 2a_{q0}^2 \zeta_{l0}^2 \left(\ln \frac{1}{1-\alpha} - \alpha \right) \right]^{1/2}} = \\ = \frac{1}{a_{q0}} \int_{\alpha_0}^{\alpha'} \frac{d\alpha}{\left[\left(\frac{v|_{\alpha_0}}{a_{q0} \zeta_{l0}} \right)^2 - 2 \left(\ln \frac{1}{1-\alpha} - \alpha \right) \right]^{1/2}}. \end{aligned} \quad (5.16a)$$

Выражение (5.16a) может быть проинтегрировано численными методами. Следует, однако, отметить, что при $\alpha \leq 0,3$, когда ли-

нейное приближение дает малую погрешность, из (5.15) можно получить

$$\xi_{\text{лин}} = \frac{1}{a_{q0}} \arcsin \frac{a_{q0}}{v_{\perp} \alpha_0} \alpha \zeta_{10}. \quad (5.15a)$$

Это соотношение показывает, что для малых значений аргумента арксинуса, когда его величину можно принять равной аргументу, угол $\xi_{\text{лин}}$ пропорционален α , а это значит, что при $\zeta_{10}/v_{\perp} \alpha_0 = \text{const}$ будет достигаться равномерное сближение электронных дисков, находящихся на разных расстояниях от центра электронного уплотнения.

При $\alpha > 0,3$ необходимо учитывать нелинейность колебательного процесса, что можно сделать и без численного интегрирования приближенным аналитическим методом. Такой подход к расчету сжатия электронного уплотнения при $\alpha > 0,3$ может быть основан на использовании аппроксимации функции $A = \ln \frac{1}{1-\alpha} - \alpha$ двучленом, содержащим первую и вторую степени α . В этом случае интеграл (5.16a) можно взять непосредственно в конечных разностях.

Используя метод равных площадей, получим для области $0,3 \leq \alpha \leq 0,8$ и функции $A = \ln \frac{1}{1-\alpha} - \alpha$ приближенное выражение $A' = 1,58\alpha^2 - 0,38\alpha$. Графики точного и приближенного выражений приведены на рис. 5.4. Сопоставляя кривые, можно установить, что ошибка приближенного выражения в точке $\alpha = 0,8$ составляет 12,6%. Обращаясь к (5.16a) для оценки погрешности в определении знаменателя подынтегрального выражения, следует учесть возможное значение $\frac{v_{\perp} \alpha_0}{a_{q0} \zeta_{10}}$, которое обычно больше 2, множитель 2 перед A и степень, в которую возводится знаменатель. Если учесть значение $\frac{v_{\perp} \alpha_0}{a_{q0} \zeta_{10}}$, множитель 2 и степень знаменателя, то погрешность в расчете знаменателя при использовании аппроксимации будет меньше 4,2%, что представляется весьма удовлетворительным для приближенного аналитического расчета.

Если использовать указанное приближение в (5.16a), то можно получить [18]

$$\xi = \frac{1}{a_{q0}} \int_{\alpha_0}^{\alpha'} \frac{d\alpha}{\left[\left(\frac{v_{\perp} \alpha_0}{a_{q0} \zeta_{10}} \right)^2 + 0,76\alpha - 3,16\alpha^2 \right]^{1/2}} =$$

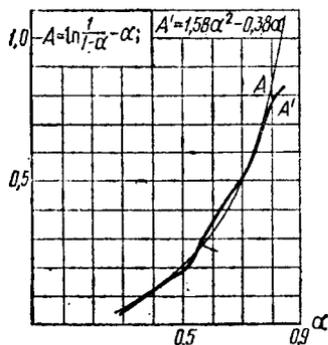


Рис. 5.4. Кривые функции $A = \ln \frac{1}{1-\alpha} - \alpha$ и $A' = 1,58\alpha^2 - 0,38\alpha$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{1,78a_{q0}} \arcsin \frac{6,32\alpha - 0,76}{\left[12,64 \left(\frac{v_{|a_0}}{a_{q0}\zeta_{i0}}\right)^2 + 0,578\right]^{1/2}} \Bigg|_{\alpha=\alpha_0}^{\alpha=\alpha'} = \\
&= \frac{1}{1,78a_{q0}} \left\{ \arcsin \frac{1,78a_{q0}\zeta_{i0}}{v_{|a_0}} (\alpha' - 0,034) - \right. \\
&\quad \left. - \arcsin \frac{1,78a_{q0}\zeta_{i0}}{v_{|a_0}} (\alpha_0 - 0,034) \right\}, \quad (5.166)
\end{aligned}$$

где учтено, что обычно $\frac{v_{|a_0}}{a_{q0}\zeta_{i0}} > 2$ и можно принять

$$12,64 \left(\frac{v_{|a_0}}{a_{q0}\zeta_{i0}}\right)^2 - 0,578 \approx 12,64 \left(\frac{v_{|a_0}}{a_{q0}\zeta_{i0}}\right)^2.$$

Так как средний слой электронного уплотнения перемещается с постоянной скоростью v_0 , то определяемый (5.166) угол пролета ζ будет равен постоянному углу пролета $\zeta_0 = \omega t - \omega t_0 = \omega l_i / v_0$, где l_i протяженность i -й пролетной трубы, где происходит нелинейное группирование. Подставляя ζ_0 вместо ζ в (5.166), можем разрешить его относительно α' и получить

$$\begin{aligned}
\alpha' = \frac{v_{|a_0}}{1,78a_{q0}\zeta_{i0}} \sin \left\{ 1,78a_{q0}\zeta_0 + \arcsin \left[\frac{1,78a_{q0}}{v_{|a_0}} \zeta_{i0} (\alpha_0 - 0,034) \right] \right\} + \\
+ 0,034. \quad (5.17)
\end{aligned}$$

Полученное выражение позволяет вычислить относительное смещение α' при заданных значениях величин: коэффициента скоростной модуляции $v_{|a_0}$ в начале процесса группирования, параметра расталкивания a_{q0} и постоянного угла пролета ζ_0 . Отметим, что для полной характеристики электронного уплотнения в конце группирования надо еще знать остаточное значение коэффициента скоростной модуляции $v_{|\alpha'}$. Его значение следует из (5.14):

$$v_{|\alpha'}^2 = v_{|a_0}^2 - 2a_{q0}^2 \zeta_{i0}^2 \left[\ln \frac{1 - \alpha_0}{1 - \alpha'} - (\alpha' - \alpha_0) \right]. \quad (5.18)$$

Обратимся теперь к физическому истолкованию полученных результатов. Уравнение (5.6а) представляет собой уравнение колебаний электронных дисков, движущихся в электрическом поле содержащегося между ними объемного заряда. Оно описывает явление группирования, при котором в случае малых колебаний, когда можно считать параметр расталкивания $a_{q0} = \text{const}$, колебания имеют гармонический характер и определяются уравнением (5.10), представляющим решение (5.6а) для этого случая. При значительных смещениях электронных дисков группирование становится нелинейным. Интегрирование соответствующего такому

процессу уравнения (5.13б) дает (5.14), в котором левая часть представляет собой величину прямо пропорциональную разности кинетических энергий в начале и конце группирований, а правая — прямо пропорциональна потенциальной энергии образующегося электронного уплотнения. Ранее при обсуждении (5.15а) указывалось, что при линейном группировании выбор $\xi_{10}/v = \text{const}$ дает равномерное сближение электронных дисков, находящихся на разных расстояниях от центра электронного уплотнения. Если отказаться от ограничения $\alpha \leq 0,3$, когда справедливо линейное приближение, и обратиться к (5.14), то можно прийти к выводу, что при полном группировании, когда $v|\alpha' = 0$ и рассматривается весь процесс группирования с момента $\alpha_0 = 0$, возможно получение одного и того же относительного смещения для дисков, находящихся на разных расстояниях от центра электронного уплотнения при выборе $\xi_{10}/v|\alpha_0 = \text{const}$. Для равномерного сближения электронных дисков необходимо не только получение равного относительного смещения для разных электронных дисков, но и чтобы эти смещения происходили за равные интервалы времени. Отметим, что речь идет о равенстве интервалов времени для разных дисков при заданном смещении. Сами же интервалы удлиняются по мере сжатия электронного уплотнения, так как возрастают силы расталкивания и замедляется перемещение дисков.

Для того чтобы установить возможность получения равных интервалов времени при равном относительном смещении дисков, находящихся на разных расстояниях от центра электронного уплотнения, обратимся к (5.16б). Примем α' , α_0 и a_{q0} заданными и неизменными. Тогда интервал времени, определяемый углом пролета $\zeta = \omega t - \omega t_0$, будет один и тот же для разных ξ_{10} , если сохраняется неизменной значение $\xi_{10}/v|\alpha_0 = \text{const}$ или подбирается значение скоростной модуляции, равной $v|\alpha_0 = \xi_{10}/\text{const}$. Таким образом подбор линейно изменяющейся скоростной модуляции, получающейся при пилообразной кривой этой модуляции, обеспечивает равномерное сближение электронных слоев и при нелинейном группировании.

Обращаясь к (5.17), установим характер зависимости между α' и $\frac{v|\alpha_0}{1,78a_{q0}\xi_{10}} = V$. Соответствующий расчет функции $\alpha' = f(V)$, проделанный в диапазоне $0,3 < \alpha' < 0,8$ при $1,78a_{q0}\xi_{10} = \frac{1}{2}\pi$, дает кривую, приведенную на рис. 5.5. Как видно из рисунка, эта кривая хорошо аппроксимируется прямой, проведенной через начало координат. Исключение представляет, как показывают нанесенные на кривую расчетные точки в виде крестиков, лишь область вблизи значений $V = 0,3$. Отсюда следует, что относитель-

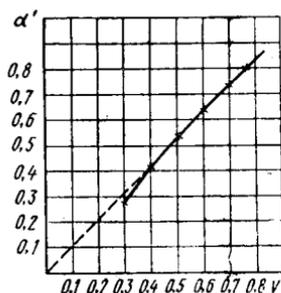


Рис. 5.5. Функция $\alpha' = f(V)$

ное смещение α' в диапазоне значений $0,3 < \alpha' < 0,8$ практически прямо пропорционально величине V и соответственно отношению $v_{1\alpha_0}/\zeta_{a0}$. Линейное изменение этой величины и равномерное сближение электронных дисков может быть достигнуто в этом диапазоне значений α' и без применения пилообразного переменного модулирующего по скорости напряжения. Действительно, если до достижения таких значений относительного смещения применялась даже синусоидальная скоростная модуляция, когда начальная протяженность области группирования, т. е. интервал углового времени между максимальными значениями тормозящего и ускоряющего полей, составляет π , то при достижении $\alpha' = 0,3$ она сократится до $(1 - \alpha')\pi = 0,7\pi$. При этом можно использовать кривую синусоидальной скоростной модуляции в ограниченной области, где она приближается к прямой.

Обращаясь к случаю использования синусоидальной скоростной модуляции в начале процесса группирования, когда протяженность области группирования составляет π , следует иметь в виду, что нелинейность кривой скоростной модуляции на концах области приводит к неравномерному распределению избыточного объемного заряда и он меняется при малом модулирующем напряжении также по синусоидальному закону. При этом сохраняется уравнение колебаний электронных дисков (5.6а), но расчет F_0 нельзя сделать на основании уравнения (5.8в), соответствующего случаю равномерного распределения избыточного заряда.

5.2.2. Расчет коэффициента ослабления осевого поля объемного заряда при синусоидальном его изменении вдоль оси электронного потока

В этом случае вместо (5.1) будем иметь

$$\sigma = \rho dy, \quad (5.1а)$$

где ρ — объемная плотность электронных зарядов в плоскости диска, которую зададим выражением

$$\rho = \rho_0 + \rho_{m1} \sin(\omega t - \omega Z/v_0 + \varphi); \quad (5.19)$$

здесь ρ_0 и ρ_{m1} — постоянная составляющая и амплитуда переменной составляющей объемного заряда; t — текущее время; Z — координата, отсчитываемая вдоль оси электронного потока; $\omega Z/v_0$ — постоянный угол пролета.

Полагая электронный поток составленным из заряженных дисков с поверхностной плотностью, определяемой (5.1а) и (5.19), определим величину напряженности осевого поля в данном сечении потока, исходя из разности потоков поля, создаваемых зарядами дисков, расположенных по обе стороны этого сечения. Если определить положение такого сечения координатой Z , то для разности потоков поля от двух дисков, расположенных в точках с координатами $Z - y$ и $Z + y$, отнесенной к единице поверхности сечения на основании (5.2), получим

$$1dE_{zp} = \frac{h}{\epsilon_0 a} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right) J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right)}{x_k J_1^2(x_k)} e^{\frac{x_k}{a} |y|} [\rho(Z - y) - \rho(Z + y)] dy. \quad (5.20)$$

Интегрирование полученного выражения по всем заряженным дискам, составляющим электронный поток, позволяет определить величину E_{zp} в плоскости сечения потока с координатой Z . Нижний предел для такого интегрирования $y_1=0$. Для выбора верхнего предела интегрирования важно ослабление влияния удаленных от рассматриваемого сечения участков электронного пото-

ка, определяемое множителем $e^{-\frac{x_k}{a} |y|}$ в (5.20). На этом основании верхний предел y_2 выбирают, исходя не из реальных размеров электронного потока, а из максимального удаления заряженных слоев от рассматриваемого сечения потока, при котором их влиянием можно пренебречь. Так, если взять $y_2=2a$, то влияние заряженных слоев сильно упадет. При этом для первого члена ряда в (5.20), для которого $x_1=2,4$, имеем $e^{-2,4 \frac{2a}{a}} < 0,01$. Для второго чле-

на ряда $x_2=3,52$ ослабление на два порядка больше $e^{-3,52 \frac{2a}{a}} < 10^{-4}$, для третьего члена ряда $x_3=8,65$ и ослабление на четыре порядка больше $e^{-8,65 \frac{2a}{a}} < 10^{-8}$ и т. д. Таким образом, ограничение протяженности учитываемой при расчете поля части электронного потока двумя диаметрами трубы (по $2a$ с каждой стороны рассматриваемого сечения) дает высокую степень точности расчета.

Интегрируя (5.20) по y в пределах от $y_1=0$ до $y_2=2a$, получим для напряженности осевого поля в сечении с координатой Z :

$$E_{zp} = \frac{b}{\epsilon_0 a} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right) J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right)}{x_k J_1^2(x_k)} \int_0^{2a} e^{-\frac{x_k}{a} y} [\rho(Z-y) - \rho(Z+y)] dy. \quad (5.21)$$

В (5.19) ρ_{m1} при широком интервале изменений координаты Z необходимо считать величиной переменной, так как при этом нельзя игнорировать процессы группирования или разгруппирования. Однако рассмотрение ограничения верхнего предела интегрирования $y_2=2a$ при используемых в практике конструирования приборов типа О значениях a , когда соответствующий этой величине условный постоянный угол пролета $\xi_{a0} = \omega a / v_0 \ll 1$ дает соответствующую $y_2=2a$ величину постоянного угла пролета $\omega y_2 / v_0 = \omega 2a / v_0 \ll 2$. Таким образом, вся протяженность участка электронного потока в пределах интегрирования $2a$

будет определяться углом пролета $\frac{\omega 2a}{v_0} \ll 4 < 2\pi$, т. е. лежать в пределах одного периода, когда можно принять $\rho_{m1} = \text{const}$.

Имея это в виду и учитывая, что $\rho(Z-y) - \rho(Z+y) = \rho_{\sim}(Z-y) - \rho_{\sim}(Z+y)$, так как постоянная составляющая объемного заряда $\rho_0 = \rho - \rho_{\sim}$ сокращается, можно, заменяя в (5.19) Z на $Z-y$ и $Z+y$, использовать его в (5.21). Тогда получим

$$E_{zp} = \frac{2b\rho_{m1}}{\epsilon_0 a} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right) J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right)}{x_k J_1^2(x_k)} \cos(\omega t - \xi_0 + \varphi) \times \\ \times \int_0^{2a} e^{-\frac{x_k}{a} y} \sin\left(\frac{\omega}{v_0} y\right) dy = \frac{2b\rho_{m1}}{\epsilon_0 a} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right) J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right)}{x_k J_1^2(x_k)} \times$$

$$\times \cos(\omega t - \zeta_0 + \varphi) \left[\frac{e^{-\frac{x_k}{a} y}}{\left(\frac{x_k}{a}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{v_0}\right)^2} \left(-\frac{x_k}{a} \sin \frac{\omega}{v_0} y - \frac{\omega}{v_0} \cos \frac{\omega}{v_0} y \right) \right]_0^{2a} =$$

$$= -\frac{2b\rho_{m1}}{\varepsilon_0 \zeta_{a0}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right) J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right)}{x_k J_1^2(x_k)} \frac{1}{1 + \left(\frac{x_k}{\zeta_{a0}}\right)^2} \cos(\omega t - \zeta_0 + \varphi), \quad (5.22)$$

где опущены составляющие членов ряда, соответствующие верхнему пределу как величины на два и более порядков меньше по сравнению с составляющими, соответствующими нижнему пределу.

На основании (5.22) можно определить ту часть переменной слагающей объемного заряда ρ_z , которая создает напряженность поля по оси потока:

$$\rho_z = -\varepsilon_0 \frac{\partial E_{zp}}{\partial Z} = -\varepsilon_0 \frac{\omega}{v_0} \frac{\partial E_{zp}}{\partial \zeta_0} = 2\rho_{m1} \frac{\zeta_{b0}}{\zeta_{a0}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right) J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right)}{x_k J_1^2(x_k)} \times$$

$$\times \frac{1}{1 + (x_k/\zeta_{a0})^2} \sin(\omega t - \zeta_0 + \varphi), \quad (5.23)$$

где $\zeta_{b0} = \omega b/v_0$ — условный постоянный угол полета, отнесенный к радиусу потока.

Как видно из сопоставления (5.23) с (5.19), влияние конечности сечения потока и окружающей его проводящей трубы сводится к уменьшению амплитуды переменной составляющей объемного заряда. Так как величина ρ_z рассчитана из напряженности осевого поля, определяемой потоком поля от объемного заряда, то отношение величин ρ_z и ρ_{∞} дает на основании теоремы Остроградского — Гаусса уменьшение напряженности осевого поля E_{zp} в потоке конечного сечения по сравнению с напряженностью осевого поля в потоке бесконечного сечения $E_{zp\infty}$, т. е. позволяет определить значение функции F . Последняя будет равна

$$F_0(R) = \frac{F_{zp}}{E_{zp\infty}} = 2 \frac{\zeta_{b0}}{\zeta_{a0}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k J_1^2(x_k) \left[1 + \left(\frac{x_k}{\zeta_{a0}}\right)^2\right]} J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right). \quad (5.24)$$

Как видно из полученного выражения, в рассматриваемом малосигнальном режиме величина F оказывается только функцией радиуса R и не зависит от z . Использование (5.24) в уравнении (5.6а) делает его уравнением колебаний для режима малого сигнала, описывающего процессы в бесконечно тонком цилиндрическом слое радиуса R . Как показано в [17], изменение E_{zp} значительно только на краю потока. Так же будет изменяться и функция $F_0(R)$, что дает основание усреднять значение этой функции по радиусу. При таком усреднении получим

$$F_0 \text{ med} = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^b F_0(R) 2\pi R dR = 4 \frac{a}{b} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^3 J_1^2(x_k) \left[1 + \left(\frac{x_k}{\zeta_{a0}}\right)^2\right]} \times$$

$$\begin{aligned} & \times \int_0^b \left(x_k \frac{R}{a}\right) J_0\left(x_k \frac{R}{a}\right) d\left(x_k \frac{R}{a}\right) = 4 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^2 J_1^2(x_k) \left[1 + \left(\frac{x_k}{\zeta_{a0}}\right)^2\right]} = \\ & = 4 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b}{a}\right)}{x_k^3 J_1^2(x_k) \left(\frac{1}{x_k} + \frac{x_k}{\zeta_{a0}^2}\right)}. \end{aligned} \quad (5.24a)$$

Сопоставляя (5.24a) с (5.8), можно установить, что так как в первом $\left[1 - e^{-2 \frac{x_k}{a} (l-x)}\right]_{k \rightarrow \infty} \rightarrow 1$, а во втором $1/(1/x_k + x_k/\zeta_{a0}^2) \rightarrow 0$, то ряд (5.24a) сходится быстрее и ограничение первым членом ряда приведет к погрешности меньше 7%, которая имела место в случае ряда (5.8).

При ограничении ряда (5.24a) первым членом, получим

$$\begin{aligned} F_{0 \text{ med}} & \approx 4 \frac{J_1^2\left(2,4 \frac{b}{a}\right)}{(2,40)^3 J_1^2(2,40) \left[1 + (2,40/\zeta_{a0})^2\right]} = \\ & = 2,56 \frac{J_1^2\left(2,4 \frac{b}{a}\right)}{1 + 5,76/\zeta_{a0}^2}. \end{aligned} \quad (5.24б)$$

Результаты расчета по (5.24б) приведены в виде кривых на рис. 5.6 для $b/a=0,5$ и $0,7$. На том же рисунке приведены данные расчетов по (5.8в) применительно к синусоидальной скоростной модуляции, когда $\zeta_{l0} = \pi/2$. Сравнивая результаты расчета F_0 и $F_{0 \text{ med}}$, видим, что при значениях ζ_{a0} , лежащих в пределах $0,8 \leq \zeta \leq 1,0$, эти величины различаются менее чем на 10%. Физический смысл этого результата в том, что при этих значениях условного угла пролета ζ_{a0} несущественно, какое распределение избыточного объемного заряда принято: предполагается ли его равномерное распределение или оно изменяющееся синусоидально.

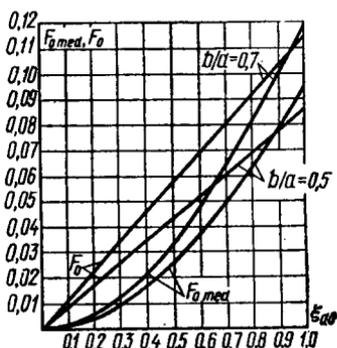


Рис. 5.6. Изменение $F_{0 \text{ med}}$ от ζ_{a0} при разных b/a , равных 0,5 и 0,7, и значения F_0 при $\zeta_{l0} = \pi/2$

§ 5.3. Пример расчета

Пример 7. Расчет собственной частоты колебаний электронного потока для малосигнального режима

Расчитать собственную частоту колебаний электронного потока для малосигнального режима при следующих данных: постоянное ускоряющее электроны напряжение $U_0 = 35$ кВ, ток $I_0 = 6,5$ А, внутренний радиус пролетной трубы

$a=0,265$ см, отношение радиуса электронного потока b к радиусу пролетной трубки $b/a=0.8$ и частота усиливаемого сигнала $f=7$ ГГц.

Расчет начнем с определения собственной частоты колебаний электронного потока при бесконечном сечении.

Обращаясь к (5.5) и учитывая, что плотность тока

$$j_0 = \frac{I_0}{\pi b^2} = \frac{6,5}{\pi (0,8 \cdot 0,265)^2} = 46,0 \text{ А/см}^2,$$

получим

$$\omega_p = \sqrt{1,83 \cdot 10^{10} j_0^{1/2} U_0^{-1/4}} = 1,83 \cdot 10^{10} \cdot 46,0^{1/2} (35\,000)^{-1/4} = 9,08 \cdot 10^9.$$

Определим приведенный угол пролета $\zeta_{a0} = \omega a / v_0$, где $\omega = 2\pi f$ и $v_0 = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{U_0}$. Его значение

$$\zeta_{a0} = \frac{2\pi \cdot 7 \cdot 10^9 \cdot 0,265}{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{35\,000}} = 1,05.$$

На основании найденного значения ζ_{a0} по (5.16б) найдем усредненное по радиусу значение функции

$$F_0 \text{ med} = 2,56 \frac{J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \right)}{1 + 5,76 / \zeta_{a0}^2} = 2,56 \frac{J_1^2 (2,4 \cdot 0,8)}{1 + 5,76 / 1,05^2} = 0,14.$$

На основании найденных значений ω_p и $F_0 \text{ med}$ получим

$$\omega_q = F_0^{1/2} \text{ med} \omega_p = 0,14^{1/2} \cdot 9,08 \cdot 10^9 = 3,4 \cdot 10^9.$$

ГЛАВА 6

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КЛИСТРОНАХ

§ 6.1. Введение

В гл. 5 был пояснен принцип действия ламп со скоростной модуляцией — клистронов, а также указаны основные физические процессы, происходящие в них: скоростная модуляция, группирование и отбор энергии. Однако при изучении этих процессов необходимо учитывать особенности их использования в том или ином виде прибора. Так, например, процесс группирования будет различаться в зависимости от того, рассматривается ли клистрон, в котором электронный поток движется в одном направлении, или клистрон, в котором этот поток после скоростной модуляции изменяет при группировании направление движения на обратное. Поэтому прежде чем приступить к теоретическому рассмотрению происходящих в клистро-нах процессов, целесообразно остановиться на элементарном рассмотрении конструкции клистронов и их классификации.

В современном клистроне кроме катода, элементов электронной оптики, обеспечивающих фокусирование и поддержа-

ние электронного потока, и коллектора, воспринимающего электронный поток после его использования, важной частью являются объемные резонаторы, поле которых необходимо для скоростной модуляции электронов и отбора энергии от сгруппированного электронного потока. Объемные резонаторы соединяются пролетными трубами, в которых поток электронов перемещается от одного резонатора к другому.

Клистроны прежде всего классифицируют по *применению*. В приемных устройствах в качестве гетеродинов или в передающих устройствах в качестве возбуждателей применяются так называемые маломощные генераторные клистроны. В передающих устройствах для введения модулирующих частот используются преобразовательные клистроны или смесители. Умножительные клистроны применяются в передающих устройствах при использовании принципа стабилизации частоты в предварительных каскадах, работающих на более низкой частоте. Для усиления мощности используются клистроны-усилители, которые в зависимости от уровня мощности подразделяются на маломощные, средней мощности и большой мощности, или мощные.

Далее клистроны подразделяют по *способу использования электронного потока*. В так называемых отражательных клистронах имеется только один резонатор и вместо коллектора применен электрод-отражатель с отрицательным по отношению к катоду потенциалом, создающим тормозящее поле для возврата потока в резонатор. В пролетных клистронах может быть много резонаторов и имеется однонаправленное движение электронов. Пролетные клистроны различаются по числу используемых резонаторов: двухрезонаторные, трехрезонаторные, четырехрезонаторные и т. д.

Значительная протяженность электронного потока в многорезонаторных пролетных клистронах кроме первичной электронной оптики у катода требует специальных мер для дальнейшей фокусировки потока. Такую фокусировку можно осуществлять с помощью соленоидов, постоянных магнитов или электростатических линз. Необходимо отметить, что в настоящее время наиболее широко применяется периодическая (магнитная или электростатическая) фокусировка. При магнитной

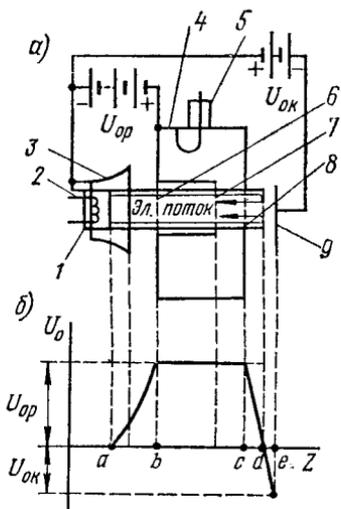


Рис. 6.1. Схема конструкции отражательного клистрона

периодической фокусировке можно значительно снизить массу и габариты постоянных магнитов, а при электростатической — обеспечить поддержание электронного потока большой длины, что невозможно при обычной электростатической фокусировке.

На рис. 6.1 и 6.2 дано схематическое изображение конструкций отражательного и пролетного клистронов. На рис. 6.1, *a* приведена схема конструкции отражательного клистрона, где 1 — катод; 2 — подогреватель катода; 3 — фокусирующий электрод; 4 — объемный резонатор; 5 — коаксиальный вывод резонатора; 6 — ускоряющая сетка резонатора; 7—8 — сетки, ограничивающие зазор резонатора; 9 — отражатель, а на рис. 6.1, *b* — распределение потенциала между электродами; здесь $U_{\text{оп}}$ — постоянное напряжение на резонаторе, ускоряющее электроны на участке *ab*; $U_{\text{ок}}$ — отрицательное по отношению к катоду напряжение отражателя, создающее тормозящее поле на участке *se*. Как видно из рисунка, потенциал в точке *d* оказывается равным нулю. В этой точке при отсутствии колебаний электроны возвращаются назад к резонатору.

При включении отражательного клистрона возникающий электронный поток, проходя через резонатор, дает импульс тока, возбуждающий резонатор. Поле в зазоре резонатора модулирует по скорости электронный поток, который, перемещаясь к отражателю и затем назад к резонатору, группируется. При этом ускоренные электроны проходят в тормозящем постоянном поле между резонатором и отражателем дальше точки *d* (рис. 6.1), т. е. больший путь, чем заторможенные электроны, останавливающиеся до точки *d* и проходящие меньший путь. В результате заторможенные электроны возвращаются в резонатор за меньшее время и догоняют ускоренные в резонаторе электроны. Указанная особенность движения электронов в тормозящем поле между резонатором и отражателем аналогична движению брошенного вверх камня в поле земного тяготения. Камень, брошенный вверх с малой скоростью, возвращается на землю раньше, чем камень, брошенный вверх с большой скоростью.

В результате того, что заторможенные электроны догоняют электроны ускоренные, образуется электронное уплотнение, которое, поступая в резонатор, может поддержать возникающие в нем при включении клистрона колебания. Для этого необходимо, как и во всяком автогенераторе, соблюдение двух условий: *баланса фаз* и *баланса амплитуд*. Для соблюдения баланса фаз необходимо, чтобы электронные уплотнения поступали в резонатор в такие моменты времени, когда поле в его щели имеет тормозящую фазу. Отметим, что при этом электроны, поступающие от катода во встречном направлении, будут ускоряться. Для соблюдения баланса амплитуд необходимо, чтобы получающаяся от торможения электронных уплотнений энергия была достаточна для компенсации потерь на скоростную модуляцию электронного потока, тепловых потерь

в резонаторе и потерь на питание присоединенной к резонатору нагрузки.

Важной особенностью отражательного клистропа является возможность изменения генерируемой частоты путем изменения потенциала отражателя, что получило название электронной настройки. Величина потенциала отражателя, как это видно из рис. 6.1, определяет положение точки d , а вместе

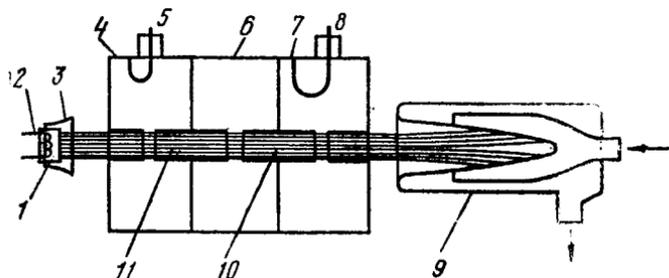


Рис. 6.2. Схема конструкции многорезонаторного пролетного клистропа

с тем и запаздывание электронных уплотнений по фазе по отношению к полю в зазоре резонатора. В установившемся режиме колебаний максимум электронного уплотнения оказывается в центре зазора резонатора в момент, когда тормозящее поле в этом зазоре проходит через максимум. Если при этом частота генерируемых колебаний равна частоте резонатора, когда его сопротивление максимально, то и амплитуда колебаний имеет максимум. Однако если изменить потенциал отражателя и соответственно время пролета электронов от резонатора к отражателю и назад, то баланс фаз соблюдается уже на частоте, отличной от резонанса, которая и будет генерироваться. В результате генерация оказывается возможной в целой области частот, которую называют зоной генерации. Срыв колебаний на краях зоны происходит из-за нарушения баланса амплитуд, так как при уходе от резонансной частоты уменьшается сопротивление резонатора и напряжение на нем, что уменьшает скоростную модуляцию, группирование и торможение электронных уплотнений. Отметим, что обычно имеется несколько зон генерации, для которых угол пролета электронов от резонатора к отражателю и назад отличается на целое число 2π .

На рис. 6.2 дана схема простейшего многорезонаторного клистропа — трехрезонаторного. Здесь 1 — катод; 2 — подогреватель; 3 — фокусирующий электрод; 4 — входной резонатор; 5 — коаксиальный вход для возбуждения клистропа; 6, 7 — промежуточный и выходной резонаторы; 8 — коаксиальный выход для вывода генерируемой энергии; 9 — охлаждаемый водой коллектор для рассеяния электронного потока, на котором стрелками показаны вход и выход воды; 10, 11 — вторая и первая пролетные трубы.

На рисунке даны зазоры резонаторов без сеток, т. е. так называемые бессеточные зазоры, обычно применяемые в пролетных клистродах значительной мощности. Изображенная конструкция предполагает для фокусирования потока использование постоянного магнитного поля, направленного по оси электронного потока. Это поле может создаваться соленоидом или постоянными магнитами, которые на рисунке не показаны.

При введении во входной резонатор 4 мощности возбуждения в его зазоре происходит первичная скоростная модуляция электронного потока. При дальнейшем движении электронов в первой пролетной трубе 11 происходит их группирование. Получающиеся при этом электронные уплотнения поступают в зазор промежуточного резонатора 6, где происходит их предварительное торможение и частичный отбор их энергии. Последняя возбуждает промежуточный резонатор, поле которого вторично модулирует электронный поток по скорости. Отсутствие у промежуточного резонатора внешней нагрузки обеспечивает его высокое нагрузочное сопротивление и большое переменное напряжение на нем, а вместе с тем и большое усиление прибора. Во второй пролетной трубе 10 происходит дальнейшее группирование электронов, а получающиеся электронные уплотнения попадают в зазор выходного резонатора 7. Здесь происходит окончательное торможение сильно сгруппированных электронных уплотнений и отбор энергии электронного потока, полученной за счет постоянного ускоряющего напряжения до входного резонатора. Затем заторможенные электроны попадают на коллектор 9, где и оседают.

В настоящее время отражательные клистроны, представляющие собой маломощные приборы с низким к. п. д., с успехом заменяются полупроводниковыми приборами: транзисторами на более длинных волнах и диодами Ганна на более коротких волнах. Поэтому в дальнейшем будет излагаться материал, посвященный многорезонаторным пролетным клистродам, которые по усилению, уровню отдаваемой мощности и к. п. д. превосходят другие виды приборов и не могут быть заменены в обозримом будущем полупроводниковыми приборами.

§ 6.2. Колебательные процессы в электронном потоке, проходящем резонатор. Расчет скоростной модуляции и шунтирующей проводимости

6.2.1. Одноззорный резонатор с сетками

Рассматривая колебательный процесс в электронном потоке, проходящем резонатор, надо начать с простейшего случая плоского зазора, ограниченного параллельными сетками. При этом малая длина зазора по направлению движения электро-

нов по сравнению с диаметром электронного потока позволяет пренебречь радиальной составляющей поля и рассчитывать процесс колебаний потока так же, как если бы он имел бесконечно большое сечение. Тогда собственная частота колебаний будет определяться (5.8), а колебания потока описываться уравнением

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \omega_p^2 z = \frac{e}{m} E_{zc}, \quad (6.1)$$

где E_{zc} — внешнее поле, определяемое зарядами на сетках резонатора. Если высокочастотное напряжение на резонаторе $u_c = U_m \sin(\omega t + \varphi)$, то внешнее поле при расстоянии между плоскими и параллельными сетками, равном d , будет

$$E_{zc} = \frac{U_m}{d} \sin(\omega t + \varphi). \quad (6.1a)$$

Подставляя (6.1a) в (6.1), найдем общее решение последнего в следующем виде:

$$z = z_1 + z_2, \quad (6.2)$$

где z_1 — решение однородного уравнения, имеющее вид

$$z_1 = A_0 \cos \omega_p(t - t_0) + B_0 \sin \omega_p(t - t_0), \quad (6.3)$$

z_2 — частный интеграл уравнения, равный

$$z_2 = -\frac{\frac{e}{m} \frac{U_m}{d}}{\omega^2 - \omega_p^2} (\sin \omega t + \varphi). \quad (6.4)$$

Постоянные A_0 и B_0 в (6.3) найдем из начальных условий. В общем случае можно принять, что до поступления потока в зазор резонатора имелось начальное смещение рассматриваемого слоя и начальная переменная скорость, вызванные предшествующими колебаниями потока. Так как в момент поступления слоя в зазор резонатора $t = t_0$, то указанные величины должны быть функцией начального времени t_0 , т. е. их можно записать в следующем виде: начальное смещение $z_n(t_0)$ и начальная скорость $v_n(t_0)$. Используя значения этих величин, на основании (6.2) и (6.4) запишем начальные условия для определения A_0 и B_0 :

$$z_{t=t_0} = A_0 - \frac{\frac{e}{m} \frac{U_m}{d}}{\omega^2 - \omega_p^2} \sin(\omega t_0 + \varphi) = z_n(t_0),$$

$$v_c \Big|_{t=t_0} = \frac{dz}{dt} \Big|_{t=t_0} = -\omega_p B_0 - \frac{\frac{e}{m} \frac{U_m}{d}}{\omega^2 - \omega_p^2} \omega \cos(\omega t_0 + \varphi) = v_n(t_0).$$

Отсюда, определяя значения A_0 и B_0 , найдем смещение z и переменную скорость v_{\sim} . Если ввести обозначения: $\omega(t - t_0) = \xi$ — текущее значение полного угла пролета в зазоре, $\omega d/v_0 = \xi_{d0}$ — постоянная составляющая того же угла для всего зазора, $\omega_p/\omega = a_p$ — так называемый коэффициент продольного электростатического расгалкивания и принять во внимание соотношение, связывающее постоянную скорость электронов v_0 с постоянным напряжением ускорения электронов от источника питания U_0 , т. е. учесть равенство $v_0^2 = 2 \frac{e}{m} U_0$, то выражения для смещения z и переменной скорости v_{\sim} можно представить в следующем виде:

$$z = \frac{1}{\omega a_p} \left[v_{\sim n}(t_0) + \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{v_0}{\xi_{d0}} \cos(\omega t_0 + \varphi) \right] \sin a_p \xi +$$

$$+ \left[z_n(t_0) + \frac{1}{\omega} \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{v_0}{\xi_{d0}} \sin(\omega t_0 + \varphi) \right] \cos a_p \xi -$$

$$- \frac{1}{\omega} \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{v_0}{\xi_{d0}} \sin(\omega t + \varphi), \quad (6.5)$$

$$v_{\sim} = \frac{dz}{dt} \left[v_{\sim n}(t_0) + \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{v_0}{\xi_{d0}} \cos(\omega t_0 + \varphi) \right] \cos a_p \xi -$$

$$- a_p \left[\omega z_n(t_0) + \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{v_0}{\xi_{d0}} \sin(\omega t_0 + \varphi) \right] \sin a_p \xi -$$

$$- \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{v_0}{\xi_{d0}} \cos(\omega t + \varphi). \quad (6.6)$$

Полученные выражения описывают колебания электронного потока в сеточном зазоре резонатора в общем случае, когда возбуждение колебаний определяется как начальными условиями, так и наличием переменного напряжения на зазоре $u_{\sim} = U_m \sin(\omega t + \varphi)$. Некоторая сложность выражений (6.5) и (6.6) устраняется при их применении к конкретным случаям, к рассмотрению которых и следует перейти.

Простейшим случаем является первичная скоростная модуляция, когда в зазор резонатора поступает невозмущенный электронный поток. Для такого потока $z_n(t_0) = 0$ и $v_{\sim n}(t_0) = 0$. Если учесть, что для предполагаемого ограничения $U_m \ll U_0$ значения

углов пролета ξ не могут значительно превосходить значение ξ_{d0} , которая обычно менее $\pi/2$, и учитывать реальные значения a_p , то можно принять*

$$\left. \begin{aligned} \sin a_p \xi &\approx a_p \xi, \\ \cos a_p \xi &\approx 1. \end{aligned} \right\} \quad (6.7)$$

Это позволяет переписать (6.6) в следующем виде:

$$\begin{aligned} v_{\sim} &= \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{v_0}{\xi_{d0}} [\cos(\omega t_0 + \varphi) - \cos(\omega t + \varphi) - a_p^2 \xi \sin(\omega t_0 + \varphi)] \approx \\ &\approx \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{v_0}{\xi_{d0}} [\cos(\omega t_0 + \varphi) - \cos(\omega t + \varphi)], \end{aligned} \quad (6.6a)$$

где последнее приближение учитывает малость значения a_p^2 .

Если амплитуда переменного напряжения на зазоре U_m достаточно мала по сравнению с постоянной скоростью электронов U_0 в вольтах, то переменная составляющая времени пролета τ_{\sim} мала по сравнению с постоянной составляющей τ_0 и допустимо приближение $\cos(\omega t_0 + \varphi) = \cos(\omega t - \xi + \varphi) = \cos[\omega t - \omega(\tau_0 + \tau_{\sim}) + \varphi] \approx \cos(\omega t - \xi_0 + \varphi)$. При этом (6.6a) для конца зазора, где $\xi_0 = \xi_{d0}$, приводится к выражению

$$v_{\sim} = v v_0 \sin\left(\omega t - \frac{1}{2} \xi_{d0} + \varphi\right), \quad (6.6b)$$

где величина v , называемая коэффициентом скоростной модуляции, равна

$$v = \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} m, \quad (6.8)$$

причем значение $m = \frac{\sin \frac{\xi_{d0}}{2}}{\xi_{d0}/2}$. Этот коэффициент есть результат усреднения значения переменной разности потенциалов за время пролета электронов в зазоре. Если бы это время пролета было бесконечно малым по сравнению с периодом переменного напряжения на зазоре $T = (2\pi)/\omega$, то электроны получили бы скорость в вольтах, равную разности потенциалов на зазоре, как при движении в статическом поле. Однако с ростом времени пролета или соответствующего ему угла пролета ξ_{d0} сказывается изменение разности потенциалов на зазоре во времени, и электроны получают скорость, соответствующую среднему значению разности потенциалов на зазоре за время пролета. Такое усреднение аналогично усреднению электронного тока в зазоре при определении наведенного тока и задается, как и в (2.26), тем же отношением

* Отметим, что в [15] была показана возможность пренебречь влиянием объемного заряда на процессы в зазорах резонаторов при $U_m \ll U_0$ и $a_p \ll 1$.

синуса половины угла пролета в зазоре $\sin \frac{\xi_{d0}}{2}$ к его аргументу.

Это дает основание для сохранения введенного в гл. 2 названия — коэффициент связи электронного потока с резонатором — и его обозначения буквой m . Таким образом, один и тот же коэффициент показывает как эффективность наведения тока в резонатор, так и эффективность скоростной модуляции электронного потока напряжением на резонаторе. Отметим, что из (6.6б) следует отставание по фазе возникающей переменной скорости на угол $\xi_{d0}/2$ по сравнению с моментом поступления электронов в зазор. Это позволяет считать скоростную модуляцию такой, как будто она происходит в центре зазора.

Результат взаимодействия электронного потока с резонатором, имеющим переменную разность потенциалов на зазоре, не ограничивается появлением только скоростной модуляции в электронном потоке. Последний оказывает шунтирующее действие на резонатор. Если бы в рассматриваемом случае не модулированный по плотности и скорости электронный поток $\{z_n(t_0)=0 \text{ и } v_{\sim n}(t_0)=0\}$ не изменялся под действием переменного поля в зазоре, то не было бы переменного электронного тока, и наведенный ток в резонаторе был бы равен нулю. Однако ускорение и торможение электронов переменным полем ведет при конечных углах пролета в зазоре не только к созданию скоростной модуляции, но и к процессу группирования, т. е. созданию переменного электронного тока. Благодаря большому времени пролета через зазор заторможенных электронов они будут замедляться меньше, чем убастряться ускоренные электроны, пролетающие зазор за меньшее время, когда результат усреднения напряжения за время пролета сказывается меньше. В результате переменное поле зазора в среднем за период будет терять энергию на взаимодействие с электронами, а наведенный в резонатор ток получать активную составляющую. Отметим, что потерянная полем резонатора на взаимодействие с электронным потоком энергия, запасенная в виде кинетической, расходуется далее на преодоление сил электростатического расталкивания в последующем процессе группирования.

Проделываемый электронами в неподвижной системе координат полный путь Z складывается из величины z , определяемой (6.5), и пути за счет постоянной скорости v_0 , равного $z_0 = v_0(t - t_0)$. Таким образом, рассматривая случай поступления в резонатор невозмущенного электронного потока $\{z_n(t_0)=0 \text{ и } v_{\sim n}(t_0)=0\}$ и учитывая приближение (6.7) и ограничение $a_p^2 \ll 1$, будем иметь

$$Z = v_0(t - t_0) + \frac{1}{2\omega} \frac{U_m}{U_0} \frac{v_0}{\xi_{d0}} [\xi \cos(\omega t_0 + \varphi) + \sin(\omega t_0 + \varphi) - \sin(\omega t + \varphi)]. \quad (6.9)$$

Отсюда, учитывая ограничение $\frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\xi_{d0}} \ll 1$ и равенство $\xi_0 =$

$=\omega Z/v_0$, а также разлагая в ряд и отбрасывая члены второго порядка малости, можно получить выражение

$$\begin{aligned} \xi = \omega t - \omega t_0 &= \frac{\xi_0 - \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\xi_{d0}} [\sin(\omega t_0 + \varphi) - \sin(\omega t + \varphi)]}{1 + \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\xi_{d0}} \cos(\omega t_0 + \varphi)} \approx \\ &\approx \left\{ \xi_0 - \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\xi_{d0}} [\sin(\omega t_0 + \varphi) - \sin(\omega t + \varphi)] \right\} \times \\ &\quad \times \left[1 - \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\xi_{d0}} \cos(\omega t_0 + \varphi) \right] \approx \\ &\approx \xi_0 - \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\xi_{d0}} [\sin(\omega t_0 + \varphi) - \sin(\omega t + \varphi) + \xi_0 \cos(\omega t_0 + \varphi)]. \end{aligned} \quad (6.10)$$

Далее, полагая для достаточно малых U_m величину $\tau_m \ll \tau_0$, можно, как при получении (6.6б), принять приближение $\sin(\omega t_0 + \varphi) - \sin(\omega t - \xi + \varphi) \approx \sin(\omega t - \xi_0 + \varphi)$ и $\cos(\omega t_0 + \varphi) - \cos(\omega t - \xi + \varphi) \approx \cos(\omega t - \xi_0 + \varphi)$ и получить из (6.10)

$$\begin{aligned} \omega t_0 = \omega t - \xi_0 + \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\xi_{d0}} [-\sin(\omega t + \varphi) + \sin(\omega t - \xi_0 + \varphi) + \\ + \xi_0 \cos(\omega t - \xi_0 + \varphi)]. \end{aligned} \quad (6.11)$$

Найденная функция $\omega t_0 = f(\omega t, \xi_0)$ позволяет с помощью закона сохранения заряда определить по заданному в начале зазора электронному току I_0 значение тока I в любом сечении зазора, отстоящего от начала зазора на постоянный угол пролета ξ_0 . Как показано в приложении III, где дается вывод закона сохранения заряда и основные соотношения, вытекающие из него, токи I и I_0 связаны соотношением (П.1.1):

$$I = I_0 \frac{d t_0}{d t} = I_0 \frac{d \omega t_0}{d \omega t}.$$

Подставляя в эту формулу значение производной $(d\omega t_0)/(d\omega t)$, вычисленной на основании (6.11), и полагая, что $I_0 = \text{const}$, для переменной составляющей электронного тока получим

$$\begin{aligned} i_{e\sim} = I - I_0 = \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\xi_{d0}} [\cos(\omega t - \xi_0 + \varphi) - \cos(\omega t + \varphi) - \\ - \xi_0 \sin(\omega t - \xi_0 + \varphi)]. \end{aligned} \quad (6.12)$$

Зная значение электронного тока, на основании (1.37а) найдем величину наведенного в резонатор переменного тока

$$\begin{aligned} i_n = \frac{1}{d} \int_0^d i_{e\sim} dZ = \frac{1}{\xi_{d0}} \int_0^{\xi_{d0}} i_{e\sim} d\xi_0 = \\ = \frac{U_m}{U_0} \frac{I_0}{\xi_{d0}^2} \left\{ \left(1 - \frac{\xi_0}{2} \sin \xi_{d0} - \cos \xi_{d0} \right) \sin(\omega t + \varphi) + \right. \\ \left. + \left[\sin \xi_{d0} - \frac{\xi_{d0}}{2} (1 + \cos \xi_{d0}) \right] \cos(\omega t + \varphi) \right\}. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Сопоставляя (6.13) с выражением для переменного напряжения на зазоре $u_{\sim} = U_m \sin(\omega t + \varphi)$ и обозначая через $G_0 = I_0/U_0$ — проводимость электронного потока по постоянному току, можно получить следующие выражения для активной и реактивной проводимостей электронного потока, шунтирующих резонатор:

$$G_e = \Psi_1(\zeta_{d0}) G_0, \quad (6.14)$$

$$B_e = \Psi_2(\zeta_{d0}) G_0, \quad (6.15)$$

где

$$\Psi_1(\zeta_{d0}) = \frac{1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \sin \zeta_{d0} - \cos \zeta_{d0}}{\zeta_{d0}^2} = \frac{1}{2} m^2 \left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right), \quad (6.14a)$$

$$\Psi_2(\zeta_{d0}) = \frac{\sin \zeta_{d0} - \frac{\zeta_{d0}}{2} (1 + \cos \zeta_{d0})}{\zeta_{d0}^2}. \quad (6.15a)$$

На рис. 6.3 даны графики функций $\Psi_1(\zeta_{d0})$ и $\Psi_2(\zeta_{d0})$ при изменении ζ_{d0} в пределах от 0 до 2π .

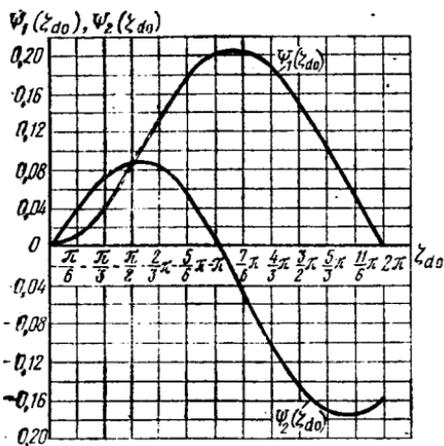


Рис. 6.3. Графики функций $\Psi_1(\zeta_{d0})$ и $\Psi_2(\zeta_{d0})$

Обратимся далее к более сложному случаю, когда в зазор резонатора поступает возмущенный электронный поток и напряжение на резонаторе создается этим потоком и не подводится извне. В этом случае $z_n(t_0)$ и $v_{\sim n}(t_0)$ не равны нулю и при ограничении линейным приближением могут быть заданы так:

$$z_n(t_0) = z_m \sin \omega t_0, \quad (6.16)$$

$$v_{\sim n}(t_0) = v_m \sin(\omega t_0 + \psi). \quad (6.17)$$

Подставляя эти значения начального смещения и начальной скорости в (6.5), получим величину полного смещения z в рассматриваемом зазоре. Если за время образования начального смещения электроны за счет постоянной скорости v_0 прошли путь z_{n0} , то полный путь, проделанный электронами:

$$Z = z_{n0} + v_0(t - t_0) + \frac{1}{\omega a_p} \left[v_m \sin(\omega t_0 + \psi) + \frac{\frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\zeta_{d0}}}{1 - a_p^2} \times \right]$$

$$\begin{aligned}
& \times \cos(\omega t_0 + \varphi) \left] \sin a_p \zeta + \left[z_m \sin \omega t_0 + \frac{1}{\omega} \frac{\frac{1}{2} \frac{U_m v_0}{U_0 \zeta_{d0}}}{1 - a_p^2} \sin(\omega t_0 + \varphi) \right] \times \\
& \times \cos a_p \zeta - \frac{1}{\omega} \frac{\frac{1}{2} \frac{U_m v_0}{U_0 \zeta_{d0}}}{1 - a_p^2} \sin(\omega t + \varphi) \approx z_{н0} + v_0(t - t_0) + \\
& + \frac{\zeta}{\omega} \left[v_m \sin(\omega t_0 + \psi) + \frac{1}{2} \frac{U_m v_0}{U_0 \zeta_{d0}} \cos(\omega t_0 + \varphi) \right] + z_m \sin \omega t_0 + \\
& + \frac{1}{\omega} \frac{1}{2} \frac{U_m v_0}{U_0 \zeta_{d0}} [\sin(\omega t_0 + \varphi) - \sin(\omega t + \varphi)], \quad (6.9a)
\end{aligned}$$

где для предполагаемого $a_p \ll 1$ сделаны упрощения: использовано (6.7) и принято $1 - a_p^2 \approx 1$. Отметим, что входящая в (6.9a) величина U_m должна быть определена в дальнейшем. На основании (6.9a), вводя ограничения $\frac{v_m}{v_0} \ll 1$, $\frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\zeta_{d0}} \ll 1$ и используя равенство $\zeta_0 = \frac{\omega(Z - z_{н0})}{v_0}$, найдем, разлагая в ряд

$$\begin{aligned}
\zeta = \omega t - \omega t_0 &= \frac{\zeta_0 - \frac{\omega z_m}{v_0} \sin \omega t_0 - \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\zeta_{d0}} [\sin(\omega t_0 + \varphi) - \sin(\omega t + \varphi)]}{1 + \frac{v_m}{v_0} \sin(\omega t_0 + \psi) + \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\zeta_{d0}} \cos(\omega t_0 + \varphi)} \approx \\
&\approx \left\{ \zeta_0 - \frac{\omega z_m}{v_0} \sin \omega t_0 - \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\zeta_{d0}} [\sin(\omega t_0 + \varphi) - \sin(\omega t + \varphi)] \right\} \times \\
&\times \left[1 - \frac{v_m}{v_0} \sin(\omega t_0 + \psi) - \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\zeta_{d0}} \cos(\omega t_0 + \varphi) \right] \approx \\
&\approx \zeta_0 - \frac{\omega z_m}{v_0} \sin \omega t_0 - \frac{v_m}{v_0} (\omega t + \psi) - \\
&- \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\zeta_{d0}} [\sin(\omega t_0 + \varphi) - \sin(\omega t + \varphi) - \zeta_0 \cos(\omega t_0 + \varphi)]. \quad (6.10a)
\end{aligned}$$

Далее вместо (6.11) получим

$$\begin{aligned}
\omega t_0 = \omega t - \zeta_0 + \frac{\omega z_m}{v_0} \sin(\omega t - \zeta_0) + \zeta_0 \frac{v_m}{v_0} \sin(\omega t - \zeta_0 + \psi) + \\
+ \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\zeta_{d0}} [\sin(\omega t - \zeta_0 + \varphi) - \sin(\omega t + \varphi) - \zeta_0 \cos(\omega t - \zeta_0 + \varphi)]
\end{aligned} \quad (6.11a)$$

и на основании закона сохранения заряда определим значение переменного электронного тока

$$i_{e\sim} = I - I_0 = I_0 \left(\frac{d\omega t_0}{d\omega t} - 1 \right) = I_0 \left\{ \theta_{m0} \cos(\omega t - \zeta_0) + \right. \\ \left. + \zeta_0 v_0 \cos(\omega t - \zeta_0 + \psi) + \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} \frac{1}{\zeta_{d0}} [\cos(\omega t + \zeta_0 + \varphi) - \cos(\omega t + \varphi) - \right. \\ \left. - \zeta_0 \sin(\omega t - \zeta_0 + \varphi)] \right\}, \quad (6.12a)$$

где $\theta_{m0} = \omega z_m / v_0$ и $v_0 = v_m / v_0$ — условный постоянный угол пролета, определяемый амплитудой смещения слоев z_m , и коэффициент скоростной модуляции в возмущенном электронном потоке, поступающем в зазор резонатора.

Сопоставляя (6.12a) с (6.12), видим, что выражение для переменного электронного тока в случае возмущенного электронного потока отличается только первыми двумя членами. Поэтому, рассчитывая наводимый в резонатор ток, можно с учетом (6.14) и (6.15) представить его так:

$$i_{\pi} = \frac{1}{d} \int_0^d i_{e\sim} dZ = \frac{1}{\zeta_{d0}} \int_0^{\zeta_{d0}} i_{e\sim} d\zeta_0 = I_0 [m\theta_{m0} \cos(\omega t - \zeta_{d0}/2) + \\ + mv_0 \sin(\omega t - \zeta_{d0}/2 + \psi) + v_0 \sin(\omega t - \zeta_{d0} + \psi)] + G_e U_m \sin(\omega t + \varphi) + \\ + B_e U_m \cos(\omega t + \varphi), \quad (6.13a)$$

где $m = \frac{\sin \frac{\zeta_{d0}}{2}}{\frac{\zeta_{d0}}{2}}$ — коэффициент связи электронного потока с резонатором.

В соответствии с физическим смыслом проводимостей G_e и B_e и учитывая, что для используемых на практике углов пролета $\zeta_{d0} < 2\pi$ имеем $G_e > 0$, следует считать, что последние два члена (6.13a), которые отображают шунтирующее действие электронного потока по отношению к резонатору, не могут определять передачу ему колебательной энергии. Эта энергия подводится к резонатору частью наведенного тока, задаваемой членами в квадратных скобках. Последние представляют собой усреднение по зазору резонатора части переменного тока, определяемой в (6.12a) первыми двумя членами, отражающими возмущение электронного потока на входе в зазор.

На основании (6.13a) в соответствии со сказанным наведенный ток, возбуждающий резонатор, может быть задан выражением

$$i_{\pi} = I_0 \left[m\theta_{m0} \cos\left(\omega t - \frac{\zeta_{d0}}{2}\right) + mv_0 \sin\left(\omega t - \frac{\zeta_{d0}}{2} + \psi\right) + \right. \\ \left. + v_0 \sin(\omega t - \zeta_{d0} + \psi) \right] = \gamma I_0 \sin\left(\omega t - \frac{\zeta_{d0}}{2} + \Phi\right), \quad (6.18)$$

где

$$\gamma = \left\{ m^2 \theta_{m0}^2 + v_0^2 \left[1 + m^2 + 2m \cos \left(\psi + \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \right] - \right. \\ \left. - 2m \theta_{m0} v_0 \left(m \sin \psi - \sin \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \right\}^{1/2} \quad (6.19)$$

и

$$\Phi = \arctg \frac{m \theta_{m0} + m v_0 \sin \psi - v_0 \sin \frac{\xi_{d0}}{2}}{m v_0 \cos \psi - v_0 \cos \frac{\xi_{d0}}{2}}. \quad (6.20)$$

Если эквивалентное сопротивление резонатора при резонансе есть R_{90} , а величина его реактивной проводимости при расстройке есть B_k , то модуль сопротивления резонатора с учетом шунтирующих проводимостей электронного потока G_e и B_e будет равен

$$Z_n = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{R_{90}} + G_e \right)^2 + (B_k + B_e)^2}} = R_n \cos \varnothing, \quad (6.21)$$

где $R_n = \frac{1}{1/R_{90} + G_e}$ и $\varnothing = \arctg \frac{B_k + B_e}{1/R_{90} + G_e}$.

Зная наведенный ток, возбуждающий резонатор, а также модуль сопротивления Z_n и фазовый угол \varnothing резонатора, нетрудно определить амплитуду и фазовый угол переменного напряжения на резонаторе $u_r = -U_m \sin(\omega t + \varphi)$, где знак минус показывает, что напряжение на резонаторе должно быть в противофазе с переменным электронным током. Сопоставляя (6.18) с (6.21), найдем

$$U_m = \gamma I_0 R_n \cos \varnothing, \quad (6.22) \\ \varphi = \Phi + \varnothing - \xi_{d0}/2.$$

Определив U_m и φ , можно обратиться к (6.6) для определения скоростной модуляции в случае, когда резонатор возбуждается возмущенным электронным потоком. Подставляя в (6.6) значения $z_n(t_0)$ из (6.15), значение $z_n(t_0)$ из (6.17) и используя (6.22), для малых значений a_p принять приближения (6.7), и полагая $a_p \ll 1$, $U_m/U_0 < 1$, $\omega t_0 \approx \omega t - \xi_{d0}$, можно получить

$$\{ v_r = \left[v_0 \sin(\omega t_0 + \psi) - \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\xi_{d0}} G_0 R_n \cos \varnothing \cos \left(\omega t_0 + \Phi + \varnothing - \frac{\xi_{d0}}{2} \right) - \right. \\ \left. - \gamma^2 \xi \left[\theta_{m0} \sin \omega t_0 - \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\xi_{d0}} G_0 R_n \cos \varnothing \sin \left(\omega t_0 + \Phi + \varnothing - \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\xi_{d0}} G_0 R_n \cos \varnothing \cos \left(\omega t + \Phi + \varnothing - \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \right\} v_0 \approx [v_0 \sin(\omega t - \\ - \xi_{d0} + \psi) - \gamma \sin(\omega t + \Phi + \varnothing - \xi_{d0})] v_0, \quad (6.23)$$

где

$$v = \frac{1}{2} \gamma G_0 R_n m \cos \varnothing \quad (6.24)$$

и

$$m = \frac{\sin \frac{\zeta_{d0}}{2}}{\zeta_{d0}/2}.$$

Частным случаем использования (6.23) являются условия, когда в возмущенном электронном потоке, поступающем в зазор, скоростная модуляция отсутствует ($v_0 = v_m/v_0 = 0$) или достаточно мала ($v_0 \ll \theta_{m0}$ и $v_0 \ll v$). Тогда (6.19) и (6.20) дают

$$\gamma = m \theta_{m0}, \quad (6.19a)$$

$$\Phi = \pi/2 \quad (6.20a)$$

и соответственно выражения (6.23) и (6.24) могут быть записаны так:

$$v_{\sim} = -v \cos(\omega t + \varnothing - \zeta_{d0}), \quad (6.23a)$$

где

$$v = \frac{1}{2} G_0 R_n \theta_{m0} m^2 \cos \varnothing. \quad (6.24a)$$

Рассматривая явления на отрезке электронного потока, соответствующем зазору резонатора, необходимо кроме переменной скорости на выходе из зазора найти и значение переменного тока в том же месте.

Полагая в формуле (6.12a) $\zeta_0 = \zeta_{d0}$ и подставляя в нее U_m и φ из (6.22), получим

$$i_{e\sim} |_{\zeta_0 = \zeta_{d0}} = I_0 \left\{ \theta_{m0} \cos(\omega t - \zeta_{d0}) - \zeta_{d0} v_0 \cos(\omega t - \zeta_{d0} + \psi) - \left(\frac{1}{2} \gamma G_0 R_n \cos \varnothing \right) \left[m \sin(\omega t - \zeta_{d0} + \Phi + \varnothing) - \sin\left(\omega t - \frac{3}{2} \zeta_{d0} + \Phi + \varnothing\right) \right] \right\}. \quad (6.25)$$

Если, как это чаще всего встречается на практике, скоростная модуляция на входе в зазор достаточно мала ($v_0 \ll \theta_{m0}$ и $v_0 \ll v$), то выражение (6.25) можно упростить. Учитывая соответствующие рассматриваемому случаю равенства $\gamma = m \theta_{m0}$, $\Phi = \pi/2$ и выражение (6.24a), можем найти

$$i_{e\sim} |_{\zeta_0 = \zeta_{d0}} = I_0 \theta_{m0} \left[\cos(\omega t - \zeta_{d0}) + \frac{v}{\theta_{m0}} \cos(\omega t - \zeta_{d0} + \varnothing) - \frac{v}{\theta_{m0} m} \cos\left(\omega t - \frac{3}{2} \zeta_{d0} + \varnothing\right) \right] = \mu_i I_0 \theta_{m0} \cos(\omega t + \zeta_{d0} + \delta_i), \quad (6.25a)$$

где

$$\mu_i = \left\{ 1 - 2 \left(\frac{v}{\theta_{m0}} \right) \left[\cos \varnothing - \frac{1}{m} \cos \left(\varnothing - \frac{\xi d_0}{2} \right) \right] + \left(\frac{v}{\theta_{m0}} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{m^2} - \frac{2}{m} \cos \frac{\xi d_0}{2} \right) \right\}^{1/2}, \quad (6.25б)$$

$$\delta_i = \arctg \frac{\frac{v}{\theta_{m0}} \sin \varnothing - \frac{v}{\theta_{m0} m} \sin \left(\varnothing - \frac{\xi d_0}{2} \right)}{1 + \frac{v}{\theta_{m0}} \cos \varnothing - \frac{v}{\theta_{m0} m} \cos \left(\varnothing - \frac{\xi d_0}{2} \right)}. \quad (6.25в)$$

Величина переменного электронного тока на входе в зазор задается (6.12а) и для $v_0=0$ при $\xi_0=0$ соответственно равна

$$i_e \sim |_{\xi_0=0} = I_0 \theta_{m0} \cos(\omega t). \quad (6.26)$$

Сопоставляя (6.26) с (6.25а), можно установить, что величина μ_i представляет собой коэффициент усиления по току, получающийся в результате взаимодействия возмущенного электронного потока с резонатором. Отметим, что входящая в (6.25б) величина $\frac{v}{\theta_{m0}} = \frac{1}{2} G_0 R_n m \cos \varnothing$, определяющая усиление по току, прямо пропорциональна модулю сопротивления резонатора $R_n \cos \varnothing$. При $R_n \cos \varnothing = 0$ имеем $v/\theta_{m0} = 0$ и из (6.25а) имеем $\mu_i = 0$. Таким образом, фазовый угол δ_i , как это видно из сравнения (6.25) и (6.26), дает дополнительное к запаздыванию на угол пролета изменение фазы, определяемое влиянием взаимодействия электронного потока с резонатором.

6.2.2. Одноззорный резонатор без сеток

Особенность явлений в электронном потоке, поступающем в бессеточный зазор резонатора, определяется зависимостью напряженности осевого поля от радиуса и появлением радиальной составляющей поля. Это видно из рис. 6.4, а, где дано расположение эквипотенциальных поверхностей, снятых с помощью электролитической ванны через 0,1 разности потенциалов на бессеточном зазоре, для разных значений отношения расстояния d между концами соосных труб, образующих зазор, к внутреннему радиусу труб a . Действительно густота эквипотенциальных поверхностей уменьшается по мере удаления их от поверхности труб к их оси, а кривизна этих поверхностей подтверждает наличие радиальной составляющей поля.

Если учесть влияние радиальной составляющей поля, то следует считать, что кроме полезной осевой скоростной модуляции в бессеточном зазоре имеет место радиальная скоростная модуляция. Как показали исследования автора, проведенные в 1946 г., и данные расчета в [19], радиальная модуляция вызывает дополнительную расфокусировку электронного потока по радиусу.

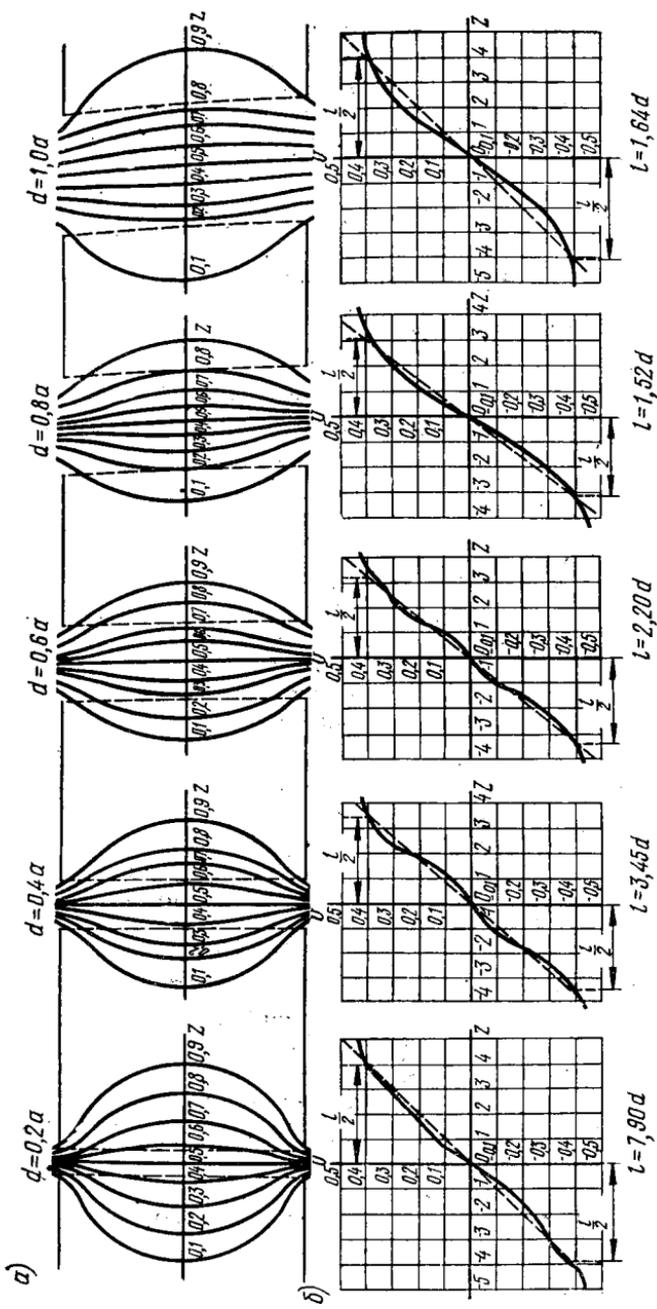


Рис. 6.4. Эквипотенциальные поверхности в бессечном зазоре, снятые через 0,1 разности потенциалов, изменение потенциала в зазоре и его линейная аппроксимация (пунктирные линии)

Отсутствие сеток, как видно из рис. 6.4, а, ведет к расположению поля зазора по оси электронного потока. На рис. 6.4, б сплошными линиями дано найденное изменение потенциала по оси труб, составляющих зазор, а пунктирными — его линейная аппроксимация, мало отличающаяся от найденного. Реальное ослабление поля вне пространства, ограниченного эквипотенциальными поверхностями 0,1 и 0,9 от разности потенциалов на зазоре, дает основание определить эффективную протяженность зазора $l > d$ так, как показано на рисунке, т. е. как расстояние между указанными поверхностями.

Коэффициент связи электронного потока с резонатором в бессеточном зазоре можно определить (см., например, [20]) выражением

$$M_R = mm_R, \quad (6.27)$$

где $m = \frac{\sin \frac{\zeta_{d0}}{2}}{\zeta_{d0}/2}$ — коэффициент связи для сеточного зазора; $m_R = I_0(\zeta_{R0})/I_0(\zeta_{a0})$ — поправочный коэффициент, учитывающий ослабление поля за счет отсутствия сеток, который определяется отношением модифицированных функций Бесселя первого рода нулевого порядка $I_0(\zeta)$ от условного постоянного угла пролета $\zeta_{R0} = \omega R/v_0$ в рассматриваемом бесконечно тонком цилиндрическом слое на расстоянии R от оси и от аналогичного угла пролета $\zeta_{a0} = \omega a/v_0$ на расстоянии a от оси.

Величина m_R изменяется по радиусу тем меньше, чем меньше величина ζ_{a0} . При выборе $\zeta_{a0} \leq 1$ это изменение менее 20%. При таком ограничении можно использовать среднее значение m_R , равное

$$m_{ab} = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^b m_R 2\pi R dR = \frac{2I_1(\zeta_{b0})}{\zeta_{b0} I_0(\zeta_{a0})}, \quad (6.28)$$

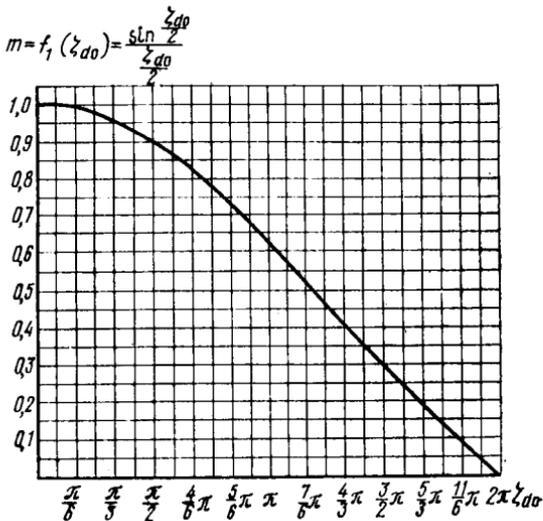


Рис. 6.5. График функции $m = f_1(\zeta_{d0})$

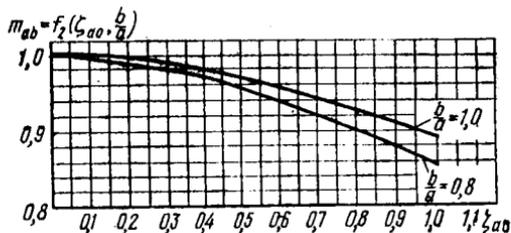


Рис. 6.6. График функции $m_{ab} = f_2(\zeta_{a0}, b/a)$

где b — радиус электронного потока ($b < a$); $\zeta_{b0} = \omega b / v_0$ — соответствующий ему условный постоянный угол пролета.

Используя величину m_{ab} , можно определить усредненное по радиусу значение коэффициента взаимодействия электронного потока с резонатором:

$$M = m m_{ab}. \quad (6.27a)$$

Для удобства расчетов по приведенной формуле на рис. 6.5 дан график функции $m = f_1(\zeta_{d0})$, а на рис. 6.6 — графики функции $m_{ab} = f_2(\zeta_{d0}, b/a)$ для двух разных значений отношения $b/a = 1$ и $b/a = 0,8$. Как видно из рис. 6.6, при уменьшении заполнения электронным потоком соосных труб, образующих бессеточную щель резонатора, когда край потока удаляется от поверхности труб, коэффициент m_{ab} падает. Этот эффект хорошо известен из практики эксплуатации прелетных клистронов, в которых увеличение фокусирующего магнитного поля, сопровождающее сжатием диаметра электронного потока, уменьшает усиление клистрона. Он объясняется ослаблением осевого электрического поля в зазорах резонаторов по мере приближения к оси прелетных труб (см. рис. 6.4).

Знание величины коэффициента связи M для бессеточного зазора позволяет применить найденные формулы (6.6б), (6.8), (6.23), (6.24), (6.23а), (6.24а) для расчета скоростной модуляции в таком зазоре заменой в указанных формулах величины m на $M = m m_{ab}$. При этом в (6.6б) и (6.8) погрешность будет вноситься только за счет усреднения величины m_R , используемой для расчета m_{ab} . В (6.23), (6.24), (6.23а) и (6.24а) дополнительную погрешность можно внести неточным учетом угла пролета электронов в зазоре в процессах группирования и разгруппирования.

Как видно из (6.18), амплитуды отдельных составляющих определяются возмущением электронного потока на входе в зазор резонатора ($\theta_{m0} = \omega z_m / v_0$ и $v_0 = v_m / v_0$) и коэффициентом связи m , который для учета особенностей бессеточного зазора должен быть заменен величиной $M = m m_{ab}$. К сожалению, фазовые углы этих составляющих зависят от угла пролета в зазоре ζ_{d0} , причем первые две составляющие запаздывают на половину этого угла, а третья на весь угол ζ_{d0} . Как уже указывалось, в зазоре без сеток СВЧ-поле распространяется внутрь соосных труб, образующих зазор протяженностью d , чему соответствует угол $\zeta_{d0} = \frac{\omega d}{v_0}$. Поэтому поле зазора будет иметь протяженность $l > d$ и соответственно угол пролета $\zeta_{l0} > \zeta_{d0}$. Это указывает на необходимость замены в (6.18), (6.19) и (6.20) не только m на M , но и угла ζ_{d0} на угол ζ_{l0} . Отметим, что величина l может быть выбрана так, как показано на рис. 6.4, б.

В случае когда скоростная модуляция электронного потока на входе в зазор отсутствует ($v_0 = 0$) или настолько мала, что ее влиянием на величину возбуждающего резонатор наведенного тока

можно пренебречь, расчет упрощается. Как видно из (6.19а), амплитуда возбуждающего тока однозначно зависит только от коэффициента связи m и учет влияния отсутствия сеток можно сделать заменой этого коэффициента величиной $M = mm_{ab}$.

Если в случае бессеточного зазора необходимо рассчитать переменный электронный ток на выходе из него, то можно применить формулу (6.25) с заменой в ней m на M и ζ_{d0} на ζ_{i0} . То же будет относиться и к формулам (6.25а), (6.26б) и (6.25в), так как на значение коэффициента усиления по току μ_i и фазовый угол δ_i влияет не только значение коэффициента взаимодействия, но и угол пролета в зазоре.

Обратимся теперь к вопросу о шунтирующем действии электронного потока по отношению к резонатору при бессеточном зазоре. Так как реактивная составляющая шунтирующей проводимости влияет только на настройку резонаторов, то интересна ее активная составляющая, для расчета которой можно воспользоваться данными уже указанной работы [20]. Используя эти данные, для хорошо сфокусированного электронного потока получим

$$G_e = \Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) G_0, \quad (6.29)$$

где

$$\Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) = \frac{1}{2} M^2 \left[\left(\frac{1}{m_b^2} - \frac{\zeta_{b0}^2}{4} \right) \left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} + \frac{1}{2} \zeta_{a0}^2 m_a \right) - \frac{\zeta_{b0}^2}{2} \right]; \quad (6.29a)$$

здесь $M = mm_{ab}$, $m_b = \frac{2I_1(\zeta_{b0})}{\zeta_{b0} I_0(\zeta_{b0})}$ и $m_a = \frac{2I_1(\zeta_{a0})}{\zeta_{a0} I_0(\zeta_{a0})}$.

Важной особенностью функции $\frac{2I_1(\zeta_0)}{\zeta_0 I_0(\zeta_0)}$ является ее хорошая экстраполяция выражением $\frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_0^2/4}}$, обеспечивающая погреш-

ность менее 1% при $\zeta_0 < 1,5$. Это дает основание для $\zeta_b < 1,5$ принять дополнительно с погрешностью менее 2%, что

$$(1/m_b^2 - \zeta_{b0}^2/4) \approx 1,$$

и переписать (6.29а) в более простом виде

$$\Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) = \frac{1}{2} M^2 \left[\left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) + \left(\frac{\zeta_{a0}^2}{\sqrt{4 + \zeta_{a0}^2}} - \frac{\zeta_{b0}^2}{4} \right) \right] = \Psi_1(\zeta_{d0}) \Psi_4(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}). \quad (6.29б)$$

В полученном выражении функция

$$\Psi_4(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) = m_{ab}^2 \left[1 + \frac{\frac{\zeta_{a0}^2}{4 + \zeta_{a0}^2} - \frac{\zeta_{b0}^2}{4}}{1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2}} \right] \quad (6.29в)$$

показывает изменение активной шунтирующей проводимости при переходе от сеточного зазора к бессеточному. Графики этой функции при $\zeta_{b0}/\zeta_{a0} = b/a = 0,8$

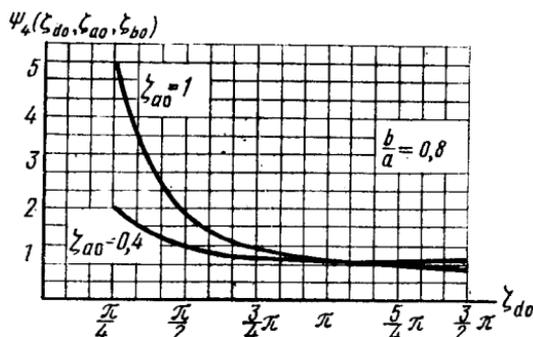


Рис. 6.7. Графики функции, показывающей увеличение активной шунтирующей проводимости при отсутствии сеток

для $\zeta_{a0} = 0,4$ и $\zeta_{a0} = 1$ в зависимости от значения $\zeta_{d0} = \omega d/v_0$ в диапазоне используемых на практике этих значений приведены на рис. 6.7. Из рисунка видно, что при заданном значении ζ_{a0} уменьшение угла пролета ζ_{d0} ведет к увеличению активной шунтирующей проводимости по сравнению с ее значением для сеточного зазора. Сопоставляя кривые для $\zeta_{a0} = 0,4$ и

для $\zeta_{a0} = 1,0$, видим, что этот эффект сильно увеличивается при возрастании ζ_{a0} . Таким образом, изменение активной шунтирующей проводимости при переходе к бессеточному зазору задается отношением $\zeta_{d0}/\zeta_{a0} = d/a$.

Полученный результат можно понять, обратившись к данным рис. 6.4, б, позволяющим построить зависимость отношения эффективной длины зазора l без сеток к расстоянию d между концами соосных труб, образующих этот зазор, как функции отношения d/a . Такая зависимость изображена на рис. 6.8. Из рисунка видно, что уменьшение отношения $d/a = \zeta_{d0}/\zeta_{a0}$, или, что то же, уменьшение ζ_{d0} при постоянном ζ_{a0} , дает увеличение отношения $l/d = \zeta_{l0}/\zeta_{d0}$. Увеличение эффективной длины бессеточного зазора l или угла ζ_{l0} равносильно для сеточного зазора увеличению расстояния между сетками d или угла ζ_{d0} , что, как это следует из (6.15а), должно сопровождаться увеличением активной шунтирующей проводимости и отражается соответствующим ростом функции $\Psi_4(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0})$.

При проведении расчетов представляет интерес не определение увеличения активной шунтирующей проводимости при переходе от сеточного зазора к бессеточному, определяемого функцией $\Psi_4(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0})$, а полное значение этой величины. Для этого необходимо знать значение функции $\Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) = \Psi_1(\zeta_{d0}) \times$

$\times \Psi_4(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0})$. Графики этой функции для четырех значений угла $\zeta_{a0} = 0,4; 0,6; 0,8$ и $1,0$ приведены на рис. 6.9 для углов пролета $\zeta_{d0} < \pi$, т. е. для области, где имеется существенное из-

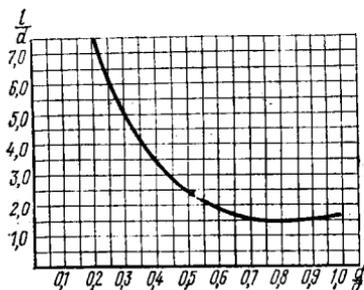


Рис. 6.8. Зависимость увеличения эффективной длины зазора как функции отношения d/a

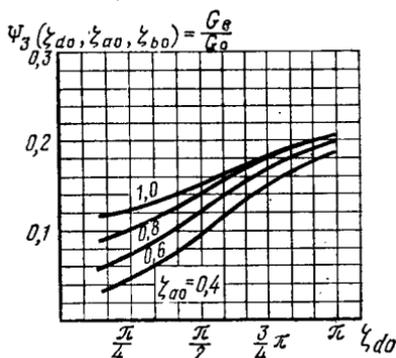


Рис. 6.9. Графики функции, определяющей величину шунтирующей активной проводимости в бессеточном зазоре

менение значения активной шунтирующей проводимости при переходе к бессеточному зазору.

6.2.3. Двухзазорный резонатор

Рассмотрев процессы в электронном потоке, происходящие в сеточном и бессеточном зазорах однозазорного резонатора, следует обратиться к случаю двухзазорного резонатора.

На рис. 6.10, а схематически показана конструкция двухзазорного резонатора с использованием в качестве нагрузки резонансной линии так, как она была впервые предложена [21]. На этом рисунке D_1 и D_2 — круглые плоские диафрагмы с отверстием в центре для прохождения электронного потока, ограничивающие протяженность резонатора по оси; T — отрезок проводящей трубы, расположенный между диафрагмами и экранирующий проходящий через него электронный поток от поля резонатора; I — изолятор. Диафрагмы D_1 и D_2 переходят во внешний проводник подсоединяемой коаксиальной линии, а отрезок проводящей трубы T подключен к ее внутреннему проводнику. На рис. 6.10, б показано распределение переменной составляющей потенциала в зазорах резонатора: $abcd$ — при положительном потенциале отрезка проводящей трубы по отношению к диафрагмам; $ab'c'd$ — при отрицательном потенциале этого отрезка.

Из рисунка следует, что поле в щелях двухзазорного резонатора является противозазным. На рис. 6.10, в дано изменение осевого поля СВЧ E_z вдоль оси резонатора. Изменения потенциала и поля показаны без учета распространения поля в отверстия диафрагм и во внутрь отрезка проводящей трубы, что было

бы полностью справедливо при применении сеток. В этом случае при амплитуде переменного напряжения между диафрагмами и отрезком трубы величины U_m линейное распределение потенциала в зазорах дает постоянную величину поля E_z , равную $E_{zm} = U_m/d$, где d — протяженность зазора.

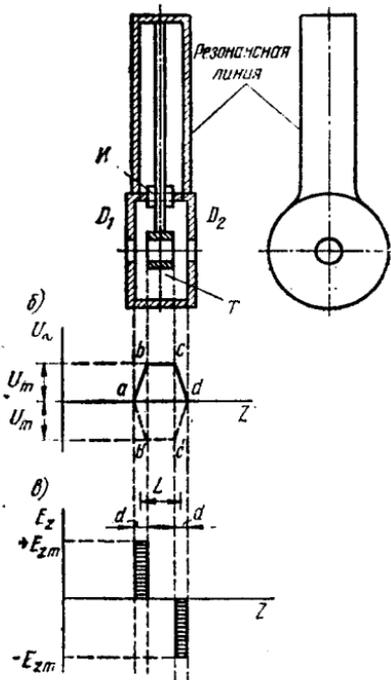


Рис. 6.10. Конструкция двухзазорного резонатора и распределение потенциала и поля в нем

Как видно из рис. 6.10, в, при общей длине резонатора $L+d$, где L — расстояние между центрами щелей, а d — протяженность каждой из щелей, между щелями имеется область без поля протяженностью $L-d$.

Если двухзазорный резонатор имеет сетки, то к нему можно применить полученные ранее формулы (6.1) — (6.24а). Для расчета скоростной модуляции, пренебрегая группированием между щелями, используем (6.6б) применительно к первой и второй щелям и сложим полученные результаты. При этом необходимо учесть, что поле во второй щели сдвинуто по фазе на угол π , а электронный поток запаздывает во второй щели на угол ξ_{L0} $= \omega L/v_0$. Учитывая это, для переменной скорости на выходе из резонатора получим

$$\begin{aligned}
 v_n \approx v_{n1} + v_{n2} &= -\gamma v_0 \sin\left(\omega t - \frac{1}{2} \xi_{d0} - \xi_{L0} + \varphi\right) + \\
 &+ \gamma v_0 \sin\left(\omega t - \frac{1}{2} \xi_{d0} + \varphi\right) = 2\gamma v_0 \sin \frac{\xi_{L0}}{2} \times \\
 &\times \cos\left(\omega t - \frac{1}{2} \xi_{d0} - \frac{\xi_{L0}}{2} + \varphi\right) = \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} m_{\text{эф}} v_0 \times \\
 &\times \cos\left(\omega t - \frac{1}{2} \xi_{d0} - \frac{1}{2} \xi_{L0} + \varphi\right), \quad (6.30)
 \end{aligned}$$

где

$$m_{\text{эф}} = 2m \sin \frac{\xi_{L0}}{2} = 2 \frac{\sin \frac{\xi_{d0}}{2}}{\frac{\xi_{d0}}{2}} \sin \frac{\xi_{L0}}{2} \quad (6.30a) \text{ — эффективный коэффициент связи для двухзазорного резонатора.}$$

Как видно из (6.30а), в случае двухзазорного резонатора коэффициент связи должен быть заменен эффективным коэффициентом

том связи, представляющим удвоенное произведение обычного коэффициента связи m для одной щели на $\sin \zeta_{L0}/2$. Существенно при этом, что если величина m однозначно падает с ростом частоты, то величина $m_{\text{эф}}$ из-за множителя $\sin \frac{\zeta_{L0}}{2}$ может поддерживаться

в широком диапазоне частот приблизительно постоянной (при определенном подборе соотношения $\zeta_{d0}/\zeta_{L0} = d/L$ рост m при уменьшении частоты будет компенсироваться уменьшением $\sin \zeta_{L0}/2$ для $\zeta_{L0}/2 < < \pi/2$). Это показано кривыми значений m и $m_{\text{эф}}$, приведенными на рис. 6.11.

Первые две кривые рассчитаны из предположения, что при заданном значении частоты сигнала ω_0 имеет место соотношение $\zeta_{L0} = 2\zeta_{d0} = \pi$, а вторые две кривые — из предположения, что при заданном значении частоты сигнала ω_0 имеет место соотношение $\zeta_{L0} = \zeta_{d0} = \pi$. Кривые m показывают указанное однозначное уменьшение этой величины с ростом частоты сигнала.

Что же касается кривых $m_{\text{эф}}$, то они имеют слева от $\omega = \omega_0$ почти горизонтальный участок, где $m_{\text{эф}}$ изменяется незначительно. Как следует из рисунка для $\zeta_{L0} = 2\zeta_{d0} = \pi$, этот участок имеет центр при $\omega_{ц} = 0,9\omega_0$, а для $\zeta_{L0} = \zeta_{d0} = \pi$ соответственно при $\omega_{ц} = 0,75\omega_0$. Если выбрать 10 %-ное изменение частоты по отношению к центрам участков ($\omega = 0,9\omega_0 \pm 0,09\omega_0$ для $\omega_{ц} = 0,9\omega_0$ или $\omega = 0,75\omega_0 \pm 0,075\omega_0$ для $\omega_{ц} = 0,75\omega_0$), то могут быть найдены и сопоставлены соответствующие изменения m и $m_{\text{эф}}$.

Для $\omega_{ц} = 0,9\omega_0$ ($\zeta_{L0} = 2\zeta_{d0} = \pi$) имеем для всей 20 %-ной полосы изменения частот изменение m , равное

$$m'/m'' = \frac{\sin 0,99 \frac{\pi}{4} / \left(0,99 \frac{\pi}{4}\right)}{\sin 0,81 \frac{\pi}{4} / \left(0,81 \frac{\pi}{4}\right)} = 0,902/0,935 = 0,965,$$

и изменение $m_{\text{эф}}$ на краях полосы по сравнению с центром

$$\frac{m'_{\text{эф}}}{m''_{\text{эфц}}} = \frac{m' \sin 0,99 \frac{\pi}{2}}{\sin 0,9 \frac{\pi}{4} \sin 0,9 \frac{\pi}{4}} = \frac{0,902}{0,919} = 0,992.$$

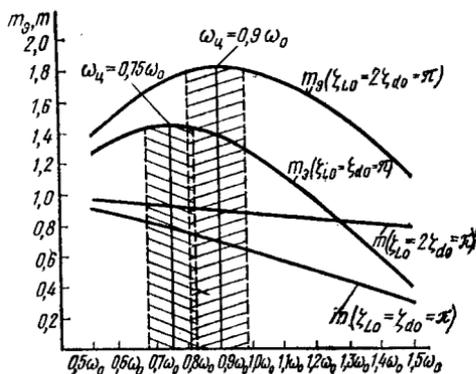


Рис. 6.11. Графики изменения величин m и $m_{\text{эф}}$ для двух значений ζ_{L0} : $\zeta_{L0} = 2\zeta_{d0} = \pi$ и $\zeta_{L0} = \zeta_{d0} = \pi$

Из приведенных цифр следует относительно малое падение m в 20 %-ной полосе частот по сравнению с изменением $m_{эф}$ для одного резонатора. Однако если учесть, что в современном пролетном клистроне имеется не менее четырех резонаторов, падение величины m в полосе частот будет сказываться значительно больше. При расчете коэффициента усиления клистрона по напряжению для четырехрезонаторного клистрона коэффициент связи войдет в формулу в шестой степени. Действительно, коэффициент усиления по напряжению будет определяться эффективностью скоростной модуляции в первом резонаторе (первая степень m или $m_{эф}$), значением наведенного тока во втором резонаторе (вторая степень m или $m_{эф}$), эффективностью скоростной модуляции во втором резонаторе (третья степень m или $m_{эф}$), величиной наведенного тока в третьем резонаторе (четвертая степень m или $m_{эф}$), эффективностью скоростной модуляции в третьем резонаторе (пятая степень m или $m_{эф}$) и величиной наведенного тока в четвертом (шестая степень m или $m_{эф}$). При переходе от коэффициента усиления по напряжению к коэффициенту усиления по мощности для четырехрезонаторного клистрона имеем двенадцатую степень m или $m_{эф}$ *. Учитывая это, будем иметь при однозачорном резонаторе с $\xi_{d0} = \pi/2$ уменьшение в 20 %-ной полосе частот коэффициента усиления по мощности $(m'/m'')^{12} = 0,965^{12} = 0,65$ вместо $(m'_s/m''_{su}) = 0,992^{12} = 0,91$ для двухзачорного резонатора. Этот эффект резко возрастает при увеличении ξ_{d0} . Так, при $\xi_{10} = \xi_{d0} = \pi$ ($\omega_{ц} = 0,75\omega_0$)** имеем в 20 %-ной полосе частот

$$m'/m'' = \frac{\sin 0,825 \frac{\pi}{2} / \left(0,825 \frac{\pi}{2}\right)}{\sin 0,675 \frac{\pi}{2} / \left(0,675 \frac{\pi}{2}\right)} = 0,743/0,823 = 0,903$$

и

$$\frac{m'_{эф}}{m''_{эфц}} = \frac{m' \sin 0,825 \frac{\pi}{2}}{\frac{\sin 0,75 \frac{\pi}{2}}{0,75 \frac{\pi}{2}} \sin 0,75 \frac{\pi}{2}} = \frac{0,715}{0,725} = 0,986$$

и для четырехрезонаторного усилительного клистрона при расчете влияния изменения коэффициента связи на коэффициент уси-

* Полученный результат будет далее подтвержден расчетом коэффициента усиления по мощности.

** Т. е. при равенстве $L = d$, когда пролетная труба между щелями превращается в бесконечно тонкий диск.

ления по мощности будем иметь $\left(\frac{m'}{m''}\right)^{12} = 0,29$ и $\left(\frac{m'_{эф}}{m''_{эфц}}\right)^{12} = 0,84$.

Таким образом, в 20 %-ной полосе частот замена однозачорных резонаторов двухзачорными позволяет для четырехрезонаторного клистрона избежать падения коэффициента усиления по мощности за счет влияния изменения коэффициента связи в три с половиной раза ($1/0,29 = 3,5$) и ограничить его уменьшение до $1/0,84 \approx 1,2$ раза. К сожалению, как будет показано далее, коэффициент усиления по мощности зависит не только от величины коэффициентов связи резонаторов с электронным потоком, но и от величины их нагрузочного сопротивления $R_n \cos \varnothing$. Эта величина при малой полосе пропускания обычных двухзачорных резонаторов быстро падает при расстройке, что и ограничивает полосу усиления.

Рассмотрев вопрос о расчете коэффициента связи для двухзачорного резонатора с сетками, обратимся к расчету шунтирующего действия электронного потока в таком резонаторе. Шунтирующее действие потока для каждой из щелей не будет отличаться от такового для щели однозачорного резонатора. Особенность же двухзачорного резонатора будет определяться тем, что под действием скоростной модуляции в первой щели происходит группирование электронного потока при движении электронов из первой щели во вторую, т. е. вдоль расстояния L или угла пролета ξ_{L0} , а получающийся в результате переменный электронный ток будет взаимодействовать с полем второй щели. Если разность потенциалов на первом зазоре резонатора принять заданной выражением

$$u_{\sim 1} = U_m \sin(\omega t_0 + \varphi),$$

то переменная скорость, полученная электронами в этом зазоре (отнесенная к центру зазора), будет

$$v_{\sim} = \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_e} m \sin(\omega t_0 + \varphi),$$

где U_0 — постоянная скорость электронов, В.

Для того чтобы рассчитать группирование, происходящее на угле пролета ξ_{L0} , используем решение уравнения колебаний (5.10):

$$z_1 = A_0 \cos a_{q0} \xi + B_0 \sin a_{q0} \xi,$$

где $\xi = \omega t - \omega t_0$.

Рассматривая простейший случай, когда в первую щель резонатора поступает немодулированный по плотности электронный поток (первый, входной, резонатор), можем принять: $z_1|_{\xi=0} = 0$, что дает $A_0 = 0$. Далее, используя рассчитанное ранее v_{\sim} , найдем

$$v_{\sim}|_{\xi=0} = \frac{dz_1}{dt} \Big|_{\xi=0} = \omega a_{q0} B_0 = \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} m \sin(\omega t_0 + \varphi),$$

откуда можно определить B_0 .

Используя найденные значения A_0 и B_0 в (5.10), напишем выражение для полного пути, проходимого электронами

$$Z = v_0(t - t_0) + z_1 = v_0(t - t_0) + \frac{1}{2} \frac{1}{\omega a_{q0}} \frac{U_m}{U_0} m \sin a_{q0} \zeta \sin(\omega t_0 + \varphi). \quad (6.9\text{в})$$

Отсюда, учитывая равенство $\omega Z/v_0 = \zeta_0$, получим

$$\begin{aligned} \omega t_0 &= \omega t - \zeta_0 + \frac{1}{2} \frac{1}{a_{q0}} \frac{U_m}{U_0} m \sin a_{q0} \zeta \sin(\omega t + \varphi) \approx \\ &\approx \omega t - \zeta_0 + \frac{1}{2} \frac{1}{a_{q0}} \frac{U_m}{U_0} m \sin a_{q0} \zeta_0 \sin(\omega t - \zeta_0 + \varphi), \end{aligned} \quad (6.11\text{в})$$

где использованы, как и ранее, приближения $\omega t - \omega t_0 = \zeta \approx \zeta_0$ и $\omega t_0 = \omega t - \zeta \approx \omega t - \zeta_0$. На основании (6.11в), применяя закон сохранения заряда, можно найти величину переменного электронного тока в центре второй щели резонатора ($\zeta_0 = \zeta_{L0}$):

$$i_{e\sim} = I_0 \left(\frac{d\omega t_0}{d\omega t} - 1 \right) = \frac{1}{2} \frac{m}{a_{q0}} \frac{U_m}{U_0} I_0 \sin a_{q0} \zeta_{L0} \cos(\omega t - \zeta_{L0} + \varphi). \quad (6.12\text{в})$$

Этот переменный электронный ток будет создавать во втором зазоре наведенный ток, равный

$$\begin{aligned} i_{н} = m i_{e\sim} &= \frac{1}{2} m^2 \frac{\sin a_{q0} \zeta_{L0}}{a_{q0}} G_0 U_m \cos \zeta_{L0} \cos(\omega t + \varphi) + \\ &+ \frac{1}{2} m^2 \frac{\sin a_{q0} \zeta_{L0}}{a_{q0}} G_0 U_m \sin \zeta_{L0} \sin(\omega t + \varphi), \end{aligned} \quad (6.31)$$

где $G_0 = I_0/U_0$ — проводимость электронного потока по постоянному току.

Сопоставляя (6.31) с выражением для переменного напряжения на второй щели $u_{\sim 2} = -U_m \sin(\omega t + \varphi)$ (знак минус учитывает следующее из рис. 6.10, б изменение знака разности потенциалов во втором зазоре по сравнению с таковым в первом зазоре), можно определить дополнительные активную и реактивную проводимости, определяемые группированием электронов между зазорами. Для активной проводимости (реактивная может быть скомпенсирована настройкой резонатора) можно получить

$$G_{e \text{ доп}} = \Psi_5(\zeta_{d0}, \zeta_{L0}) G_0, \quad (6.32)$$

где

$$\Psi_5(\zeta_{d0}, \zeta_{L0}) = -\frac{1}{2} m^2 \frac{\sin a_{q0} \zeta_{L0}}{a_{q0}} \sin \zeta_{L0}. \quad (6.32\text{а})$$

Если учесть, что кроме найденной дополнительной активной проводимости двухзазорный резонатор шунтируется в каждом из зазоров активной проводимостью, определяемой (6.14), то полное

значение активной шунтирующей проводимости для двухзворно-го резонатора можно определить выражением

$$G_{e \text{ полн}} = 2G_e + G_{e \text{ доп}} = \Psi_6(\zeta_{d0}, \zeta_{L0}) G_0; \quad (6.33)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_6(\zeta_{d0}, \zeta_{L0}) &= 2\Psi_1(\zeta_{d0}) + \Psi_5(\zeta_{d0}, \zeta_{L0}) = \\ &= \frac{1}{2} m^2 \left(2 - \zeta_{d0} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} - \frac{\sin a_{q0} \zeta_{L0}}{a_{q0}} \sin \zeta_{L0} \right). \end{aligned} \quad (6.34)$$

Если учесть, что обычно $a_q \ll 1$ и $\zeta_{L0} \sim \pi$, то (6.34) можно записать в приближенном, более простом виде

$$\begin{aligned} \Psi_6(\zeta_{d0}, \zeta_{L0}) &\approx \frac{1}{2} m^2 \times \\ &\times \left(2 - \zeta_{d0} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} - \right. \\ &\left. - \zeta_{L0} \sin \zeta_{L0} \right). \end{aligned} \quad (6.34a)$$

На рис. 6.12 даны графики функции $\Psi_6(\zeta_{d0}, \zeta_{L0})$ в зависимости от значения угла ζ_{L0} в пределах от $\zeta_{L0} = \zeta_{d0}$ до $\zeta_{L0} = 2\pi$ при выборе величины ζ_{d0} в качестве параметра при значениях $\zeta_{d0} = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{4}$ и π .

Для того чтобы пояснить зависимость функции $\Psi_6(\zeta_{d0}, \zeta_{L0})$ от частоты сигнала, на рис. 6.13 эта функция рассчитана в зависимости от значения угла ζ_{L0} при выборе $\zeta_{d0} = 1/2 \zeta_{L0}$, т. е. при выборе $d = 1/2L$. На этом же рисунке приведены для сравнения кривые для функции $\Psi_5(\zeta_{d0}, \zeta_{L0})$, рассчитанные для тех же условий.

Обсудим результаты расчета интересующих нас кривых, приведенных на рисунках. Кривые рис. 6.12 ограничены слева минимальным значением $(\zeta_{L0})_{\min} = \zeta_{d0}$, т. е. таким значением угла пролета между серединами щелей, когда длина пролетной трубы стремится к нулю. Как видно из рисунка, увеличение ζ_{d0} ведет

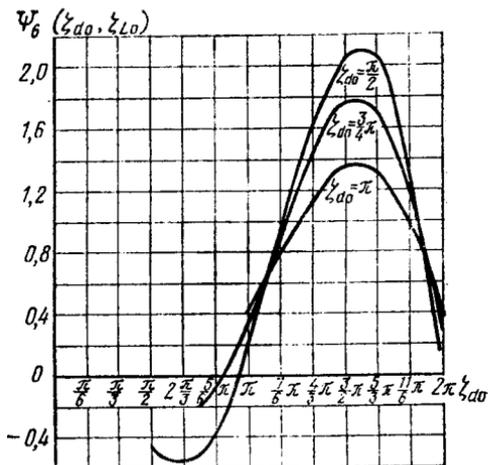


Рис. 6.12. Графики функции $\Psi_6(\zeta_{d0}, \zeta_{L0})$ при заданных значениях $\zeta_{d0} = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{4}\pi$ и π

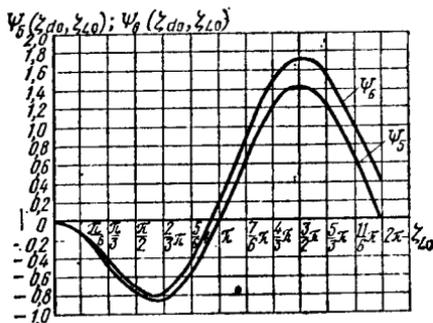


Рис. 6.13. Графики функций $\Psi_5(\zeta_{d0}, \zeta_{L0})$ и $\Psi_6(\zeta_{d0}, \zeta_{L0})$ при $\zeta_{d0} = \frac{1}{2} \zeta_{L0}$

к уменьшению области отрицательных значений проводимости. Более того, при $\xi_{d0} = \pi$ имеют место только положительные значения проводимости при любых возможных ξ_{L0} .

Обращаясь к кривым рис. 6.13, можно установить влияние изменения рабочей частоты на шунтирующую проводимость для резонатора с двумя зазорами при заданном соотношении размеров ($d=L/2$), когда длина пролетной трубы $L-d=L/2$. Изображенная на этом же рисунке функция $\Psi_b(\xi_{d0}, \xi_{L0})$ дает возможность оценить долю влияния дополнительной проводимости, обязанной группированию в трубе.

Приведенный материал описывает процессы в двухзазорном резонаторе с сетками, когда он пронизывается электронным потоком без плотностной модуляции, т. е. при использовании резонатора в качестве входного (первого). Как уже было показано применительно к однозазорному резонатору, возбуждение его от электронного потока не изменяет значений коэффициента связи или шунтирующей проводимости. Поэтому формулы (6.25а), (6.33), (6.34) и (6.34а) сохраняют свое значение. Однако действующее на резонаторе напряжение будет теперь задаваться модуляцией поступающего в зазоры резонатора электронного потока. Имея в виду только плотностную модуляцию, можно принять (6.16) в качестве начального условия для расчета возбуждающего резонатор тока и полагать, что (6.26) определяет величину переменного электронного тока на входе в первый зазор. Если пренебречь изменением этого тока на пути ко второй щели, т. е. пренебречь на основе предположения малых значений a_q и ξ_{L0} , имеющих место на практике, разгруппированием, то можно считать наведенный ток, возбуждающий резонатор, во втором зазоре таким же по амплитуде, но сдвинутым по фазе на угол ξ_{L0} . Тогда сумму наведенных в зазорах возбуждающих резонатор токов на основе (6.18), (6.19), (6.19а) и (6.20а) с учетом направления токов в зазорах можно определить так:

$$\begin{aligned} i_n &= \gamma I_0 \cos\left(\omega t - \frac{\xi_{d0}}{2} - \xi_{L0}\right) - \gamma I_0 \cos\left(\omega t - \frac{\xi_{d0}}{2}\right) = \\ &= m_{эф} \theta_{m0} I_0 \sin\left(\omega t - \frac{\xi_{d0}}{2} - \frac{\xi_{L0}}{2}\right), \end{aligned} \quad (6.35)$$

где $m_{эф} = 2m \sin \frac{\xi_{L0}}{2}$ — эффективное значение коэффициента связи двухзазорного резонатора, а $\theta_{m0} = \omega z_m / v_0$.

Выражение (6.35) не учитывает составляющей переменного электронного тока во втором зазоре, которая образуется в результате группирования между зазорами за счет скоростной модуляции в первом зазоре. Этот процесс был уже рассчитан и учтен при определении шунтирующей активной проводимости выражением (6.33).

Из (6.35) видно, что имеет место запаздывание наведенного тока на угол $1/2(\xi_{d0} + \xi_{L0})$ по сравнению с началом первого зазора. Это

означает, что создание наведенного тока в резонаторе можно рассматривать так, как будто бы ток создается в плоскости, соответствующей центру резонатора. Как следует из (6.25), такое же запаздывание по фазе имеет место и для скоростной модуляции. Поэтому можно полагать, что и скоростная модуляция как бы создается в центре резонатора.

Обратимся теперь к двухзазорному резонатору без сеток. В этом случае взаимодействие электронного потока в зазорах будет определяться не коэффициентом связи m , а коэффициентом $M = tm_{ab}$. Это дает основание переписать (6.30а) так:

$$M_{\text{эф}} = m_{\text{эф}} m_{ab} = 2M \sin \frac{\zeta_{L0}}{2}. \quad (6.36)$$

Вместо (6.32) для дополнительной активной шунтирующей проводимости можно получить выражение

$$G_{e \text{ доп}} = \Psi_7(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}, \zeta_{L0}) G_0, \quad (6.37)$$

где

$$\Psi_7(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}, \zeta_{L0}) = -\frac{1}{2} M^2 \frac{\sin a_{q0} \zeta_{L0}}{a_{q0}} \sin \zeta_{L0}. \quad (6.38)$$

Далее, обращаясь к определению полной шунтирующей проводимости, вместо (6.33) будем иметь

$$G_{e \text{ полн}} = \Psi_8(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}, \zeta_{L0}) G_0, \quad (6.39)$$

где

$$\Psi_8(\zeta_{d0}, \zeta_{b0}, \zeta_{L0}) =$$

$$= M^2 \left\{ \left[\left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) + \left(\frac{\zeta_{a0}^2}{\sqrt{4 + \zeta_{a0}^2}} - \frac{\zeta_{b0}^2}{4} \right) \right] - \frac{1}{2} \zeta_{L0} \sin \zeta_{L0} \right\}. \quad (6.40)$$

Отметим, что в последнем выражении, как и в (6.34а), принято приближение $\frac{\sin a_{q0} \zeta_{L0}}{a_{q0}} \approx \zeta_{L0}$, соответствующее малым значениям величин a_{q0} и ζ_{L0} .

На рис. 6.14 даны графики функции $\Psi_8(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}, \zeta_{L0})$ для $\zeta_{a0} = 0,4$ и $\zeta_{a0} = 1,0$ при $\zeta_{d0} = \pi/2$, $\zeta_{b0} = 0,8 \zeta_{a0}$ в зависимости от угла пролета между центрами зазоров ζ_{L0} от $\zeta_{L0} = \pi/2$ до $\zeta_{L0} = 2\pi$. На рис. 6.15 даны кривые той же функции в зависимости от угла пролета ζ_{L0} при $d = b = 0,8a$ для $\zeta_{d0} = 1/2 \zeta_{L0}$ и $\zeta_{d0} = \zeta_{L0}$.

6.2.4. Обсуждение полученных результатов и сводка расчетных формул

Рассмотрение колебательных процессов в электронном потоке, поступающем в зазор резонатора, ограничено малыми значениями a_p и линейным приближением, соответствующим малым значениям амплитуды переменного напряжения на резонаторе U_m . Это дает

Отметим, что исследования, проведенные в [22], подтверждают возможность применения данных в таблице расчетных формул для активной шунтирующей проводимости, полученных на основе линейной теории, с малой погрешностью при $U_m/U_0 \leq 0,5$.

§ 6.3. Колебательные процессы в электронном потоке при группировании. Расчет переменного электронного тока и усиления по мощности

Подобно току как при рассмотрении явлений в электронном потоке, проходящем резонатор, необходимо производить расчеты применительно к конкретному типу зазора, так и исследование процесса группирования требует конкретизации условий, в которых этот процесс протекает. В § 6.2 при исследовании двухзачорных резонаторов рассматривался процесс группирования в трубе между зазорами в малосигнальном приближении. Это приближение справедливо для первых пролетных труб современных многорезонаторных клистронов, обладающих высоким коэффициентом усиления по мощности, обычно более 40 дБ. Иначе обстоит дело с процессом группирования в последней пролетной трубе, где имеются значительная плотностная и скоростная модуляции и существенно сказывается нелинейность процесса.

В современных многорезонаторных клистропах различают процессы группирования: 1) простое линейное, имеющее место в первой пролетной трубе и характеризующееся в начале процесса наличием только скоростной модуляции; 2) каскадное линейное, которое имеет место в следующих за первой пролетных трубах и характеризуется наличием модуляции электронного потока как по скорости, так и по плотности в начале процесса; 3) каскадное нелинейное, имеющее место обычно в последней пролетной трубе и определяющееся большой модуляцией по скорости и плотности электронного потока на входе в пролетную трубу.

Рассмотрение процессов группирования в многорезонаторном пролетном клистроне можно производить с учетом взаимодействия электронных зарядов и конечности сечения электронного потока на основании уравнений колебаний электронного потока (см. гл. 5).

6.3.1. Простое линейное группирование

Рассмотрим этот случай применительно к первой пролетной трубе.

Пусть во входном резонаторе создается скоростная модуляция

$$v_{\perp} = v_1 v_0 \sin \omega t_0, \quad (6.43)$$

которую можно отнести к центру зазора в случае однозачорного

резонатора или к центру резонатора при двух зазорах. Входящий в выражение (6.41а) коэффициент скоростной модуляции

$$v_1 = \frac{1}{2} \frac{U_{m1}}{U_0} M_i, \quad (6.43a)$$

где U_{m1} — амплитуда переменного напряжения на резонаторе; U_0 — постоянная скорость электронов, В; M_i — обобщенный коэффициент связи, величина которого рассчитывается по формулам табл. 6.1 в соответствии с типом конструкции резонатора.

Отметим, что измерение амплитуды переменного напряжения на входном резонаторе клистрона представляет определенные трудности и поэтому обычно возбуждение клистрона характеризуют не амплитудой переменного напряжения, а мощностью возбуждения, вводимой во входной резонатор. Для получения максимального к. п. д. передачи мощности из возбуждителя во входной резонатор клистрона связь между ними подбирается так, чтобы вносимое в резонатор сопротивление было равно собственному сопротивлению резонатора при резонансе R . В результате нагрузочное сопротивление резонатора падает до $R_{\text{н}}/2$, и вводимая в него мощность

$$P_{\text{вх}} = \frac{1}{2} \frac{U_{m1}^2}{\frac{1}{2} R_{\text{н}}} = \frac{U_{m1}^2}{R_{\text{н}}}.$$

Отсюда величина амплитуды напряжения на входном резонаторе

$$U_{m1} = \sqrt{R_{\text{вх}} R_{\text{н}}}. \quad (6.44)$$

В результате возмущения электронного потока скоростной модуляцией, определяемой (6.43), в нем возникнут колебания, описываемые решением однородного уравнения колебаний (5.10):

$$z = A_0 \cos a_{q0} \xi + B_0 \sin a_{q0} \xi,$$

где ξ — полный угол пролета, отсчитываемый от центра зазора входного резонатора.

Так как в центре зазора $\xi = 0$ и отсутствует смещение электронов ($z = 0$), то в (5.10) надо принять $A_0 = 0$. Далее, определяя переменную скорость электронов на основании (5.10) при $A_0 = 0$, получим

$$v_{\text{н}} = \frac{dz}{dt} = \omega \frac{dz}{d\omega(t-t_0)} = \omega \frac{dz}{d\xi} = \omega a_{q0} B_0 \cos a_{q0} \xi. \quad (6.45)$$

Сопоставляя (6.45) при $\xi = 0$ с заданной в начале группирования переменной скоростью, определяемой выражением (6.43), можно найти B_0 и написать следующие выражения для смещения z и переменной скорости $v_{\text{н}}$:

$$z = \frac{v_1 v_0}{\omega a_{q0}} \sin a_{q0} \xi \sin \omega t_0, \quad (6.46)$$

$$v_{\text{н}} = v_1 v_0 \cos a_{q0} \xi \sin \omega t_0. \quad (6.47)$$

Для малосигнального режима, определяющего рассматриваемое линейное группирование, значение коэффициента скоростной модуляции $v_1 \ll 1$ и соответственно переменная скорость электронов v мала по сравнению с постоянной v_0 . В результате и переменная составляющая угла пролета ξ_{\sim} оказывается малой величиной по сравнению с постоянной составляющей ξ_0 и допустимы приближения: $\xi = \xi_0 + \xi_{\sim} \approx \xi_0$, $\omega t_0 = \omega t - \xi \approx \omega t - \xi_0$.

Используя эти приближения, можно переписать (6.46) и (6.47) в следующем виде:

$$z \approx \frac{v_1 v_0}{\omega a_{q0}} \sin a_{q0} \xi_0 \sin(\omega t - \xi_0), \quad (6.47a)$$

$$v_{\sim} \approx v_1 v_0 \cos a_{q0} \xi_0 \sin(\omega t - \xi_0). \quad (6.47a)$$

На рис. 6.16 приведены графики величин z и v_{\sim} как функции ξ_0 при $a_q = 0,1$ для $\omega t = 2\pi n + \pi/2 = \text{const}$, где n — целое число. Как видно из рисунка, по мере роста ξ_0 величина амплитуды переменной скорости вначале убывает, а амплитуда смещения возрастает, т. е. запасенная в виде скоростной модуляции кинети-

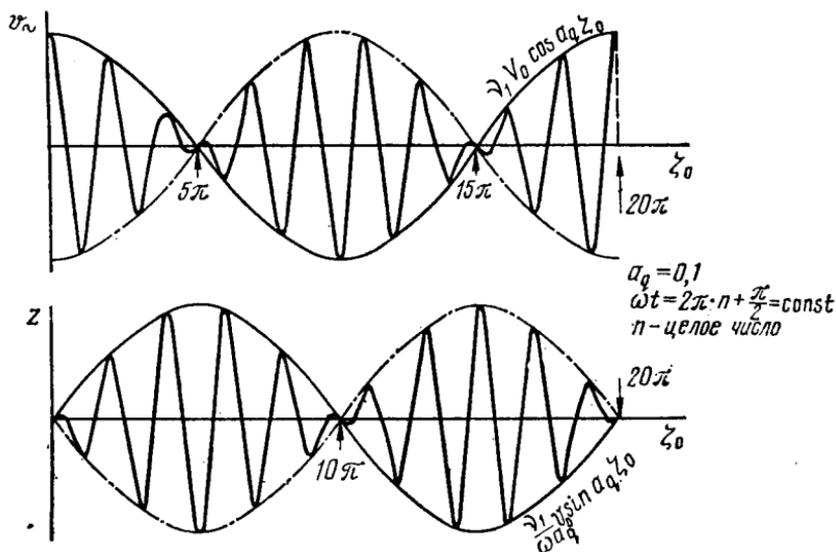


Рис. 6.16. График величин v_{\sim} и z как функций угла пролета ξ_0

ческая энергия переходит в потенциальную энергию электронного уплотнения. В момент $a_{q0} \xi_0 = \pi/2$ этот процесс заканчивается: переменная скорость электронов и вместе с ней кинетическая энергия обращаются в нуль, а смещение и потенциальная энергия достигают максимума. При $a_q \xi_0 > \pi/2$ начинается процесс перехода потенциальной энергии электронного уплотнения в кинетическую, величина смещения убывает, а переменная скорость возрастает. При $a_q \xi_0 = \pi$ смещение оказывается равным нулю, а переменная

скорость возрастает до значения, имевшего место в начале процесса. Далее повторяется переход кинетической энергии в потенциальную и т. д. Отметим, что для группирования обычно используется пролетная труба, для которой $a_q \xi_0 \leq \pi/2$. Однако в многорезонаторном клистроне за первой пролетной трубой следуют другие пролетные трубы и указанные ранее повторяющиеся переходы кинетической энергии в потенциальную и обратно, т. е. процессы группирования и разгруппирования, вызванные скоростной модуляцией во входном резонаторе, могут иметь место и сказаться на значении переменного тока у третьего и следующих за ним резонаторов.

Рассмотрев характер и изменения величин v_z и z при группировании, на основании (6.46а) определим величину переменного электронного тока, получающегося в результате группирования. Полный путь Z , проходимый электронами, будет равен сумме пути за счет постоянной составляющей скорости $z_0 = v_0(t - t_0)$ и величины z из (6.46а):

$$Z = v_0(t - t_0) + \frac{v_1 v_0}{\omega a_{q0}} \sin a_q \xi_0 \sin(\omega t - \xi_0). \quad (6.48)$$

Отсюда, имея в виду, что $\omega Z / v_0 = \xi_0$, получим

$$\omega t_0 = \omega t - \xi_0 + \frac{v_1}{a_{q0}} \sin a_{q0} \xi_0 \sin(\omega t - \xi_0)$$

и на основании закона сохранения заряда найдем

$$I = I_0 \frac{d\omega t_0}{d\omega t} = I_0 \left[1 - \frac{v_1}{a_{q0}} \sin a_{q0} \xi_0 \cos(\omega t - \xi_0) \right]. \quad (6.49)$$

Из (6.49) следует, что переменная составляющая электронного тока

$$i_{z\sim} = I - I_0 = X I_0 \cos(\omega t - \xi_0), \quad (6.49a)$$

где $X = \frac{v_1}{a_{q0}} \sin a_{q0} \xi_0$ — величина, определяющая амплитуду переменного электронного тока, получающегося в результате группирования.

Так как величина X характеризует результат группирования, то ее принято называть параметром группирования, выражение для которого можно представить в следующем виде:

$$X = v_1 \xi_0 \frac{\sin a_{q0} \xi_0}{a_{q0} \xi_0}. \quad (6.50)$$

Здесь $v_1 \xi_0$ — так называемый кинематический параметр группирования, а величина $\frac{\sin a_{q0} \xi_0}{a_{q0} \xi_0}$ определяет влияние продольного расталкивания электронов и поясняет физический смысл и значение параметра расталкивания a_{q0} .

Кинематический процесс движения электронов предполагает, что заданная при скоростной модуляции переменная скорость электронов при их дальнейшем движении сохраняется неизменной. Этого не может быть при группировании электронов, так как их сближению мешают силы продольного расталкивания, изменяющие первоначальное значение переменной скорости. Однако при очень малых значениях $a_{q0}\xi_0$ допустимо приближение $\frac{\sin a_{q0}\xi_0}{a_{q0}\xi_0} \approx 1$ и ре-

альное группирование будет весьма близко к кинематическому. В этом случае $X \approx v_1 \xi_0$, т. е. может быть использовано значение кинематического параметра группирования.

На рис. 6.17 приведены зависимость переменной скорости электронов в начале группирования от времени и соответствующие графики уравнения (6.48) для разных значений $\sin(\omega t - \xi_0) \approx \sin \omega t_0$, показывающие путь, проходимый электронами с разными начальными значениями переменной скорости $v_{\sim} = v_1 v_0 \sin \omega t_0$. Получающаяся картина движения электронов при группировании показывает пространственное перемещение электронов в зависимости от времени и носит название пространственно-временной диаграммы. Рассмотрим эту диаграмму.

На рис. 6.17 показано движение девяти слоев электронов, из которых 1, 3, 5, 7 и 9 обладают переменной скоростью, равной нулю, и поэтому перемещаются равномерно с постоянной скоростью v_0 . Их движение на диаграмме определяется параллельными прямыми линиями с углом наклона, задаваемым величи-

ной v_0 . Слои 4 и 8 соответствуют ускоренным электронам, поэтому перемещаются быстрее слоев 3 и 7 и при движении приближаются к последним. Слои 2 и 6 соответствуют замедленным электронам и отстают от слоев 1 и 5, приближаясь к слоям 3 и 7. При кинематическом движении слоев 2, 4, 6 и 8 их перемещение происходило бы с постоянной скоростью и отображалось бы

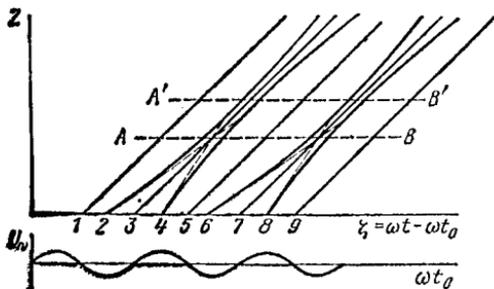


Рис. 6.17. Пространственно-временная диаграмма группирования

в рассматриваемой диаграмме прямыми штриховыми линиями, изображенными на рисунке. При этом центр группирования был бы определен горизонтальной линией AB. В действительности движение группирующихся слоев только вначале происходит кинематически. По мере увеличения объемного заряда электронных уплотнений возрастает сила продольного расталкивания электронов и уменьшается скорость сближения слоев. При этом истинное движение слоев 2, 4, 6 и 8 определится показанными на диаграмме сплошными кривыми, которые совпадают с пунк-

тирными линиями только вначале. В результате продольного расталкивания процесс группирования замедляется, центр группирования смещается и оказывается на прямой $A'B'$. Следует отметить, что и степень группирования уменьшается, так как вместо пересечения кривых будет только их сближение. После прохождения центра группирования $A'B'$ начинается расхождение электронных слоев, показанных на диаграмме, которая соответствует значительному влиянию продольного расталкивания, когда оно существенным образом влияет на движение электронов.

Сопоставляя (6.49а) с (6.43), в котором для заданного рассматриваемого момента времени ωt имеем $\omega t_0 = \omega t - \xi_0$, нетрудно установить, что возникающий при группировании переменный ток отстает по фазе от переменной скорости в начале группирования на угол пролета ξ_0 и, кроме того, имеет сдвиг на угол $\pi/2$ в сторону опережения. При группировании центр электронного уплотнения, т. е. максимум переменного тока, образуется в точке, где имеется переход от идущих впереди замедленных электронов к догоняющим их ускоренным электронам. Таким образом, за счет самого процесса группирования максимум переменного тока опережает максимум переменной скорости на угол $\pi/2$. Это следует и из пространственно-временной диаграммы рис. 6.17. Так как время на оси графика переменной скорости возрастает слева направо, то слой 2 будет предшествовать слою 3, а последний — слою 4. Слой 2 замедлен, слой 4 ускорен и они, приближаясь к слою 3, создают на его месте центр электронного уплотнения, т. е. максимум переменного тока. Максимум же переменной скорости соответствует начальному положению слоя 4, и так как слой 3 вначале опережает его на $\pi/2$, то происходит дополнительное опережение переменного электронного тока по фазе по сравнению с переменной скоростью на тот же угол.

6.3.2. Каскадное линейное группирование

Обращаясь к рассмотрению каскадного линейного группирования, можно произвести расчет в общем виде, пригодном для любой пролетной трубы, следующей за первой. На рис. 6.18 приведена схема k -го и $(k+1)$ -го резонаторов, между которыми располагается k -пролетная труба. Прохождение электронами центра зазора k -го резонатора характеризуется моментом времени t_0 , а $(k+1)$ -го — моментом времени t .

В соответствии с условиями каскадного группирования в момент времени t_0 электронный поток в общем виде можно охарактеризовать начальным смещением электронных слоев $z_n(t_0)$ и начальной переменной скоростью $v_{\sim n}(t_0)$, которые для линейного режима могут быть заданы выражениями

$$z_n(t_0) = z_m \sin \omega t_0, \quad (6.16)$$

$$v_{\sim n}(t_0) = v_m \sin(\omega t_0 + \psi). \quad (6.17)$$

Эти значения смещения и переменной скорости определяются колебательным режимом в предшествующей ($k-1$)-й пролетной трубе. Если в этой трубе группирование происходит достаточно эффективно и кинетическая энергия переменных скоростей достаточно полно преобразуется в потенциальную энергию электронного уплотнения, то определяющим в начальных условиях будет смещение электронных слоев, задаваемое (6.16), а начальной переменной скоростью, определяемой (6.17), можно пренебречь. При этом (см. § 6.2) на основании (6.19)—(6.22) имеем

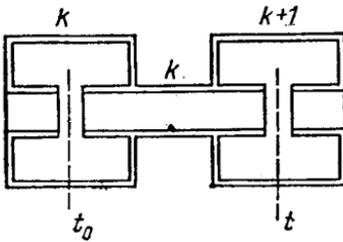


Рис. 6.18. К расчету каскадного линейного группирования: схема k -го и $(k+1)$ -го резонаторов

$$\gamma = M_i \theta_{m0}, \quad \Phi = \pi/2, \quad \varphi = \pi/2 + \varnothing - \zeta_{d0}/2,$$

где M_i , как и при рассмотрении простого линейного группирования, —

общее выражение для коэффициента связи резонатора с электронным потоком, которое следует уточнить в зависимости от типа резонатора (одноззорный или двухззорный) и типа зазора (сеточный или бессеточный). На основании полученных выражений для γ , Φ , φ , учитывая (6.22), можно определить напряжение на k -м резонаторе

$$u_{\sim k} = -U_{mh} \cos(\omega t_0 + \varnothing_k), \quad (6.51)$$

где

$$U_{mh} = M_i \theta_{m0} I_0 R_n \cos \varnothing_k \quad (6.52)$$

и $\varnothing_k = \text{arctg} \frac{B_k + B_e}{1/R_{\text{эф0}} + G_e}$ — фазовый угол расстройки k -го резонатора.

В выражении (6.51) напряжение на резонаторе отнесено к начальному моменту времени t_0 . Будем полагать, что переменная скоростная модуляция в зазоре k -го резонатора происходит в середине зазора, т. е. примем начало k -й пролетной трубы в этом месте. Тогда (6.23а) и (6.24а) можно представить в виде

$$v_{\sim k} = -v_k v_0 \cos(\omega t_0 + \varnothing_k), \quad (6.53)$$

$$v_k = \frac{1}{2} M_i^2 \theta_{m0} G_0 R_n \cos \varnothing_k. \quad (6.54)$$

В результате скоростной модуляции в зазоре k -го резонатора электронный поток, обладающий начальным смещением слоев, заданным (6.16), далее будет группироваться в k -й пролетной трубе. Происходящий при этом колебательный процесс можно определить решением уравнения колебаний (5.10):

$$z = A_0 \cos a_{q0} \zeta + B_0 \sin a_{q0} \zeta,$$

где A_0 и B_0 — постоянные, задающиеся начальными условиями (6.16) и (6.54).

Пользуясь (6.16), получим

$$z|_{\xi=0} = A_0 = z_m \sin \omega t_0.$$

Далее, на основании (5.6a) и (6.51) найдем

$$v_{\sim}|_{\xi=0} = \frac{dz}{dt} \Big|_{\xi=0} = \omega \frac{dz}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = \omega a_{q0} B_0 = -v_l v_0 \cos(\omega t_0 + \varnothing_k),$$

откуда

$$B_0 = -\frac{v_k}{\omega a_{q0}} v_0 \cos(\omega t_0 + \varnothing_k).$$

Используя значения A_0 и B_0 и поступая аналогично тому, как это было сделано для расчета простого линейного группирования, вместо (6.48) можно получить

$$Z = v_0(t - t_0) + z_{н0} + z_m \cos a_{q0} \xi_0 \sin(\omega t - \xi_0) - \frac{v_k}{\omega a_{q0}} v_0 \sin a_{q0} \xi_0 \cos(\omega t - \xi_0 + \varnothing_k), \quad (6.55)$$

где $z_{н0}$ — путь, пройденный электронами за время образования начального смещения за счет постоянной скорости v_0 [см. (6.9a)].

Из (6.55), вводя обозначение $\xi_0 = \frac{\omega(Z - z_{н0})}{v_0}$, получим

$$\omega t_0 = \omega t - \xi_0 + \theta_{m0} \cos a_{q0} \xi_0 \sin(\omega t - \xi_0) - \frac{v_k}{a_{q0}} \sin a_{q0} \xi_0 \cos(\omega t - \xi_0 + \varnothing_k).$$

Найденная функция $\omega t_0 = f(\omega t)$ позволяет с помощью закона сохранения заряда найти переменную составляющую электронного тока. Она будет равна

$$i_{e\sim} = I - I_0 = I_0 \left(\frac{d\omega t_0}{d\omega t} - 1 \right) = I_0 \theta_{m0} \cos a_{q0} \xi_0 \cos(\omega t - \xi_0) + I_0 \frac{v_k}{a_{q0}} \sin a_{q0} \xi_0 \sin(\omega t - \xi_0 + \varnothing_k). \quad (6.56)$$

Как видно из приведенного выражения, первый член, определяемый начальным смещением слоев, имеет множитель $\cos a_{q0} \xi_0$ и постепенно уменьшается вдоль пролетной трубы, т. е. испытывает разгруппировку. Второй член показывает группирование электронного потока под действием переменного напряжения на зазоре k -го резонатора. Подставляя в (6.56) значение постоянного угла пролета ξ_{0k} от центра зазора k -го резонатора до центра зазора $(k+1)$ -го резонатора, можно вычислить значение переменного тока в последнем зазоре и найти величину переменного напряжения на нем.

Выражение для переменного тока в зазоре $(k+1)$ -го резонатора

$$i_{e\sim} = X_k I_0 \sin(\omega t - \xi_{0k} + \varphi_k), \quad (6.57)$$

где X_k — параметр каскадного группирования; φ_k — фазовый угол сгруппированного тока.

Величины X_k и φ_k равны:

$$X_k = \left[\theta_{m0}^2 \cos^2 a_{q0} \xi_{0k} + \frac{v_k^2}{a_{q0}^2} \sin^2 a_{q0} \xi_{0k} + \right. \\ \left. + \theta_{m0} \frac{v_k}{a_{q0}} \sin 2a_{q0} \xi_{0k} \sin \varnothing_k \right]^{1/2}; \quad (6.57a)$$

$$\varphi_k = \arctg \frac{\theta_{m0} \cos a_{q0} \xi_{0k} + \frac{v_k}{a_{q0}} \sin a_{q0} \xi_{0k} \sin \varnothing_k}{\frac{v_k}{a_{q0}} \sin a_{q0} \xi_{0k} \cos \varnothing_k}. \quad (6.57b)$$

Рассмотренный линейный режим каскадного группирования обычно имеет место в пролетных трубах, предшествующих последней. В результате такого каскадного группирования должно быть получено присущее современному пролетному клистрону большее усиление по мощности в заданной полосе частот. Поэтому обычно $\theta_{m0} \ll v_k/a_q$, и если учесть влияние множителей $\cos a_q \xi_{0k}$ и $\sin a_q \xi_{0k}$ при выборе $a_q \xi_{0k} \sim \pi/2$, то можно в (6.57a) и (6.57b) пренебречь членами, содержащими θ_{m0} .

Тогда $X_k = \frac{v_k}{a_{q0}} \sin a_{q0} \xi_{0k}$ и $\varphi_k = \varnothing_k$.

Определим соответствующий этому случаю коэффициент усиления по мощности между k -м и $(k+1)$ -м резонаторами. На основании (6.52) мощность в k -м резонаторе

$$P_{\sim k} = \frac{1}{2} \frac{U_{mk}^2}{R_{\Pi} \cos \varnothing_k} = \frac{1}{2} M_i^2 \theta_{m0}^2 I_0^2 R_{\Pi} \cos \varnothing_k. \quad (6.58)$$

Для определения мощности в $(k+1)$ -м резонаторе вычислим амплитуду переменного напряжения на нем. Полагая коэффициент связи M_i и нагрузочное сопротивление R_{Π} для $(k+1)$ -го резонатора такими же, как и k -го резонатора, а величину угла расстройки равной $\varnothing(k+1)$, на основании (6.57) для рассматриваемого обычного случая получим значение амплитуды переменного напряжения на $(k+1)$ -м резонаторе:

$$U_{m(k+1)} = M_i X_k I_0 R_{\Pi} \cos \varnothing_{(k+1)} = \\ = M_i v_k \frac{\sin a_{q0} \xi_{0k}}{a_{q0}} I_0 R_{\Pi} \cos \varnothing_{(k+1)}.$$

Используя это значение амплитуды для определения мощности в $(k+1)$ -м резонаторе, получим

$$\begin{aligned}
 P_{\sim(k+1)} &= \frac{1}{2} \frac{U_{m(k+1)}^2}{R_H \cos \varnothing_{(k+1)}} = \frac{1}{2} M_i^2 v^2 \frac{\sin^2 a_{q0} \zeta_{0k}}{a_{q0}^2} I_0^2 R_H \cos \varnothing_{(k+1)} = \\
 &= \frac{1}{8} M_i^6 \theta_{m0}^2 G_0^2 R_H^2 \cos^2 \varnothing_k \frac{\sin^2 a_{q0} \zeta_{0k}}{a_{q0}^2} I_0^2 R_H \cos \varnothing_{(k+1)} = \\
 &= \frac{1}{8} M_i^6 \theta_{m0}^2 G_0^2 R_H^3 \frac{\sin^2 a_{q0} \zeta_{0k}}{a_{q0}^2} I_0^2 \cos^2 \varnothing_k \cos \varnothing_{(k+1)}. \quad (6.59)
 \end{aligned}$$

Сопоставляя (6.59) с (6.58), найдем значение коэффициента усиления по мощности, определяемое группированием в k -й пролетной трубе:

$$\mu_{pk} = \frac{P_{\sim(k+1)}}{P_{\sim k}} = \frac{1}{4} M_i^4 G_0^2 R_H^2 \frac{\sin^2 a_{q0} \zeta_{0k}}{a_{q0}^2} \cos \varnothing_k \cos \varnothing_{k+1}. \quad (6.60)$$

Полученное выражение нельзя применить к первой пролетной трубе, так как входной резонатор благодаря связи с задающим генератором имеет вдвое меньше нагрузочное сопротивление, чем промежуточные резонаторы. При этом вместо (6.60) для усиления мощности в первой пролетной трубе будем иметь

$$\mu_{p1} = \frac{P_{\sim 2}}{P_{\sim 1}} = \frac{1}{8} M_i^4 G_0^2 R_H^2 \frac{\sin^2 a_{q0} \zeta_{01}}{a_{q0}^2} \cos \varnothing_1 \cos \varnothing_2. \quad (6.61)$$

6.3.3. Каскадное группирование с использованием метода автомодуляции на второй гармонике при относительном смещении $\alpha \leq 0,3$

При группировании электронного потока с помощью резонаторов, настроенных на основную частоту усиливаемого сигнала, в группировании участвуют (см. рис. 6.17) электроны, лежащие в пределах полупериода. Однако если расстраивать промежуточные резонаторы, находящиеся между входным и выходным резонаторами, одну часть в сторону низких частот, а другую в сторону высоких, то можно выйти за пределы полупериода и значительно увеличить число группирующихся электронов. Такой же результат можно получить и последовательной расстройкой каждого резонатора в сторону больших частот по сравнению с предшествующим. Последнее дает одновременно сближение центров группирования следующих друг за другом резонаторов, когда скорость модуляции от данного резонатора подгруппировывает электронное уплотнение, образованное предшествующим резонатором. Этот результат виден непосредственно из (6.57а), в котором величина χ_k возрастает при $\varnothing_k \rightarrow \pi/2$.

Однако еще больший эффект увеличения числа группирующихся электронов, а вместе с тем и к. п. д. дает применение метода автомодуляции на второй гармонике [39]. Этот метод использует нелинейность процессов в электронном потоке,

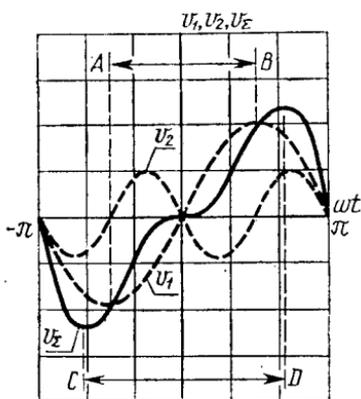


Рис. 6.19. v_1 , v_2 — кривые скоростной модуляции на основной, удвоенной частотах и суммарная кривая v_Σ :

AB — область группирования при одночастотной модуляции; CD — область группирования при использовании метода автомодуляции на второй гармонике

когда после второго (лучшего, третьего) резонатора, считая от катода, получается достаточно большое усиление для образования нелинейного эффекта и появления заметной второй гармоники тока. Устанавливая в этом месте резонатор на удвоенную частоту, можно получить дополнительную скоростную модуляцию удвоенной частоты, которая может, слагаясь со скоростной модуляцией от резонатора на основную частоту, дать суммарную кривую скоростной модуляции, близкую к пилообразной, охватывающей большую часть периода.

На рис. 6.19 приведена так называемая фазовременная диаграмма, позволяющая судить об относительном соотношении мгновенных значений временных гармонических функций разных частот.

На рисунке показаны кривые изменения скоростной модуляции от резонаторов на основную и удвоенную частоты и суммарная кривая, соответствующая оптимальному подбору фаз напряжений на резонаторах. Как видно из рисунка, суммарная кривая в своей группирующей части, где первая половина идущих впереди электронов затормаживается, а вторая следующих за ними ускоряется, охватывает большую часть периода усиливаемого сигнала.

Область, где размещается резонатор на удвоенную частоту, относится к средней части пролетного клистрона. Здесь относительное смещение электронных дисков $\alpha \ll 0,3$ и изменением собственной частоты электронного потока еще можно пренебречь. Это позволяет использовать решение однородного уравнения колебаний с постоянными коэффициентами (5.10), полученными на его основании значениями переменных составляющих пути и скорости (6.46) и (6.47). В последних можно принять $a_{q0}\zeta \approx a_q\zeta_0$ в связи с медленным изменением этой величины, так как $a_{q0} \ll 1$, но в отличие от расчета простого линейного группирования не будем принимать $\omega t_0 \approx \omega t - \zeta_0$. Тогда вместо (6.48) имеем

$$Z = v_0(t - t_0) + \frac{v_1 v_0}{\omega a_{q0}} \sin a_{q0} \zeta_0 \sin \omega t_0. \quad (6.48a)$$

Умножая на ω и деля на v_0 , можно получить

$$\omega t - \zeta_0 = \omega t_0 - X \sin \omega t_0, \quad (6.62)$$

где $\zeta_0 = \omega Z / v_0$ и $X = \frac{v_1 \sin a_{q0} \zeta_0}{a_{q0}}$.

Выражение (6.62) представляет собой известное уравнение Кеплера, решение которого, данное Бесселем [23], имеет вид

$$\omega t_0 = (\omega t - \zeta_0) + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i} J_i(iX) \sin i(\omega t - \zeta_0). \quad (6.63)$$

Это решение позволяет, используя закон сохранения заряда, найти величину переменного электронного тока

$$i_{a\sim} = \left(\frac{d\omega t_0}{d\omega t} - 1 \right) I_0 = 2I_0 \sum_{i=1}^{\infty} J_i(iX) \cos i(\omega t - \zeta_0). \quad (6.64)$$

Из этого выражения следует, что гармонический характер колебаний электронных дисков как функции полного угла ζ , следующий из (6.46), дает при переходе от начального времени t_0 к текущему t образование гармоник тока. При предполагаемой скоростной модуляции синусоидальным переменным напряжением, когда протяженность группируемой области электронного потока определяется полупериодом, ограничение относительного смещения $\alpha = X/\pi/2 \leq 0,3$ означает ограничение параметра группирования неравенством $X \leq 0,47$. Принимая предельное значение параметра группирования $X = 0,5$, получим погрешность приближения $2J_1(X) \approx X$, что соответствует определению тока основной частоты по расчету простого линейного группирования в 6.3.1, равной 3,2%. Однако (6.64) позволяет не только более точно определить амплитуду тока основной частоты, но и дает возможность найти высшие гармонические составляющие тока.

Используя (6.64), можем определить напряжение, создаваемое на резонаторе удвоенной частоты:

$$u_{\sim 2\omega} = -U_{m2\omega} \cos [2(\omega t - \zeta_0) + \varnothing_{2\omega}], \quad (6.65)$$

где

$$U_{m2\omega} = 2M_{i2\omega} I_0 J_2(2X) R_{n2\omega} \cos \varnothing_{2\omega}. \quad (6.65a)$$

В последнем выражении $M_{i2\omega}$ — коэффициент связи резонатора удвоенной частоты с электронным потоком; $R_{n2\omega}$ — его сопротивление при резонансе; $\varnothing_{2\omega}$ — угол расстройки. Коэффициент связи

$$M_{i2\omega} = m_{2\omega} m_{ab2\omega},$$

где

$$m_{2\omega} = \sin \zeta_{a0} / \zeta_{d0}, \quad m_{ab2\omega} = \frac{I_1(2\zeta_{b0})}{\zeta_{b0} I_0(2\zeta_{a0})};$$

ζ_{a0} , ζ_{b0} , ζ_{d0} — соответствующие углы пролета по основной частоте.

На основании (6.65) и (6.65а) можно найти величину скоростной модуляции на удвоенной частоте

$$v_{\omega_2} = v_2 v_0 \sin \left[2(\omega t - \xi_0) + \varnothing_{2\omega} - \frac{\pi}{2} \right], \quad (6.66)$$

где

$$v_2 = \frac{1}{2} \frac{U_{m2\omega}}{U_0} M_{2\omega} = M_{i2\omega}^2 J_2(2X) G_0 R_{H2\omega} \cos \varnothing_{2\omega}, \quad (6.66a)$$

и $G_0 = I_0 / U_0$.

Скоростная модуляция на основной частоте, которая группировала электронный поток, на основании (6.47а) равна

$$v_{\omega} = v_1 v_0 \cos a_{q0} \xi_0 \sin(\omega t - \xi). \quad (6.47a)$$

Сопоставляя с этим выражением (6.66) при $\omega t - \xi_0 = 2\pi n$, где $n=0, 1, 2$ и т. д., можно заметить, что необходимое для получения суммарной кривой скоростной модуляции, изображенной на рис. 6.19, соотношение между мгновенными значениями скоростной модуляции от резонаторов на основную и удвоенную частоты, получается при расстройке резонатора удвоенной частоты на угол, близкий к $-\pi/2$, т. е. $\varnothing_{2\omega} \approx -\pi/2$. При этом с ростом от нуля положительных значений скоростной модуляции основной частоты возникают растущие по абсолютной величине отрицательные значения скоростной модуляции удвоенной частоты.

Однако такая расстройка резонатора удвоенной частоты, с одной стороны, сильно уменьшает его нагрузочное сопротивление и амплитуду напряжения на нем, которое при слабо сгруппированном электронном потоке и малой второй гармонике тока невелико, а с другой — при группировании, увеличивающемся с ростом угла пролета ξ_0 , уменьшается, как это видно из (6.47а), скоростная модуляция по основной частоте. Значительное увеличение амплитуд скоростных модуляций при оптимальной кривой суммарной скоростной модуляции можно получить, применяя совокупность из двух размещенных рядом резонаторов на основную и удвоенную частоты, пронизываемых сгруппированным электронным потоком. В этом случае остаточной скоростной модуляцией, определяемой (6.47а), можно пренебречь, а возбуждение резонатора на основную частоту будет давать значительную скоростную модуляцию, равную

$$v_{\omega} = v_1 v_0 \sin(\omega t - \xi_0 + \varnothing - \pi/2), \quad (6.67)$$

где

$$v_1 = \frac{1}{2} \frac{U_m}{U_0} M_i = M_i^2 J_1(X) G_0 R_H \cos \varnothing, \quad (6.67a)$$

M_i — коэффициент связи резонатора основной частоты с электронным потоком; R_H — сопротивление резонатора; \varnothing — угол расстройки.

Сопоставляя (6.67) с (6.66) при $\omega t_0 - \zeta_0 + \varnothing - \pi/2 = 2\pi n$, где $n=0, 1, 2$ и т. д., видим, что для получения оптимальной суммарной кривой скоростной модуляции необходимо иметь $\varnothing_{2\omega} = -2\varnothing = \pi/2 \pm 2\pi n$ или при $\varnothing = -\pi/4$ величину $\varnothing_{2\omega} = 0$. В этом случае сопротивление резонатора удвоенной частоты максимально и легче получить требуемое значение напряжения для эффективного использования метода автомодуляции на второй гармонике.

Однако если усиление велико до совокупности резонаторов на основную и удвоенную частоты (например, когда совокупность резонаторов расположена после третьего резонатора на основную частоту), то нелинейность группирования оказывается достаточной для получения значительной второй гармоники электронного тока и допустима расстройка резонатора удвоенной частоты, что может быть необходимым для расширения полосы частот усиливаемых колебаний. При этом возможен ряд вариантов. Так, при расстройке резонатора удвоенной частоты в сторону высоких частот и угле $\varnothing_{2\omega} = \pi/6$ получим $\varnothing = -\pi/6$, т. е. будем иметь равные расстройки резонаторов по абсолютной величине. При расстройке резонатора удвоенной частоты в сторону низких частот и угле $\varnothing_{2\omega} \approx -\pi/2$ получим $\varnothing \approx +\pi/2$. Последний случай представляет интерес в том смысле, что центр нового группирования совпадает с центром электронного уплотнения, возбуждающего резонаторы совокупности. Однако при значительном усилении после этой совокупности можно пренебрегать начальным группированием, создавшим электронное уплотнение.

Расчет процессов, происходящих после взаимодействующей с электронным потоком совокупности резонаторов основной и удвоенной частот, можно провести на основе использования решения однородного уравнения с постоянными коэффициентами (5.10), если учесть, что ограничение $\alpha \leq 0,3$ применимо. При проведении этого расчета посчитаем возможным пренебречь скоростной модуляцией от предшествующих резонаторов и сгруппированным этой модуляцией током, а также процессом группирования между резонаторами совокупности. Последнее допущение справедливо при достаточно малом расстоянии между этими резонаторами.

На основании (6.66) и (6.67) суммарная скоростная модуляция основной и удвоенной частот при указанной расстройке резонаторов $\varnothing = -\pi/4$ и $\varnothing_{2\omega} = 0$ и введении обозначения $\omega t - \zeta_0 = \omega t'_0$ будет

$$v_{\Sigma} = v_1 v_0 \sin\left(\omega t'_0 - \frac{3}{4}\pi\right) + v_2 v_0 \sin(2\omega t'_0 - \pi/2). \quad (6.68)$$

Область группирования определяется максимальными и обратными по знаку значениями скоростной модуляции, так как именно между ними происходит сжатие электронных дисков. Обращаясь к рис. 6.19, где приведены кривые скоростной модуляции основной и удвоенной частот и их сумма при выбранных \varnothing и $\varnothing_{2\omega}$, можно заметить, что протяженность области группирования, определяемая при скоростной модуляции основной частоты

отрезком AB , значительно расширяется при суммарной скоростной модуляции основной и удвоенной частот и задается отрезком CD .

На основании (6.68) максимальное значение скоростной модуляции будет определяться уравнением

$$\frac{dv_{\sim\Sigma}}{d\omega t} = v_1 v_0 \sin\left(\omega t'_0 - \frac{1}{4}\pi\right) + 2v_2 v_0 \sin 2\omega t'_0 = 0,$$

откуда

$$v_2/v_1 = 0,177 (\csc \omega t'_0 - \sec \omega t'_0). \quad (6.69)$$

Полученная функция $v_2/v_1 = f(\omega t'_0)$ представлена на рис. 6.20. Если выбрать, как это было сделано при расчете кривых рис. 6.19, $v_2/v_1 = 0,5$, то из кривой рис. 6.20 получим $\omega t'_0 = \pi/12$.

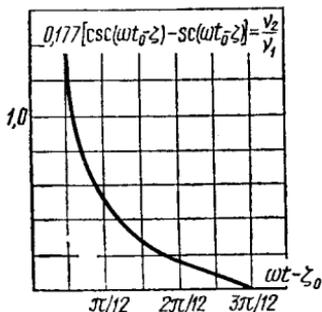


Рис. 6.20. График для определения максимальной скоростной модуляции

Между тем центр электронного уплотнения, как это следует из рассмотрения (6.68), будет образовываться при $\omega t'_0 = \frac{3}{4}\pi$. Отсюда следует, что половина протяженности области группирования будет равна $\Delta = \frac{3}{4}\pi - \frac{\pi}{12} = \frac{2}{3}\pi$. Возможны и другие значения отношения, но, как видно из кривой $v_2/v_1 = f(\omega t'_0)$, дальнейшее увеличение этого отношения не будет давать заметного увеличения протяженности области группирования.

Знание протяженности области группирования позволяет определить значения коэффициента скоростной модуляции v_1 и v_2 , при которых возможно использование линейного приближения и соответственно применение решения уравнения колебаний электронных дисков (5.10). Обращаясь к последнему, можно применительно к скоростной модуляции совокупностью резонаторов на основную и удвоенную частоты, пренебрегая токами и скоростями от предшествующей совокупности резонаторов скоростной модуляции, полагать $z|_{\zeta=0} = 0$, что дает $A_0 = 0$

и

$$v_{\sim} \Big|_{\zeta=0} = \frac{dz}{dt} \Big|_{\zeta=0} = \omega \frac{dz}{dt} = \omega a_{q0} B_0 = v_{\sim\Sigma}, \text{ что дает } B_0 = \frac{v_{\sim\Sigma}}{\omega a_{q0}}.$$

Для условного угла пролета $\theta = \frac{\omega z}{v_0}$ из (5.10) получим

$$\theta = X_1 \sin\left(\omega t'_0 - \frac{3}{4}\pi\right) + \frac{1}{2} X_2 \sin\left(2\omega t'_0 - \frac{\pi}{2}\right), \quad (6.70)$$

где $X_1 = \frac{v_1 \sin a_{q0} \zeta}{a_{q0}}$ и $X_2 = 2 \frac{v_2 \sin a_{q0} \zeta}{a_{q0}}$ — соответствующие параметры группирования.

Так как максимальное значение θ , соответствующее наибольшему смещению z , получается при максимальных значениях скоростной модуляции $v_{\sim \zeta}$, то, задаваясь отношением v_2/v_1 , можно по кривой рис. 6.20 найти значение $\omega t'_0$, необходимое для подстановки в (6.70). Для $v_1=2v_2$ имеем $\pi/12$, что позволяет из (6.70) найти

$$|J_{\max}| = 0,866 \left(X_1 + \frac{1}{2} X_2 \right)_{\max}.$$

Полагая $\alpha = \eta/\Delta \leq 0,3$, получим следующее ограничение значений параметров группирования: $\left(X_1 + \frac{1}{2} X_2 \right)_{\max} \leq 0,725$.

Для рассматриваемого случая, когда $v_1=2v_2$, имеем

$$X_2/X_1 = 2 \frac{v_2}{v_1} = 1; 1,5 X_1 |_{\max} \leq 0,725 \text{ и } X_1 |_{\max} = X_2 |_{\max} \leq 0,48.$$

Используя выражение для параметров группирования, получим следующие ограничения для коэффициентов скоростной модуляции:

$$v_1 |_{\max} = 2v_2 |_{\max} \leq 0,48 \frac{a_{q0}}{\sin a_{q0} \zeta}. \quad (6.70a)$$

Обратимся теперь к расчету переменного тока, получающегося при группировании под действием суммарной скоростной модуляции от совокупности резонаторов на основную и удвоенную частоты. Полный путь, проходимый электронами при учете постоянной составляющей скорости v_0 , будет на основании (6.70):

$$Z = (t' - t'_0) v_0 + \frac{v_0}{\omega} \theta,$$

где t' — текущее время, равное при $\zeta=0$ величине $t' = t'_0$. Деля в полученном выражении для пути электронов левую и правую части на v_0 и умножая на ω , можем получить

$$\begin{aligned} \omega t' = \omega t'_0 + \zeta - \theta &= \omega t'_0 + \zeta_0 - X_1 \sin \left(\omega t'_0 - \frac{3}{4} \pi \right) - \\ &- \frac{1}{2} X_2 \sin \left(2\omega t'_0 - \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned} \quad (6.71)$$

где $\zeta_0 = \frac{\omega Z}{v_0}$ — постоянная составляющая угла пролета.

Рассматривая (6.71), нетрудно установить, что условный угол пролета θ , взятый с обратным знаком, представляет собой переменную составляющую угла пролета, т. е. $-\theta = \zeta_{\sim}$.

Если разложить образующийся при группировании электронный ток $i(\omega t')$ в ряд Фурье

$$i(\omega t') = I_0 + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} I_n e^{jn\omega t'},$$

то амплитуду n -й гармоники можно определить выражением

$$I_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i(\omega t') e^{-jn\omega t'} d\omega t'. \quad (6.72)$$

Здесь $\omega t'$ определяется (6.71) и на основании закона сохранения заряда можно найти: $i(\omega t') d\omega t' = I_0 d\omega t'_0$, где I_0 — постоянная слагающая тока, так как переменными слагающими тока, образующимися за счет скоростной модуляции до совокупности резонаторов, можно пренебречь.

Производя указанные замены в (6.72), получим

$$I_n = I_0 e^{-jn\zeta_0} \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{jn\frac{1}{2} X_2 \sin\left(2\omega t'_0 - \frac{\pi}{2}\right)} \times \\ \times e^{-jn\left[\omega t'_0 - X_1 \sin\left(\omega t'_0 - \frac{3}{4}\pi\right)\right]} d\omega t'_0. \quad (6.73)$$

Вычисление интеграла (6.73) проведем так же, как показано в [25]. Используя разложение первого множителя в ряд по функциям Бесселя первого рода [26], получим

$$e^{jn\frac{1}{2} X_2 \sin\left(2\omega t'_0 - \frac{\pi}{2}\right)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{jm\left(2\omega t'_0 - \frac{\pi}{2}\right)} J_m\left(n\frac{X_2}{2}\right).$$

Подставляя это разложение в (6.73) и меняя порядок интегрирования и суммирования, будем иметь

$$I_n = I_0 e^{-jn\zeta_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m\left(n\frac{X_2}{2}\right) e^{-j\left[m\frac{\pi}{2} + (n-2m)\frac{3}{4}\pi\right]} \times \\ \times \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} e^{jnX_1 \sin\left(\omega t'_0 - \frac{3}{4}\pi\right) - (n-2m)\left(\omega t'_0 - \frac{3}{4}\pi\right)} \times \\ \times d\omega t'_0 = I_0 e^{-jn\zeta_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} 2J_{n-2m}\left(nX_1\right) J_m\left(n\frac{X_2}{2}\right) \times \\ \times e^{-j\left[m\frac{\pi}{2} + (n-2m)\frac{3}{4}\pi\right]}. \quad (6.73a)$$

Используя полученный результат, следует иметь в виду, что при $X_1 \leq 0,48$ и $X_2 \leq 0,48$ можно ограничиться частью членов ряда и пренебречь членами, содержащими функции Бесселя с индексом более 2, и произведениями функций, содержащими по две и более функций с индексом 2. В этом приближении для

первой и второй гармоник будем иметь:

$$I_1 = I_0 e^{-i\left(\zeta_0 + \frac{3}{4}\pi\right)} \left\{ 2J_1(X_1) \left[J_0\left(\frac{X_2}{2}\right) + J_1\left(\frac{X_2}{2}\right) \right] \right\}; \quad (6.73б)$$

$$I_2 = I_0 e^{-i\left(2\zeta_0 + \frac{\pi}{2}\right)} [2J_1(X_2) J_0(2X_1) - 2J_2(2X_1) J_0(X_2)]. \quad (6.73в)$$

Оценим значения амплитуд гармоник при $X_1 = X_2 = 0,48$. При этом из (6.73б) $I_{m1} = 0,515I_0$, а из (6.73в) $I_{m2} = 0,164I_0$. Сопоставим

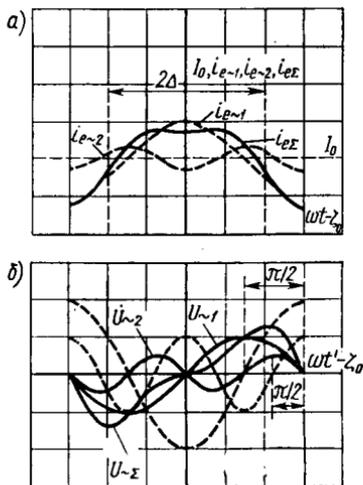


Рис. 6.21. Суммарный электронный ток после группирования первой совокупности резонаторов и его составляющие (а); напряжения на резонаторах второй совокупности при настройке в резонанс (пунктирные линии) и расстройке в область высоких частот на угол, близкий к $\pi/2$ (б)

это с результатом группирования при отсутствии одного из резонаторов совокупности. Если нет резонатора на удвоенную частоту, то же, полагая в (6.73б) $X_2 = 0$, получим $I_{m1} = 2J_1(X_1) I_0 = 0,466I_0$. Если же нет резонатора на основную частоту, то полагая в (6.73в) $X_1 = 0$, найдем $I_{m2} = 2J_1(X_2) I_0 = 0,466I_0$. Таким образом при использовании суммарной скоростной модуляции от совокупности резонаторов, из которых резонатор на основную частоту имеет расстройку в сторону низких частот на угол $\varnothing = -\pi/4$, получаем усиление первой гармоники и значительное ослабление второй. Это происходит потому, что вторая гармоника тока, получающаяся от скоростной модуляции основной частоты за счет нелинейного эффекта, оказывается в противофазе со второй гармоникой от скоростной модуляции удвоенной частоты.

Суммарный электронный ток, слагающийся из постоянной составляющей и токов первой и второй гармоник, на основе уже проведенного разложения в ряд Фурье и выражений (6.73б) и (6.73в) будет

$$i_{e\sim\Sigma} = I_0 + I_{m1} \cos\left(\omega t' - \zeta_0 - \frac{3}{4}\pi\right) + I_{m2} \cos 2\left(\omega t' - \zeta_0 - \frac{\pi}{4}\right). \quad (6.74)$$

График, отображающий этот суммарный электронный ток для $I_{m1}=0,515I_0$ и $I_{m2}=0,164I_0$, приведен на рис. 6.21, а. Как видно из рисунка, суммарный ток имеет вид трапецеидального импульса, симметрично расположенного относительно центра группирования, где $\omega t' - \zeta_0 = \frac{3}{4}\pi$. Это приводит к тому, что при последующем группировании уже нельзя считать, что среднее значение электронного тока равно I_0 . Если область группирования равна 2Δ , то новое значение средней величины электронного тока в области группирования будет

$$I'_0 = \frac{1}{\Delta} \int_{\omega t' - \zeta_0 = \frac{3}{4}\pi}^{\omega t' - \zeta_0 = \frac{3}{4}\pi + \Delta} \left[I_0 + I_{m1} \cos \left(\omega t' - \zeta_0 - \frac{3}{4}\pi \right) + I_{m2} \cos 2 \left(\omega t' - \zeta_0 - \frac{1}{4}\pi \right) \right] d\omega t = I_0 + I_{m1} \frac{\sin \Lambda}{\Delta} - I_{m2} \frac{\sin 2\Lambda}{2\Delta}. \quad (6.75)$$

6.3.4. Каскадное нелинейное группирование в клистронах с резонаторами только на основную частоту сигнала

В последней пролетной трубе нелинейность процесса группирования столь сильно возрастает, что игнорирование изменения собственной частоты колебаний недопустимо. Поэтому использование решения однородного уравнения колебаний с постоянными коэффициентами (5.10) невозможно. Для проведения расчета оказывается необходимым обратиться к выражению (5.17). Однако в предшествующей пролетной трубе имеет место линейное группирование. Поэтому выражения (6.16), (6.49), (6.50) и (6.51) можно использовать применительно к началу последней пролетной трубы клистрона. При этом необходимо сменить индекс k на $(n-1)$ при наличии в клистроне n резонаторов. В соответствии с этим будем иметь

$$z_n(t_0) = z_m \sin \omega t_0; \quad (6.16a)$$

$$u_{-(n-1)} = -U_{m(n-1)} \cos \{ \omega t_0 + \varphi_{(n-1)} \}; \quad (6.49a)$$

$$U_{m(n-1)} = M_i \theta_{m0} I_0 R_n \cos \varphi_{n-1}; \quad (6.50a)$$

$$v_{-(n-1)} = -v_{(n-1)} v_0 \cos \{ \omega t_0 + \varphi_{(n-1)} \}. \quad (6.51a)$$

Здесь, как и ранее, возможно пренебречь остаточной скоростной модуляцией от предшествующих резонаторов.

Перепишем (5.17) с учетом того, что группирование в предшествующей пролетной трубе происходило за счет скоростной модуляции от синусоидального напряжения и значение относительного смещения

$$\alpha_0 = \frac{\omega z_m}{v_0} \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{2\theta_{m0}}{\pi} = \frac{2X_{(n-2)}}{\pi}, \quad (6.76)$$

где $X_{(n-2)}$ — параметр группирования в предпоследней пролетной трубе. При этом получим

$$\alpha' = \frac{v_{(n-1)}}{1,78 a_{q0} \xi_{l0}} \sin \left[1,78 a_{q0} \xi_{l0} (n-1) + \arcsin \frac{1,78 a_{q0}}{v_{(n-1)}} \xi_{l0} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{2X_{(n-2)}}{\pi} - 0,034 \right) \right] + 0,034. \quad (5.17a)$$

При выводе (5.17a) предполагалось, что два электронных диска, которые ограничивают сжимающееся электронное уплотнение и имеют относительное смещение α_0 , продолжают смещаться

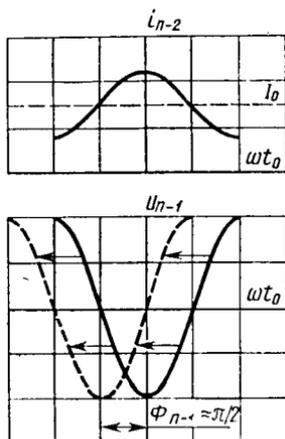


Рис. 6.22. Возбуждающий ток и переменное напряжение на $(n-1)$ -м резонаторе; стрелками показано смещение кривой напряжения при расстройке резонатора

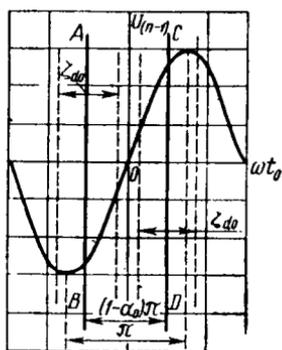


Рис. 6.23. Электронные диски AB и CD при $\varphi_{n-1} \approx \pi/2$ расположились симметрично относительно центра группирования O . Показан постоянный угол пролета ξ_{d0} , определяющий прохождение дисков через резонатор

к центру под действием переменных скоростей, определяемых коэффициентом скоростной модуляции v_{α} . Это надо иметь в виду при использовании (5.17a).

Возбуждение $(n-1)$ -го резонатора поступающим в него из $(n-2)$ -й пролетной трубы не дает в общем случае скоростной модуляции, симметричной по отношению к центру электронного уплотнения. Так, при настройке $(n-1)$ -го резонатора в резонанс с основной частотой усиляемого сигнала напряжение на нем будет в противофазе с возбуждающим его током, как показано на фазовременной диаграмме на рис. 6.22. Однако если резонатор расстроить в сторону высоких частот на $\varphi_{(n-1)} \approx \pi/2$, то переменное напряжение сместится так, как показано на рисунке пунктирной линией. При этом переход от затормаживаемых электронов к следующим за ними ускоряемым электронам, что

определяет центр нового группирования, будет практически совпадать с центром поступающего электронного уплотнения, что обеспечит его дальнейшее сжатие.

Если бы электронное уплотнение не сжалось под действием предшествующей скоростной модуляции синусоидальным напряжением, то его протяженность

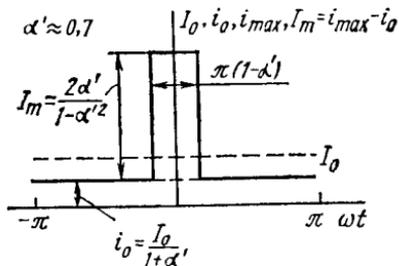


Рис. 6.24. Приближенная форма электронного импульса при нелинейном каскадном группировании для клистрона с резонаторами на частоту сигнала

в угловых ωt единицах была бы равна π , а амплитуда моделирующего напряжения — амплитуде переменного напряжения в резонаторе. Для того чтобы понять, как повлияет сжатие электронного уплотнения на скоростную модуляцию, обратимся к рис. 6.23, где показан момент симметричного расположения крайних дисков электронного уплотнения относительно группирующего центра O и отмечены постоянные углы

пролета ζ_{n0} , определяющие прохождение электронных дисков через зазор резонатора. Как видно из рисунка, уменьшение углового расстояния между дисками от π до $(1 - \alpha_0)\pi$ ведет к уменьшению максимального значения переменного напряжения, модулирующего диски по скорости от $U_{m(n-1)} \sin \frac{\pi}{2} = U_{m(n-1)}$ до $U_{m(n-1)} \sin(1 - \alpha_0) \frac{\pi}{2}$. Это должно быть учтено при расчете величины $v_{(n-1)}$, которая теперь будет определяться выражением

$$v_{n-1} = \frac{1}{2} \frac{U_{m(n-1)} \sin(1 - \alpha_0) \frac{\pi}{2}}{U_0} M_i = \frac{1}{2} M_i^2 X_{(n-2)} \times \left[\sin(1 - \alpha_0) \frac{\pi}{2} \right] G_0 R_n \cos \varnothing_{(n-1)}, \quad (6.77)$$

где $G = I_0 / U_0$.

Подставляя (6.76) и (6.77) в (5.17а), можно вычислить относительное смещение в конце последней $(n - 1)$ -й пролетной трубы α' . Это позволяет найти приближенно форму электронного импульса, поступающего на последний n -й резонатор. Действительно, при настройке всех резонаторов, кроме последнего, в резонанс с усиливаемым сигналом группирующаяся часть электронного потока будет иметь в начале последней пролетной трубы протяженность по углу пролета, равную $(1 - \alpha_0)\pi$. После сжатия этой части электронного потока получится электронное уплотнение протяженностью по углу пролета $(1 - \alpha')\pi$, причем ток возрастает от постоянного значения I_0 до величины $i_{\max} = I_0 / (1 - \alpha')$. Напротив, область между соседними электронными уплотнениями приобретет протяженность $(1 + \alpha')\pi$, а ток окажется равным

$i_0 = \frac{I_0}{1+\alpha'}$. Сказанное иллюстрируется рис. 6.24, где приведена получающаяся форма электронного импульса. Из рисунка видно, что импульс имеет неизменную составляющую i_0 и превышающие эту составляющую прямоугольные импульсы $I_m = i_{\max} - i_0 = \left(\frac{1}{1-\alpha'} - \frac{1}{1+\alpha'}\right) I_0 = \frac{2\alpha'}{1-\alpha'^2} I_0$. Разлагая эти импульсы в ряд Фурье, можем для амплитуды первой гармоники получить выражение

$$\begin{aligned}
 I_{m1} &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i(\omega t) \cos \omega t d\omega t = \frac{1}{\pi} \int_{-(1-\alpha')\frac{\pi}{2}}^{(1-\alpha')\frac{\pi}{2}} I_m \cos \omega t d\omega t = \\
 &= \frac{4\alpha'}{\pi(1-\alpha'^2)} I_0 \sin(1-\alpha') \frac{\pi}{2}. \quad (6.78)
 \end{aligned}$$

6.3.5. Каскадное нелинейное группирование с использованием метода автомодуляции на второй гармонике

Как было установлено в 6.3.3, каскадное группирование с использованием метода автомодуляции на второй гармонике при малых относительных смещениях ($\alpha \leq 0,3$) создает импульс электронного тока, показанный на рис. 6.21, *а* сплошной линией. Этот импульс представляет собой сумму составляющих электронного тока основной и удвоенной частот с постоянной слагающей, отмеченных на рисунке пунктирными линиями.

Если полученный с помощью одной совокупности резонаторов на основную и удвоенную частоты импульс электронного тока подвергнуть воздействию полей второй такой совокупности резонаторов, возбуждаемых составляющими электронного импульса, то можно получить нелинейное группирование. При настройке этих резонаторов в резонанс на них будут возникать напряжения в противофазе с возбуждающими их токами, как показано на рис. 6.21, *б* пунктирными линиями. Если же расстроить резонаторы аналогично тому, как это делалось при нелинейном каскадном группировании с резонатором на основную частоту, так, чтобы $\varnothing \rightarrow \pi/2$ и $\varnothing_{2\omega} \rightarrow \pi/2$, то получатся сдвинутые по фазе переменные напряжения, показанные на рис. 6.21, *б* сплошными линиями. Стрелки на рисунке показывают, как смещаются кривые при расстройке. Сплошной линией показана суммарная кривая напряжений резонаторов u_{Σ} . Сопоставляя рис. 6.21, *а* и *б*, видим, что суммарные кривые напряжений и скоростной модуляции в своей группирующей части охватывают большую часть периода, которая для условий, соответствующих $v_1 = 2v_2$, будет $2\Delta = 4/3\pi$. Так как вне этой области ток существенно уменьшается (до $0,321I_0$ при $X_1 = X_2 = 0,48$), то при образовании электронного

уплотнения происходит более полное использование электронов, приходящихся на период основной частоты.

Следуя принятым ранее приближениям, будем пренебрегать истинной структурой электронного уплотнения, и, полагая равномерное смещение электронных слоев, которые может принудительно поддерживаться при соответствующем подборе скоростной модуляции, что уже обсуждалось в 5.2.1, будем считать электронный ток перед действием скоростной модуляции от второй совокупности резонаторов неизменным и равным его среднему значению I_0' .

На основании (6.74) можно определить напряжения на резонаторах второй совокупности. Если принять для этих резонаторов наличие расстройки в сторону высоких частот на углы, близкие к $\pi/2$, то можно положить

$$\left. \begin{aligned} u_{\sim 1} &= -U_{m1} \sin\left(\omega t' - \zeta_0 - \frac{3}{4}\pi\right), \\ u_{\sim 2} &= -U_{m2} \sin 2\left(\omega t' - \zeta_0 - \frac{1}{4}\pi\right), \end{aligned} \right\} \quad (6.79)$$

где $U_{m1} = M_1 I_{m1} R_{н} \cos \varnothing$ и $U_{m2} = M_2 I_{m2} R_{н2\omega} \cos \varnothing_{2\omega}$.

На основании приведенных выражений суммарная скоростная модуляция

$$v_{\Sigma} = -v_1 \sin\left(\omega t' - \zeta_0 - \frac{3}{4}\pi\right) - v_2 \sin 2\left(\omega t' - \zeta_0 - \frac{1}{4}\pi\right), \quad (6.80)$$

где

$$v_1 = \frac{1}{2} \frac{U_{m1}}{U_0} M_1 = \frac{1}{2} M_1^2 \frac{I_{m1}}{I_0} G_0 R_{н} \cos \varnothing$$

$$\text{и } v_2 = \frac{1}{2} \frac{U_{m2}}{U_0} M_2 = \frac{1}{2} M_2^2 \frac{I_{m2}}{I_0} G_0 R_{н2\omega} \cos \varnothing_{2\omega}.$$

Обозначая в (6.80) $\omega t' - \zeta_0 = \omega t_0''$ и сопоставляя с (6.68), можно установить, что они отличаются только знаком. Беря производную и приравнивая ее нулю, придем к выражению, отличающемуся от (6.69) только заменой $\omega t_0'$ на $\omega t_0''$. Если выбрать, как это было сделано при расчете кривых рис. 6.21, б, $v_2/v_1 = 0,5$, то согласно кривой рис. 6.20 получим $\omega t_0'' = \pi/2$, причем центр группирования будет при $\omega t_0'' = \frac{3}{4}\pi$. Отсюда следует, что половина

протяженности области группирования $\Delta = \frac{3}{4}\pi - \frac{\pi}{12} = \frac{2}{3}\pi$, а коэффициент скоростной модуляции крайних слоев $v' \leq |v_{\Sigma}|_{\max} = 0,866(v_1 + v_2) = 1,3v_1$. При этом согласно (6.75) в области груп-

пировання будет новое значение средней величины электронного тока I'_0 , равное для $I_{m1}=0,515I_0$ и $I_{m2}=0,164I_0$:

$$I'_0 = I_0 + 0,515I_0 \frac{\sin \frac{2}{3} \pi}{\frac{2}{3} \pi} - 0,164I_0 \frac{\sin 2 \cdot \frac{2}{3} \pi}{2 \cdot \frac{2}{3} \pi} = 1,25I_0.$$

Увеличение среднего значения электронного тока в области группирования сопровождается появлением дополнительного осевого поля на границах области группирования, вызванного изменением значения распределенного объемного заряда внутри области и вне ее, и увеличением величины a_{q0} , которая теперь будет

равна $a'_{q0} = a_{q0} \sqrt{\frac{I'_0}{I_0}}$. Для упрощения расчета можно пренебречь осевым полем на границах области группирования, которое благодаря плавному изменению значения распределенного объемного заряда невелико, и полагать, что группирование происходит так же, как будто везде имеется среднее значение тока I'_0 .

В начале процесса группирования под действием скоростной модуляции второй совокупности резонаторов до $\alpha' < 0,3$ процесс будет носить линейный характер и согласно (5.15) величина относительного смещения

$$\alpha' = \left(\frac{v_{\alpha_0}^2 - v_{\alpha'}^2}{a'_{q0} \Delta} \right)^{1/2},$$

где v_{α_0} — начальная скоростная модуляция; $v_{\alpha'}$ — скоростная модуляция при $\alpha' = 0,3$. При дальнейшем группировании, когда $\alpha' > 0,3$ и процесс имеет нелинейный характер, следует прибегнуть к использованию (5.17), где надо заменить a_{q0} на a'_{q0} .

Зная величину α' , можно, принимая приближенно форму сгруппированного тока прямоугольной, как это показано на рис. 6.23, найти, разлагая в ряд Фурье, амплитуду электронного тока основной частоты. В отличие от (6.78) теперь будем иметь вместо I_0 среднее значение тока I'_0 и формула приобретет вид*

$$I_{m1} = \frac{4\alpha'}{\pi(1-\alpha'^2)} I'_0 \sin(1-\alpha') \Delta. \quad (6.78a)$$

Примем, что достигается значение относительного смещения $\alpha' = 0,75$. Тогда по (6.78) и (6.78a) для отношения I_{m1}/I_0 получим:

$$\gamma = \frac{I_{m1}}{I_0} = \frac{4 \cdot 0,75}{\pi(1-0,75^2)} \sin(1-0,75) \frac{\pi}{2} = 0,84;$$

$$\gamma' = \frac{I_{m1}}{I_0} = \frac{4 \cdot 0,75}{\pi(1-0,75^2)} 1,25 \sin(1-0,75) \frac{2}{3} \pi = 1,4.$$

* При $\Delta > \pi/2$ (6.78a) дает уменьшенное значение I_{m1} . Для уточнения необходимо умножить на $k = (1+\alpha)/2[1-(1-\alpha)\Delta/\pi]$.

Таким образом, применение метода автомодуляции на удвоенной частоте увеличивает отношение I_m/I_0 от 0,84 до 1,4, а вместе с тем и к. п. д. в 1,7 раза.

6.3.6. Выходная мощность и к. п. д. пролетного клистрона. Коэффициент усиления по мощности

Для того чтобы получить на выходе пролетного клистрона большую мощность, недостаточно иметь большое значение амплитуды электронного тока, так как процесс отбора мощности в выходном резонаторе при больших амплитудах тока и напряжения аналогичен такому же процессу в зазоре экранная сетка — анод тетрода СВЧ и определяется эффективностью торможения электронов. Мощность, полученная выходным резонатором, равна мощности, отбираемой от электронного потока при торможении, и приближенно ее можно определить так:

$$P_{e\sim} = \frac{1}{2} I_m U_m, \quad (6.81)$$

где U_m — амплитуда торможения электронов, максимальная величина которой задается наименьшей скоростью электронов.

Последнее определяется тем, что при дальнейшем увеличении U_m будет происходить возвратное движение электронов.

Из сказанного следует, что кроме большего значения амплитуды тока необходимо еще стремиться к возможно большему переходу кинетической энергии скоростной модуляции в потенциальную энергию электронного уплотнения.

Наибольшая скоростная модуляция имеется у электронных дисков, ограничивающих электронное уплотнение. Согласно (5.18) остаточная скоростная модуляция после группирования будет для последней пролетной трубы клистрона с резонаторами только на основную частоту сигнала определяться коэффициентом скоростной модуляции

$$v|_{\alpha'} = \left\{ v|_{\alpha_0}^2 - \frac{1}{2} a_{q0}^2 \pi^2 \left[\ln \frac{1 - \alpha_0}{1 - \alpha'} - (\alpha' - \alpha_0) \right] \right\}^{1/2}. \quad (5.18a)$$

В случае же применения двух совокупностей резонаторов на основную и удвоенную частоты получим

$$v|_{\alpha'} = \left[v^2 - 2a_{q0}^2 \left(\ln \frac{1}{1 - \alpha} - \alpha' \right) \right]^{1/2}. \quad (5.18б)$$

На основании (5.18a) и (5.18б) можно определить минимальную скорость электронов: $v_{\min} = v_0 - v|_{\alpha'} v_0 = (1 - v|_{\alpha'}) v_0$.

Зная величину v_{\min} , определим отношение максимального значения амплитуды подведенного к электронному потоку тормозящего напряжения U_m к напряжению ускорения электронов U_0 . Это отношение по аналогии с коэффициентом использования

анодного напряжения в генераторных лампах с обычным управлением током может быть названо коэффициентом использования ускоряющего напряжения ξ . Его величина

$$\xi = U_{\min}/U_0 = (v_{\min}/v_0)^2 = (1 - v_{a'})^2. \quad (6.82)$$

Зная $\gamma = I_{m1}/I_0$, где I_{m1} определяется (6.78) или (6.78а), и учитывая, что $I_0 = \delta I_{ок}$, где δ — коэффициент токопрохождения и $I_{ок}$ — ток катода, получим для электронного к. п. д. пролетного клистрона

$$\eta_e = \frac{1}{2} \delta \gamma \xi. \quad (6.83)$$

Соответственно мощность, отдаваемая электронным потоком выходному резонатору:

$$P_{e\sim} = \eta_{кк} P_{ок}. \quad (6.84)$$

Выходная мощность клистрона, т. е. мощность, подводимая к нагрузке, будет меньше $P_{e\sim}$ и может быть найдена по значению к. п. д. выходного резонатора $\eta_{кк}$. Величину последнего по аналогии со случаем, рассмотренным в гл. 3, можно определить выражением

$$\eta_{кк} = 1 - R'_H/R_H, \quad (6.85)$$

где R'_H — сопротивление выходного резонатора с учетом связи с нагрузкой.

Используя (6.85), получим следующие выражения для выходной мощности и полного к. п. д. пролетного клистрона:

$$P_{вых} = \frac{1}{2} \delta \gamma \xi P_{ок} (1 - R'_H/R_H); \quad (6.86)$$

$$\eta_{кк} = \eta_e \eta_{кк} = \frac{1}{2} \delta \gamma \xi (1 - R'_H/R_H). \quad (6.86a)$$

Обратимся теперь к расчету коэффициента усиления по мощности, который определим для более простого случая пролетного клистрона с резонаторами только на основную частоту. Коэффициент усиления по мощности в последней пролетной трубе $\mu_{p(n-1)}$ можно найти, определив колебательную мощность в предпоследнем $(n-1)$ -м резонаторе. Определяя амплитуду напряжения на этом резонаторе из (6.77), найдем

$$U_{m(n-1)} = M_i X_{(n-2)} I_0 R_H \cos \varnothing_{(n-1)}$$

и получим

$$P_{\sim(n-1)} = \frac{1}{2} \frac{U_{m(n-1)}^2}{R_H \cos \varnothing_{(n-1)}} = \frac{1}{2} M_i^2 X_{(n-2)}^2 R_H G_0 P_0 \cos \varnothing_{(n-1)}.$$

Сопоставляя $P_{\sim(n-1)}$ с (6.86), определим

$$\mu_{p(n-1)} = \frac{P_{вых}}{P_{\sim(n-1)}} = \frac{\gamma \xi \left(1 - \frac{R'_H}{R_H}\right)}{M_i^2 X_{(n-2)}^2 R_H G_0 \cos \varnothing_{(n-1)}}. \quad (6.87)$$

Если использовать соотношения (6.60) и (6.61), определяющие коэффициенты усиления по мощности в предшествующих пролетных трубах, то коэффициент усиления по мощности всего клистрона

$$\mu_p = \mu_{p1} \mu_{p2} \dots \mu_{p(n-2)} \mu_{p(n-1)} = \frac{1}{2} \frac{(M_i^2 G_0 R_H)^{(2n-5)}}{(2a_{q0})^{(2n-4)}} \times \\ \times \cos \varnothing_1 \left(\prod_{i=2}^{n-2} \cos^2 \varnothing_i \right) \cos \varnothing_{(n-1)} \prod_{i=1}^{n-2} \sin^2 a_{q0} \xi_{0i} \frac{\gamma \xi \left(1 - \frac{R_H'}{R_H} \right)}{X_{(n-2)}^2}. \quad (6.88)$$

В этом выражении величины γ и ξ определяются (6.78) и (6.82). Что же касается параметра группирования в предпоследней пролетной трубе $X_{(n-2)}$, то проводимый расчет и формула (6.88) справедливы при ограничении $\alpha \leq 0,3$ и в согласии с (6.76) при $X_{(n-2)} \leq 0,3 \frac{\pi}{2} = 0,47$.

Оценим возможные значения к. п. д. В случае клистрона с резонаторами только на основную частоту с расстроенным предпоследним резонатором, принимая $\gamma = 0,84$, $\delta = 0,97$, $\xi = 1$ и $\eta_k = 0,98$, получим по (6.86)

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot 0,97 \cdot 0,84 \cdot 0,98 = 0,40.$$

В случае использования двух совокупностей резонаторов на

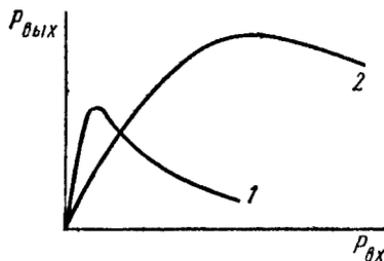


Рис. 6.25. Кривые зависимости выходной мощности $P_{\text{вых}}$ от мощности возбуждения $P_{\text{вх}}$ при синхронной настройке (кривая 1) и при сильной расстройке предвыходного $(n-1)$ -го резонатора (кривая 2)

основную и удвоенную частоты имеем $\gamma = 1,4$, и принимая $\delta = 0,97$, $\xi = 1$ и $\eta_k = 0,98$, получим

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot 0,97 \cdot 1,4 \cdot 1 \cdot 0,98 = 0,67.$$

Рассмотрим, как в первом случае влияет расстройка предпоследнего резонатора.

На рис. 6.25 приведены кривые зависимости выходной мощности $P_{\text{вых}}$ от мощности возбуждения $P_{\text{вх}}$, т. е. графики функции $P_{\text{вых}} = \mu_p P_{\text{вх}}$. Кривая 1 соответствует настройке всех резонаторов на частоту усиливаемого сигнала, т. е. соответствует так называемой с и н-

хронной настройке. При этом достигается максимальное значение коэффициента усиления μ_p , но при повышении мощности возбуждения быстро наступает перегруппирование, и выходная мощность, достигнув относительно небольшой величины,

начинает падать. Кривая 2 соответствует случаю значительной расстройки предвыходного ($n-1$)-го резонатора. В этом случае усиление по мощности значительно меньше, но при достаточно большой мощности возбуждения достигается большая выходная мощность и соответственно больший к. п. д.

§ 6.4. Примеры расчета клистронов

Пример 7. Расчет пятирезонаторного усилительного пролетного клистрона. Исходные данные расчета: рабочая частота $f=14,275$ ГГц ($\lambda \approx 2,1$ см); уско-ряющее напряжение $U_k=9800$ В; ток $I_0=0,72$ А.

Данные резонаторов приведены в табл. 6.2, данные пролетных труб — в табл. 6.3.

Рассчитать коэффициенты связи электронного потока с резонаторами, шунтирующие проводимости электронного потока, результирующее сопротивление

Таблица 6.2

| Номера резонаторов | Частота настройки f , ГГц | Волновое сопротивление ρ , Ом | Добротность (без влияния электронного потока) Q | Протяженность щели d , см | Угол пролета в щели ζ_{doi} , рад |
|--------------------|-----------------------------|------------------------------------|---|-----------------------------|---|
| 1 | 14,275 | 100 | 144 | 0,70 | 1,070 |
| 2 | 14,300 | 100 | 745 | 0,65 | 0,9932 |
| 3 | 14,230 | 100 | 2100 | 0,55 | 0,8404 |
| 4 | 14,320 | 90 | 2100 | 0,80 | 1,222 |
| 5 | 14,275 | 75 | 173 | 1,00 | 1,528 |

Таблица 6.3

| Размер, см | Угол пролета электронов, рад |
|---|--|
| Радиусы: пролетной трубы $a=0,60$ электронного потока $b=0,0475$ | $\zeta_{a0}=0,917$ $\zeta_{b0}=0,726$ |
| Длина пролетных труб: первой $l_1=1,28$ второй $l_2=1,20$ третьей $l_3=0,825$ четвертой $l_4=0,620$ | $\zeta_{01}=19,56$ $\zeta_{02}=18,34$ $\zeta_{03}=12,61$ $\zeta_{04}=9,774$ |

резонаторов и их добротность с учетом влияния электронного потока, а также группирование электронного потока в пролетных трубах; определить выходную мощность и коэффициент усиления по мощности.

а. Расчет коэффициентов связи электронного потока с резонаторами. На основании (6.27а)

$$M_i = m_i m_{ab},$$

где

$$m_i = \frac{\sin \frac{\zeta_{0i}}{2}}{\frac{\zeta_{0i}}{2}} \quad \text{и} \quad m_{ab} = \frac{2I_1(\zeta_{b0})}{\zeta_{b0} I_0(\zeta_{a0})}.$$

Величина m_{ab} одна и та же для всех резонаторов:

$$m_{ab} = \frac{2I_1(0,726)}{0,726I_0(0,917)} = 0,874.$$

Значения m_i и M_i , зависящие от угла пролета в щели резонатора, будут различны. Результат их расчета приведен в табл. 6.4.

6. Расчет шунтирующей проводимости электронного потока и его влияние на сопротивление резонаторов и их добротность. Шунтирующую проводимость электронного потока можно определить на основании (6.29):

Таблица 6.4

| Номера резонаторов | m_i | M_i |
|--------------------|---------------|---------------|
| 1 | $m_1 = 0,953$ | $M_1 = 0,833$ |
| 2 | $m_2 = 0,959$ | $M_2 = 0,838$ |
| 3 | $m_3 = 0,971$ | $M_3 = 0,849$ |
| 4 | $m_4 = 0,939$ | $M_4 = 0,821$ |
| 5 | $m_5 = 0,906$ | $M_5 = 0,792$ |

$$G_e = \Psi_3(\zeta_{d0i}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) G_0,$$

где $G_0 = I_0/U_0$, а $\Psi_3(\zeta_{d0i}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) =$

$$= \frac{1}{2} M_i^2 \left[\left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) + \left(\frac{\zeta_{a0}^2}{\sqrt{4 + \zeta_{a0}^2}} - \frac{\zeta_{b0}^2}{4} \right) \right].$$

Второй член в квадратных скобках этого выражения не зависит от протяженности щелей резонаторов и равен

$$\frac{\zeta_{a0}^2}{\sqrt{4 + \zeta_{a0}^2}} - \frac{\zeta_{b0}^2}{4} = \frac{0,917^2}{\sqrt{4 + 0,917^2}} - \frac{0,726^2}{4} = 0,2502.$$

Что же касается первого члена, то в зависимости от величины угла пролета в щели будем иметь:

$$\zeta_{d01} = 1,070; \quad 1 - \frac{\zeta_{d01}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d01}}{2} = 1 - 0,535 \cdot \operatorname{ctg} 0,535 = 0,0973;$$

$$\zeta_{d02} = 0,9932; \quad 1 - \frac{\zeta_{d02}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d02}}{2} = 1 - 0,4966 \cdot \operatorname{ctg} 0,4966 = 0,0836;$$

$$\zeta_{d03} = 0,8404; \quad 1 - \frac{\zeta_{d03}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d03}}{2} = 1 - 4202 \cdot \operatorname{ctg} 0,4202 = 0,0596;$$

$$\zeta_{d04} = 1,222; \quad 1 - \frac{\zeta_{d04}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d04}}{2} = 1 - 0,611 \cdot \operatorname{ctg} 0,611 = 0,1277;$$

$$\zeta_{d05} = 1,528; \quad 1 - \frac{\zeta_{d05}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d05}}{2} = 1 - 0,764 \cdot \operatorname{ctg} 0,764 = 0,2026.$$

На основе полученных данных, имея в виду, что $G_0 = I_0/U_0 = 0,72/9800 = 7,35 \cdot 10^{-5}$ См, можно рассчитать шунтирующие проводимости электронного потока, а затем значение сопротивлений резонаторов и их добротностей Q_e с учетом шунтирующей проводимости. Результаты даны в табл. 6.5.

в. Расчет группирования. Как было показано в гл. 5, при малом группировании, когда относительное смещение $\alpha < 0,3$, можно пользоваться соотношениями линейной теории. В современных многорезонаторных пролетных клистронах, обладающих большим коэффициентом усиления по мощности, относительное смещение превышает величину 0,3 обычно только в последней пролетной

трубе. Поэтому следует начать расчет группирования в трубах, предшествующих последней, на основе линейной теории. Справедливость такого приближения будет проверяться в конце расчета группирования в каждой из этих труб.

Начнем расчет группирования с определения параметра расталкивания a_{q0} .

Таблица 6.5

| Номера резонаторов | $\Psi_3 (\zeta_{d0l}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0})$ | $G_e = \Psi_3 (\zeta_{d0l}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) G_0$ | $\rho Q, \text{ Ом}$ | $R_H = \frac{1}{G_e + \frac{1}{\rho Q}}$ | $Q_e = \frac{R_H}{\rho}$ |
|--------------------|--|--|----------------------|--|--------------------------|
| 1 | 0,121 | $8,86 \cdot 10^{-6}$ | $1,44 \cdot 10^4$ | $1,27 \cdot 10^4$ | 127 |
| 2 | 0,117 | $8,61 \cdot 10^{-6}$ | $7,45 \cdot 10^4$ | $4,54 \cdot 10^4$ | 454 |
| 3 | 0,109 | $8,04 \cdot 10^{-6}$ | $2,1 \cdot 10^5$ | $1,17 \cdot 10^5$ | 1170 |
| 4 | 0,127 | $9,33 \cdot 10^{-6}$ | $1,89 \cdot 10^5$ | $6,84 \cdot 10^4$ | 769 |
| 5 | 0,142 | $1,43 \cdot 10^{-6}$ | $1,297 \cdot 10^4$ | $1,27 \cdot 10^4$ | 169 |

Так как $\zeta_{a0} = 0,917$, то согласно рис. 5.6 можно с достаточной точностью определить этот параметр из предположения равномерного распределения избыточного заряда, получающегося при группировании, т. е. пользоваться (5.8в). На основании (5.7а) будем иметь:

$$\begin{aligned} \omega_p &= 1,83 \cdot 10^{10} j_0^{1/2} U_0^{-1/4} = 1,83 \cdot 10^{10} \left(\frac{I_0}{\pi b^2} \right)^{1/2} U_0^{-1/4} = \\ &= 1,83 \cdot 10^{10} \left(\frac{0,72}{0,0472} \right)^{1/2} 9800^{-1/4} = 1,85 \cdot 10^{10}. \end{aligned}$$

Используя (5.8в) и имея в виду, что при синусоидальном группировании $\zeta_{l0} = \pi/2$, найдем

$$F_0 = 0,54 J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \frac{\zeta_{a0}}{\zeta_{l0}} \right) = 0,54 J_1^2 \left(2,4 \cdot \frac{0,0475}{0,0600} \right) \frac{0,917}{\pi/2} = 0,1065.$$

Зная ω_p , F_0 и рабочую частоту $f = 14,275 \cdot 10^9$, получим

$$a_{q0} = F_0^{1/2} \frac{\omega_p}{\omega} = 0,1065^{1/2} \cdot \frac{1,85 \cdot 10^{10}}{2\pi \cdot 14,275 \cdot 10^9} = 0,0673.$$

Задаемся входной мощностью $P_{вх} = 0,015$ Вт. Тогда согласно (6.44) амплитуда напряжения на первом, входном, резонаторе будет

$$U_{m1} = \sqrt{P_{вх} R_{H1}^2} = \sqrt{2 \cdot 0,015 \cdot 1,27 \cdot 10^4} = 19,5 \text{ В.}$$

Параметр группирования, определяющий ток в зазоре второго резонатора X_1 по (6.49а):

$$X_1 = \frac{v_1}{a_{q0}} \sin a_{q0} \zeta_{01},$$

где

$$v_1 = \frac{1}{2} \frac{U_{m1}}{U_0} M_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{19,5}{9800} \cdot 0,833 = 0,000829.$$

Используя известные значения v_1 , a_{q0} и ζ_{01} , получим

$$X_1 = \frac{0,000829}{0,0673} \cdot \sin 0,0673 \cdot 19,56 = 0,0119.$$

Зная параметр группирования в первой пролетной трубе, определим значение относительного смещения

$$\alpha = X_1 / (\pi/2) = 0,0119 / 1,57 = 0,00757.$$

Полученное значение α много меньше 0,3, поэтому расчет группирования на основе линейной теории в первой пролетной трубе вполне оправдан.

Амплитуды электронного тока в зазоре второго резонатора $X_1 I_0$; наведенного тока $M_2 X_1 I_0$, напряжения $U_{m2} = M_2 X_1 I_0 R_{н2} \cos \varnothing_2$, где угол расстройки f_2 при частоте резонатора $f_0 = 14,300$ ГГц и частоте сигнала $\Delta f = 14,275$ ГГц, когда $\Delta f = f_2 - f_0 = 0,025$ ГГц, будет

$$\varnothing_2 = \arctg \left(\frac{\Delta f}{f_0} 2Q_{e2} \right) = \arctg \left(\frac{0,025}{14,275} \cdot 2 \cdot 4,54 \right) = 1,00.$$

При этом $U_{m2} = 0,838 \cdot 0,0119 \cdot 0,72 \cdot 4,54 \cdot 10^4 \cos 1,00 = 174$ В. Коэффициент скоростной модуляции во втором резонаторе

$$v_2 = \frac{1}{2} \frac{U_{m2}}{U_0} M_2 = \frac{1}{2} \frac{174}{9800} \cdot 0,838 = 0,00744.$$

Так как кроме этой скоростной модуляции ко второму резонатору подходит остаточная скоростная модуляция от первого резонатора, то следует проверить, можно ли ею пренебречь. Согласно (6.47) значение коэффициента скоростной модуляции от первого резонатора в щели второго будет иметь значение $v_1 \cos a_{q0} \zeta_0 = 0,000829 \cos 0,673 \times 19,56 = 0,000209 \ll v_0 = 0,00744$.

Таким образом, пренебрежение остаточной скоростной модуляцией от первого резонатора оказывается допустимой.

Параметр группирования во второй пролетной трубе

$$X_2 = \frac{v_2}{a_{q0}} \sin a_{q0} \zeta_{02} = \frac{0,0074}{0,9673} \sin 0,0673 \cdot 18,34 = 0,1043.$$

Относительное смещение

$$\alpha_2 = X_2 / (\pi/2) = 0,1043 / 1,57 = 0,0664 \ll 0,3.$$

Таким образом, и при группировании во второй пролетной трубе обеспечено применение линейной теории с достаточной точностью.

Амплитуды электронного тока в зазоре третьего резонатора $X_2 I_0$, наведенного тока $M_3 X_2 I_0$ соответственно, амплитуда напряжения $U_{m3} = M_3 X_2 I_0 R_{н3} \times \cos \varnothing_3$, где угол расстройки третьего резонатора при его частоте $f_3 = 14,230$

$$\varnothing_3 = \arctg \left(\frac{\Delta f}{f_0} 2Q_{e3} \right) = \arctg \left(\frac{-0,045}{14,275} \cdot 2 \cdot 1170 \right) = -1,436.$$

Отсюда $U_{m3} = 0,849 \cdot 0,1043 \cdot 0,72 \cdot 1,17 \cdot 10^5 \cos (-1,436) = 1002$ В. Коэффициент скоростной модуляции в третьем резонаторе

$$v_3 = \frac{1}{2} \frac{U_{m3}}{U_0} M_3 = \frac{1}{2} \frac{1002}{9800} \cdot 0,849 = 0,0434.$$

Остаточная скоростная модуляция от второго резонатора равна

$$v_2 \cos a_{q0} \zeta_{02} = 0,00744 \cos 0,0673 \cdot 18,34 = 0,00245 \ll v_3 = 0,0434.$$

Это позволяет и в третьем резонаторе пренебречь остаточной модуляцией от второго резонатора.

Параметр группирования в третьей пролетной трубе

$$X_3 = \frac{v_3}{a_{q0}} \sin a_{q0} \zeta_{03} = \frac{0,0434}{0,0673} \sin 0,067 \cdot 12,61 = 0,484.$$

Соответствующее значение относительного смещения

$$\alpha_3 = X_3 / (\pi/2) = 0,484 / 1,57 = 0,308.$$

Таким образом, применение линейной теории к третьей пролетной трубе даст превышение $\alpha=0,3$. Чтобы сделать расчет более точным, следует иметь значение $\alpha < 0,3$. Если выбрать $\alpha_3=0,29$, когда обеспечивается погрешность менее 9 %, то соответствующее значение амплитуды возбуждения при имеющемся линейном усилении в первых трех пролетных трубах будет: $U_{m1}=19,5 \frac{2,9}{3,08} = 18,3$ В, чему соответствует входная мощность $P'_{вх} = U_{m1}^2 / (2R_{н1}) = 18,3^2 / (2 \times 1,27 \cdot 10^4) = 0,013$ Вт.

Выбирая $P'_{вх} = 0,013$ Вт, получим соответственно $v'_3 = 0,0434 \frac{2,9}{3,08} = 0,0409$ и $X'_3 = 0,784 \frac{2,9}{3,08} = 0,4557$. При этом амплитуда напряжения на четвертом резонаторе $U_{m4} = M_4 X'_3 I_0 R_{н4} \cos \varnothing_4$. Угол \varnothing_4 при частоте резонатора $f_4 = 14,320$ ГГц $\varnothing_4 = \arctg \left(\frac{\Delta f}{f_0} 2Q_e \right) = \arctg \left(\frac{0,045}{14,275} 2 \cdot 760 \right) = 1,365$. Отсюда $U_{m4} = 0,821 \cdot 0,4557 \cdot 0,72 \cdot 6,84 \cdot 10^4 \cos 1,365 = 3764$ В.

Для определения коэффициента скоростной модуляции в четвертом, предпоследнем, резонаторе следует учесть заметное сокращение протяженности электронного уплотнения при подходе к этому резонатору и воспользоваться (6.77), полагая $n=3$ и $\alpha_0 = \alpha_3$:

$$v_4 = \frac{1}{2} \frac{U_{m4}}{U_0} M_4 \sin(1 - \alpha_3) \frac{\pi}{2} = \frac{1}{2} \frac{3764}{9800} 0,821 \sin(1 - 0,29) \frac{\pi}{2} = 0,1416.$$

Отметим, что $v'_3 \cos \alpha_{q0} \zeta_{03} = 0,0409 \cos 0,0673 \cdot 12,61 = 0,0269 \ll 0,1416$.

Так как в четвертой пролетной трубе группирование имеет нелинейный характер, то относительное смещение можно найти по (5.17а), которое при $n=5$ примет вид

$$\alpha' = \frac{v_4}{1,78 a_{q0} \zeta_{l0}} \sin \left[1,78 a_{q0} \zeta_{04} + \arcsin \frac{1,78 a_{q0}}{v_4} \zeta_{l0} \left(\frac{2X_3}{\pi} - 0,034 \right) \right] + 0,034.$$

Так как для рассматриваемого случая группирования резонаторами только основной частоты имеем $\zeta_{l0} = \pi/2$, то, подставляя в выражение для α' численные значения величины, получим

$$\alpha' = \frac{0,1416}{1,78 \cdot 0,0673 \cdot 1,57} \sin \left[1,78 \cdot 0,0673 \cdot 9,774 + \arcsin \frac{1,78 \cdot 0,0673 \cdot 1,57}{0,141} \times \left(\frac{2 \cdot 0,4557}{\pi} - 0,034 \right) \right] + 0,034 = 0,7857.$$

Обращаясь к (6.77), найдем значение амплитуды первой гармоники электронного тока в щели пятого, выходного, резонатора

$$I_{m1} = \frac{4\alpha'}{\pi(1 - \alpha'^2)} I_0 \sin(1 - \alpha') \frac{\pi}{2} = \frac{4 \cdot 0,7857}{\pi(1 - 0,7857^2)} 0,72 \times \\ \times \sin(1 - 0,7857) \frac{\pi}{2} = 0,522 \text{ А.}$$

Определим остаточную переменную скорость после группирования в четвертой пролетной трубе. Согласно (5.18а), имея в виду $v_{\alpha 0} = v_4$ и $\alpha_0 = \alpha_3$, получим

$$v_{\alpha'} = \left\{ v_4^2 - \frac{1}{2} a_{q0}^2 \pi^2 \left[\ln \frac{1 - \alpha_3}{1 - \alpha'} - (\alpha' - \alpha_3) \right] \right\}^{1/2} = \\ = \left\{ 0,1416^2 - \frac{1}{2} 0,0673^2 \pi^2 \left[\ln \frac{1 - 0,29}{1 - 0,7857} - (0,7857 - 0,29) \right] \right\}^{1/2} = 0,06603.$$

На этом основании коэффициент использования ускоряющего напряжения по (6.82): $\xi = (1 - v_{\alpha'})^2 = (1 - 0,066)^2 = 0,8724$. Отсюда амплитуда тормозящего электроны напряжения $U_m = 8549$ В.

Полученные результаты позволяют рассчитать мощность, отбираемую от электронного потока:

$$P_{e\sim} = \frac{1}{2} I_m U_m = \frac{1}{2} 0,622 \cdot 8549 = 2659 \text{ Вт.}$$

Для определения мощности, отдаваемой в нагрузку, нужно учесть к. п. д. выходного контура

$$\eta_R = 1 - R'_R / R_R = 1 - Q' / Q,$$

где Q' — нагруженное значение добротности, равное $Q_e = 169$, а Q может быть взято равным 2100. Тогда $\eta_R = 169/2100 = 0,92$. Таким образом, мощность, отдаваемая в нагрузку: $P_{\text{вых}} = \eta_R P_{e\sim} = 0,92 \cdot 2659 = 2446$ Вт.

Коэффициент усиления по мощности $G = 10 \lg \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} = 52,7$ дБ.

Данные рассчитанного клистрона соответствуют приведенным данным в [27]. Полученные в этой работе и подтвержденные с помощью эксперимента кривые показывают, что при изменении входной мощности от 0,007 до 0,177 Вт усиление колеблется от 60 до 46 дБ. Таким образом выбранное значение $P_{\text{вх}} = 0,013$ лежит в этих пределах и дает $G = 52,7$ дБ. Отдаваемая мощность при подборе режима может превосходить 2,5 кВт. Найденное значение выходной мощности $P_{\text{вых}} = 2446$ Вт является близким к наблюдаемому.

ГЛАВА 7

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ КЛИСТРОНОВ

§ 7.1. Введение

Создание современных пролетных и отражательных клистронов явилось результатом многих оригинальных зарубежных и отечественных исследований. Первым исследованием является [28], где была показана возможность преобразования постоянной энергии электронного потока в энергию колебаний СВЧ при последовательном взаимодействии потока с полем СВЧ в двух зазорах, разделенных пролетной экранирующей трубкой. Исследования, проведенные в 1936 г. в Ленинградском электротехническом институте им. В. И. Ульянова (Ленина), показали, что реализация этого принципа требует применения колебательных СВЧ-систем с малыми потерями. Разработка таких

систем велась как за рубежом, так и в СССР [29]. Применение высокоэффективных колебательных систем позволило создать приборы СВЧ, использующие новый принцип, названный методом динамического управления током. Первые зарубежные приборы были созданы с колебательными системами: в виде коаксиальной резонансной линии и двумя зазорами взаимодействия и электростатической периодической фокусировкой [21] и с колебательными системами в виде тороидальных объемных резонаторов с магнитной фокусировкой [30].

Указанные возможные варианты решения задачи нашли отражение и в отечественных разработках, которые велись в 1939—1940 гг. одновременно в трех лабораториях: лаборатории специальных ламп ЛЭТИ и двух лабораториях института радиоэлектронной промышленности (лабораториях Н. Д. Девяткова и А. И. Романова).

В лаборатории специальных ламп ЛЭТИ к апрелю 1940 г. был создан первый отечественный усилительный клистрон с коаксиальными двухзазорными резонаторами и электростатической периодической фокусировкой [31, 32]. Отличительной особенностью сконструированного клистрона было стеклянное оформление с подключенными извне коаксиальными резонаторами. В том же 1940 г. в лаборатории Н. Д. Девяткова был создан отечественный цельнометаллический двухрезонаторный генераторный клистрон с тороидальными резонаторами и магнитной фокусировкой [33]. Значительных успехов добились и в лаборатории А. И. Романова, где удалось создать клистрон с полезной мощностью 35 Вт на волне 15 см [34]. В достижениях лаборатории А. И. Романова имели большое значение работы В. Я. Савельева в части развития теории [35, 36] и в разработке ряда идей, касающихся выбора формы резонаторов и метода осуществления обратной связи.

Указанные работы положили начало развитию отечественной техники пролетных клистронов. Однако при дальнейшем развитии техники СВЧ первоначально большое применение нашли отражательные клистроны. В их разработке и освоении отечественной промышленности решающую роль сыграли известные работы Н. Д. Девяткова [37] и его сотрудников.

Развитие пролетных клистронов раньше всего определилось переходом к многорезонаторным конструкциям, что было опробовано в лаборатории специальных ламп ЛЭТИ в 1946 г. Увеличение числа резонаторов увеличило усиление по мощности и подняло к.п.д. пролетных клистронов до значений 30—40%. Однако дальнейшее существенное усовершенствование этих приборов определилось изобретением метода автомодуляции на второй гармонике, разработанного Отраслевой лабораторией исследований колебаний электронных потоков (ОЛИКЭП) совместно с работниками электронной промышленности [38, 39]. Суть этого метода заключается в использовании нелинейных процессов в электронном потоке для получения достаточно

большой по амплитуде второй гармоники и введении дополнительных резонаторов на удвоенную частоту. Результативность такого изменения конструкции пролетного клистрона определяется тем, что суммирование скоростной модуляции от резонаторов на основную и удвоенную частоты позволяет увеличить область группируемых электронов от половины периода до $\frac{3}{4}$ периода основной частоты, что дает возможность повысить к. п. д. до значений порядка 75 %. Аналогичное изобретение было разработано в США с опозданием на четыре года [40, 41]. Использование этого изобретения в совместных исследованиях ОЛИКЭП и коллектива, работающего под руководством А. В. Иванова, позволило создать прибор высокого уровня мощности в непрерывном режиме с к. п. д., превосходящим 60 %, а в совместных работах с коллективом, работающим под руководством С. В. Лебединского, создать прибор с к. п. д., превышающим 80 %.

В теоретических исследованиях, связанных с достижениями коллектива, работающего под руководством С. В. Лебединского, участвовали также коллектив, работающий под руководством Д. М. Петрова, кафедры радиотехнической электроники РРТИ и кафедра радиотехники МГУ (работы В. И. Канавца и др.), где были разработаны эффективные методы численного расчета и оптимизации пролетных клистронов, сыгравшие важную роль в достижении максимальных к. п. д.

§ 7.2. Особенности конструкции и проектирование пролетных клистронов

Рассмотрение конструкций начнем с описания чаще всего встречающихся резонаторов и методов их настройки. На рис. 7.1 изображен тороидальный резонатор прямоугольного сечения с емкостной настройкой, которая осуществляется перемещением вблизи концов пролетных труб проводящего диска 1, изменяющего емкость резонатора. Для удержания и перемещения этого диска используется шток 2, укрепленный на резонаторе с помощью вакуумного сильфона 3 и цилиндра 4. Наличие вакуумного сильфона позволяет произвести перестройку резонатора извне с помощью специального механизма настройки.

На рис. 7.2 указан резонатор с индуктивной настройкой. Его выполняют фрезерованием в блоке резонаторов овального цилиндра 1, плоские части которого используются для укрепления пролетных труб 2 и 3 так, как показано на рисунке. Одна из боковых крышек цилиндра выполняется в виде гибкой диафрагмы 4. С помощью штифта 5 диафрагма 4 может перемещаться внутрь резонатора, меняя его объем, а вместе с тем и его эквивалентную индуктивность. Обычно диафрагма размещается достаточно далеко от концов пролетных труб и поэтому практически не влияет на емкость резонатора.

Рассмотрев два наиболее распространенных варианта резонаторов, обратимся к самим конструкциям клистронов. На рис. 7.3 приведена конструкция пролетного четырехрезонаторного клистрона средней мощности в разрезе. Резонаторный блок состоит из четырех резонаторов типа, показанного на рис. 7.2.

Применение постоянных магнитов из легких сплавов является оправданным для пролетных клистронов небольшой мощности. При переходе к клистронам большой мощности с высокими напряжениями и большими токами для осуществления фокусировки постоянным магнитным полем используется соленоид, вес которого даже без дополнительного веса источника его питания может во много раз превосходить вес самого клистрона. Однако значительного улучшения можно достигнуть при использовании магнитной и электростатической периодической фокусировки.

В качестве примера пролетного многорезонаторного клистрона с магнитной периодической фокусировкой можно привести отечественный телевизионный клистрон КУ-318, разработанный С. В. Лебединским и его сотрудниками. Для повышения к. п. д. клистрона в режиме усиления телевизионного сигнала, когда полное использование мощности клистрона имеет место при прохождении синхроимпульсов (при этом достигается выходная мощность $P_{\text{вых}} = 12$ кВт), а при передаче изображения отдаваемая мощность резко падает, используется рекуперация, т. е. значительное снижение потенциала коллектора $U_{\text{ок}}$ по сравнению с ускоряющим напряжением на резонаторах U_0 .

Схема клистрона в разрезе приведена на рис. 7.4, где K — катод; $\Phi Э$ — фокусирующий электрод; $KЛ$ — коллектор и $Э$ — магнитный экран катодной ножки. На этом же рисунке посто-

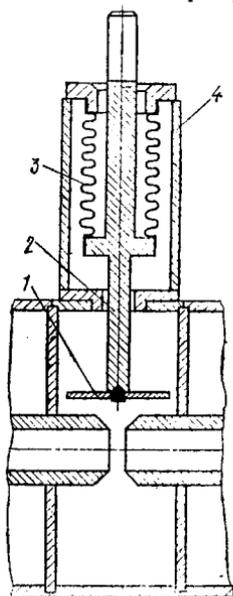


Рис. 7.1. Торoidalный резонатор прямоугольного сечения с емкостной настройкой в виде перемещающегося диска:

1 — проводящий диск, меняющий емкость резонатора; 2 — шток для перемещения диска; 3 и 4 — вакуумный сильфон и цилиндр, на который укрепляется шток с помощью сильфона

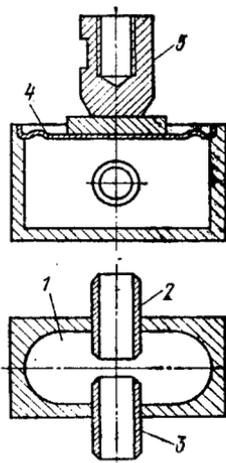


Рис. 7.2. Резонатор, выполненный в виде овального цилиндра с крышками, одна из которых представляет гибкую диафрагму:

1 — овальный цилиндр; 2 и 3 — пролетные трубы; 4 — гибкая диафрагма; 5 — штифт для перемещения диафрагмы

янные магниты отмечены горизонтальной штриховкой, а их наконечники — косой. Получающаяся форма электронного потока

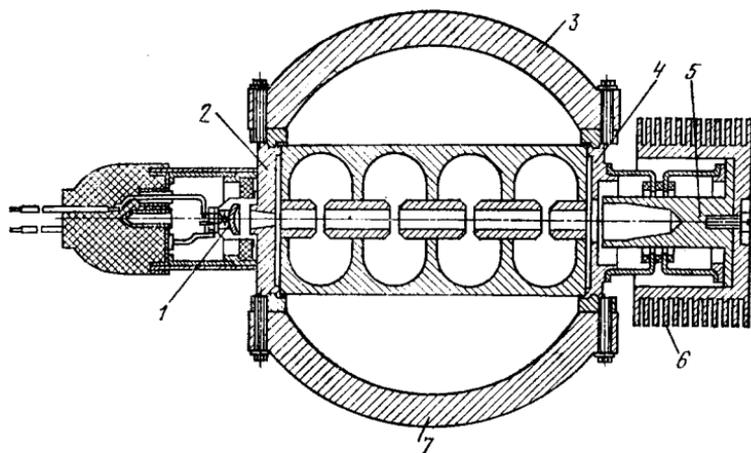


Рис. 7.3. Конструкция пролетного четырехрезонаторного клистрона средней мощности:

1 — электронная пушка; 2 и 4 — диски из магнитного материала; 3 и 7 — постоянные магниты, подключаемые извне; 5 — коллектор с радиатором для воздушного охлаждения 6

отображена пунктиром, внизу рисунка дано изменение магнитного поля вдоль оси потока. На рис. 7.5 показана конструкция лампы, назначение отдельных элементов которой пояснено в

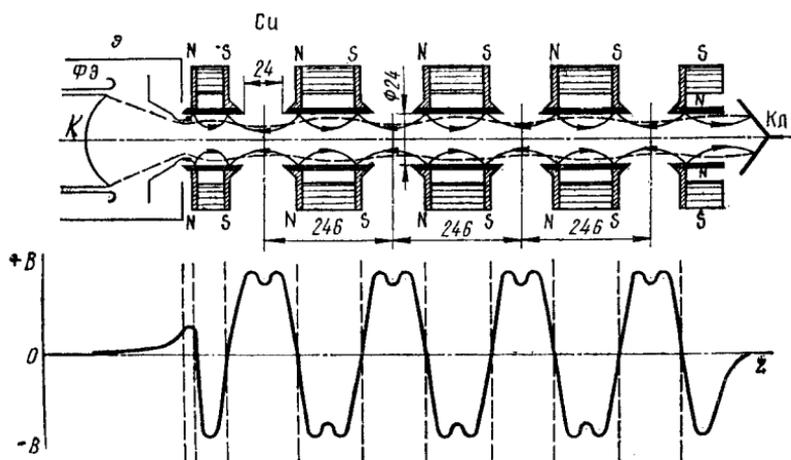


Рис. 7.4. Схема конструкции телевизионного пролетного клистрона и изменение магнитного поля вдоль оси электронного потока

подрисовочных подписях. На рис. 7.6 приведен внешний вид лампы без резонаторов, а их конструкция ясна из рис. 7.7, где изображена часть резонатора. На рис. 7.6 хорошо видны кера-

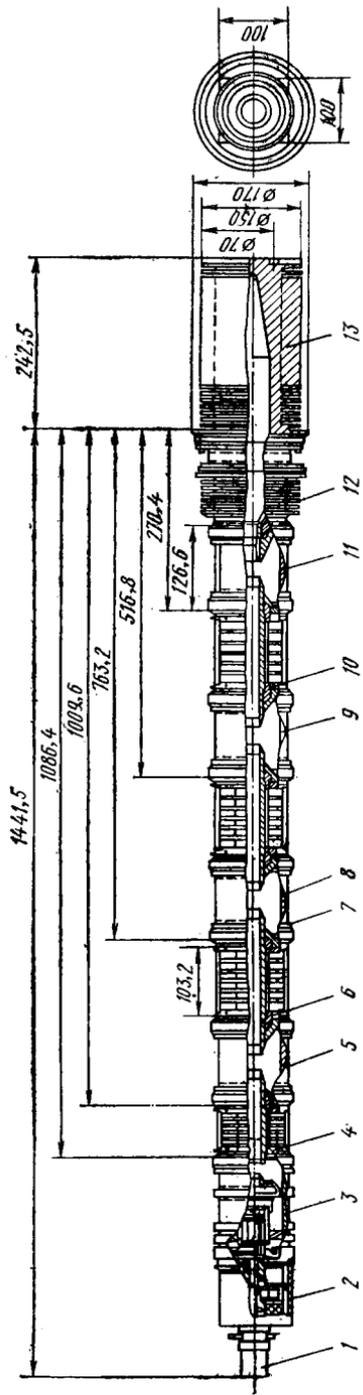


Рис. 7.5. Клистрон типа КУ-318 для усиления телевизионных сигналов СВЧ:

1 — защитный колак места оттая; 2 — узел электроотрядного насоса; 3 — узел катодной ножки; 4, 6, 10 — полюсные наконечники магнитной системы; 5, 8, 9, 11 — керамические изоляторы резонаторов; 7 — контактные поверхности для внешних частей объемных резонаторов; 12 — предколлектор; 13 — коллектор



Рис. 7.6. Внешний вид клистрона со снятыми резонаторами

мические изоляторы резонаторов и полюсные наконечники магнитной системы, на рис. 7.7 — вывод энергии, выполненный в виде плоской прямоугольной разомкнутой петли, создающей индуктивно-емкостную связь с резонатором, и пружины, обес-

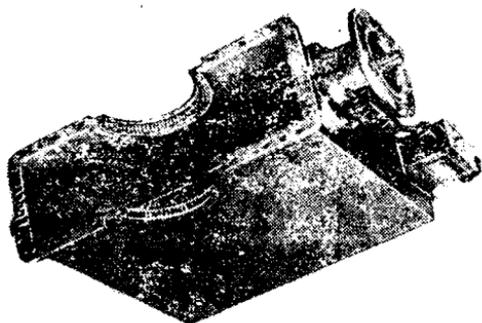


Рис. 7.7. Внешний вид части выходного резонатора

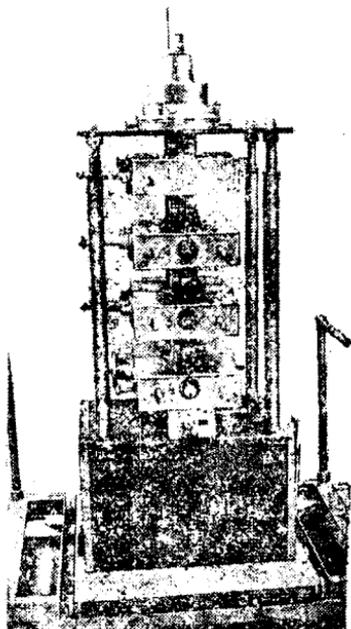


Рис. 7.8. Внешний вид собранного телевизионного пролетного клистрона с воздушным охлаждением; цифрами отмечены резонаторы в порядке их расположения от катода к коллектору

печивающие контакт внешних частей резонаторов с той их частью, которая находится внутри лампы. Общий вид клистрона показан на рис. 7.8.

Основные данные клистрона таковы. Ускоряющее напряжение $U_0 = 20$ кВ, напряжение на коллекторе $U_{ок} = 10$ кВ. Ток катода $I_{ок} = 2,25$ А. Внутренний радиус труб $a = 1,2$ см, протяженность бессеточных зазоров резонаторов $d = 2,4$ см. Минимальное значение радиуса электронного потока (в середине зазора резонаторов) $b_{min} = 0,4$ см и максимальное (в середине пролетных труб) $b_{max} = 0,6 \div 0,8$ см. Охлаждение воздушное, для эффективности которого на пролетных трубах и коллекторе имеются ребра, хорошо видные на рис. 7.5. Перестройка резонаторов обеспечивалась в диапазоне 470—630 МГц при средней частоте усиливаемого сигнала $f_0 = 550$ МГц. Полоса усиливаемых частот на уровне 1 дБ 8 МГц. Максимальная выходная мощность в непрерывном режиме $P_{вых} = 15$ кВт при мощности возбуждения 10 Вт, т. е. коэффициент усиления по мощности $\mu_p = 1500$ или 32 дБ. Величина к. п. д. с учетом эффекта рекуперации при коэффициенте токопрохождения $\delta = 0,7$ будет

$$\eta = \frac{P_{вых}}{(1-\delta) I_{ок} U_0 + \delta I_{ок} U_{ок}} = \frac{15 \cdot 10^3}{(1-0,7) \cdot 2,25 \cdot 20 \cdot 10^3 + 0,7 \cdot 2,25 \cdot 10 \cdot 10^3} = 0,51.$$

Электростатическая периодическая фокусировка, для осуществления которой между резонаторами размещаются электростатические линзы, представляется более перспективной по сравнению с магнитной фокусировкой. Схема клистрона с периодической электростатической фокусировкой приведена на

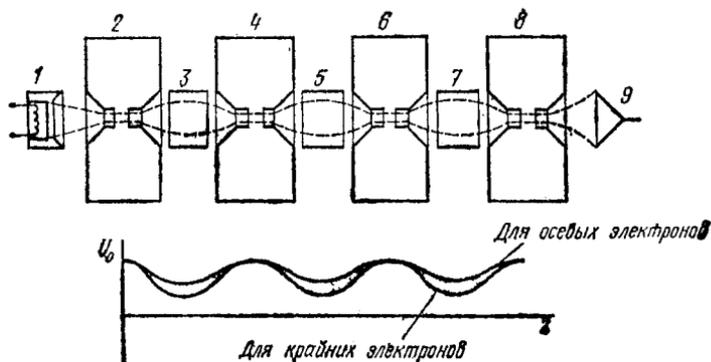


Рис. 7.9. Схема конструкции клистрона с периодической электростатической фокусировкой и изменение потенциала вдоль его оси

рис. 7.9, где 1 — электронная пушка; 2, 4, 6 и 8 — объемные резонаторы; 3, 5 и 7 — электроды с потенциалом катода, которые вместе с боковыми стенками резонаторов создают электростатические линзы; 9 — коллектор. Пунктирными линиями отображена получающаяся форма электронного потока, а на нижней его части показано изменение потенциала по оси электронного потока для осевого и крайнего электронов. Как видно из последних кривых, осевые электроны проходят область более высоких значений потенциала, чем крайние. Так как осевые электроны получают в зазорах резонаторов меньшую скоростную модуляцию и больше удалены от окружающего электронного потока экрана, то в обычных клистронах группирование по сечению потока идет неравномерно: процесс группирования крайних электронов проходит более интенсивно, а электронное уплотнение приобретает бочкообразную форму. В клистроне же с периодической фокусировкой движение крайних электронов в области с более низким потенциалом приводит к их замедлению, что увеличивает объемный заряд и уменьшает интенсивность группирования. В результате в клистроне с периодической электростатической фокусировкой оно происходит более равномерно по сечению, чем в обычных клистронах. Но этим не исчерпываются дополнительные преимущества клистронов с периодической фокусировкой. Дело в том, что понижение потенциала в области линзы существенно меняет собственную частоту колебаний электронного потока. Это создает определенный параметрический эффект, который при максимальном усилении увеличивает усиление по мощности на 3—4 дБ на один каскад [42]. При этом процесс «под-

качки» происходит за счет уменьшения постоянной скорости электронов и поясняется следующим образом. Электронное уплотнение, образующееся за счет процесса группирования,

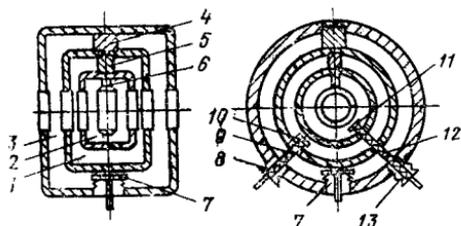


Рис. 7.10. Многочастотный резонатор: 1, 2, 3 — двухзазорные резонаторы; 4, 5, 6 — металлические перемычки, расположенные в эквипотенциальных точках; 7, 10, 11 — элементы настройки; 8, 13 — сильфоны; 9, 12 — диэлектрические стержни

снижает дополнительно потенциал в области линзы, а вместе с тем и скорость электронов. Так как основная масса электронов находится в уплотнении, то в результате снижается и среднее значение скорости всех электронов. Возможность такого параметрического эффекта применительно к обычному пролетному клистрону рассматривалась в [15]. Однако эффект значительно уси-

ливается в клистроне с периодической фокусировкой. Здесь сильное увеличение постоянной составляющей объемного заряда за счет снижения постоянного потенциала в области линзы делает дополнительное снижение потенциала за счет получающегося при группировании электронного уплотнения более существенным. К сожалению, большой эффект радиальной скоростной модуляции в щели предпоследнего резонатора существенно снижает токoproхождение в клистронах с периодической электростатической фокусировкой. Это заставляет прибегать к замене ее в последней пролетной трубе обычной магнитной фокусировкой с помощью соленоида.

Изложенное относится к клистроном с резонаторами только на основную частоту сигнала. Для применения метода автомодуляции на удвоенной частоте необходимо ввести дополнительные резонаторы на удвоенную частоту, которые могут образовывать совместно с ближайшими резонаторами на основную частоту указанные ранее совокупности резонаторов. Однако для сокращения длины прибора можно вместо двух отдельных резонаторов на основную и удвоенную частоты применить один многочастотный резонатор, который может работать одновременно на основной и удвоенной частотах. Один из типов многочастотного резонатора [43], приведенный на рис. 7.10, представляет собой несколько двухзазорных резонаторов, размещенных один внутри другого. Этот резонатор может настраиваться на первую, вторую и третью гармоники сигнала для подбора необходимой формы кривой скоростной модуляции. Отметим, что для осуществления метода автомодуляции на удвоенной частоте достаточно иметь конструкцию из двух размещенных один внутри другого резонаторов. Применение многочастотных резонаторов существенно уменьшит длину клистрона, что положительно скажется и на требованиях к системе, фокусирующей электронный поток.

7.2.1. Проектирование пролетных клистронов

Проектирование пролетных клистронов складывается из проектирования электронно-оптической системы, резонаторов и процессов в электронном потоке. Вопросы электронной оптики являются предметом подробного изучения в соответствующем курсе того же названия. В курсе техники сверхвысоких частот дается теория и расчет резонаторов. Однако небольшой материал по расчету резонаторов все же приводится в приложении III для удобства пользования данной книгой, так как при проектировании процессов в электронном потоке необходимы данные применяемых резонаторов.

Проектирование процессов в электронном потоке пролетного клистрона следует начать с установления исходных данных.

Необходимая выходная мощность $P_{\text{вых}}$ и среднее значение частоты усиливаемого сигнала f_0 всегда имеются в задании на проектируемый прибор. Задаваясь, далее, реально достижимым значением полного к. п. д. η , определим ориентировочное значение мощности питания клистрона $P_{\text{ок}} = I_{\text{ок}} U_0 = I_0 U_0 / \delta = P_{\text{вых}} / \eta$.

Таким образом, оказывается известным произведение $I_0 U_0 = \delta P_{\text{вых}} / \eta$. Отношение тех же величин $I_0 U_0$ можно связать с широкополосностью клистрона. Действительно, при синхронной настройке клистрона полоса усиливаемых частот будет зависеть от полосы пропускания резонаторов, равной $\Delta f = f_0 / 2Q$. Таким образом, целесообразно проектировать клистроны, которые могут работать при низких значениях добротности резонаторов $Q = R_n / \rho$, где ρ — волновое сопротивление. Считая величину ρ заданной выбором конструкции резонатора, приходим к выводу, что возможность использования резонаторов с малым Q определяется возможностью использования малых нагрузочных сопротивлений R_n . Это возможно при больших токах и малых ускоряющих напряжениях, так как именно в этом случае можно получить на резонаторах с низким нагрузочным сопротивлением амплитуду переменного напряжения, сопоставимую с ускоряющим напряжением. Таким образом, получение более широкой полосы усиливаемых сигналов требует увеличения отношения I_0 / U_0 . Однако в практике проектирования клистронов удобнее использовать в качестве параметра не это отношение, а так называемый микропервеанс, равный $p_1 = 10^6 \frac{I_0}{U_0^{3/2}}$. Увеличение микропервеанса ведет к увели-

чению отношения I_0 / U_0 и дает возможность работать с резонаторами с более низким значением добротности Q . В современных многорезонаторных клистронах величина микропервеанса варьируется обычно в пределах $p_1 = 0,25 \div 4$ мкА/В^{3/2}. Задаваясь значением p_1 , которое одновременно определяет проектирование фокусирующей электронной поток системы, можно получить обоснованный выбор величин I_0 и U_0 . Для этого надо составить уравнения

$$I_0 U_0 = \delta P_{\text{max}} / \eta, \quad I_0 / U_0^{3/2} = 10^{-6} p_1.$$

Решая их совместно, получим

$$U_0 = 252 \left(\frac{\delta P_{\text{вых}}}{\eta \rho_1} \right)^{2/5} \text{ В}, \quad (7.1)$$

$$I_0 = 3,98 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\delta P_{\text{вых}}}{\eta} \right)^{3/5} \rho_1^{2/5} \text{ А}. \quad (7.2)$$

Найдя величины ускоряющего напряжения и тока, обратимся к проектированию пролетных труб, внутренний диаметр которых можно определить так. Как показал С. А. Зусмановский, для получения малой неоднородности скоростной модуляции по сечению электронного потока следует выбирать угол пролета $\zeta_{a0} = \frac{\omega a}{v_0} \ll 1$. Как уже указывалось в 6.2.2, эту величину выбирают в пределах $\zeta_{a0} = 0,4 + 1,0$. Выбрав значение ζ_{a0} по заданной частоте f_0 , найдем внутренний радиус пролетной трубы

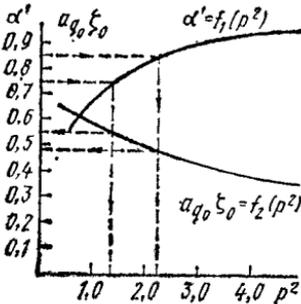


Рис. 7.11. Результаты численного интегрирования уравнения (5.16а)

$$a = \frac{\zeta_{a0}}{2\pi f_0} v_0. \quad (7.3)$$

Определим оптимальную длину последней пролетной трубы. Группирование в этой трубе определяет не только максимальный ток первой гармоники тока I_{m1} , но и значение остаточной скоростной модуляции, уменьшение которой позволяет увеличивать коэффициент использования ускоряющего напряжения ξ .

Для определения оптимальной длины последней пролетной трубы было проделано численное интегрирование (5.16а) при разных значениях $p = v|_{a0/a_{q0}\zeta_{10}}$ и выборе $a_0 = 0,3$ и такого верхнего предела интегрирования α' , чтобы величина $2 \left(\ln \frac{1}{1-\alpha} - \alpha \right)$ была близка к p^2 . Последнее означает практически почти полное преобразование кинетической энергии скоростной модуляции в потенциальную энергию электронного уплотнения и позволяет, пренебрегая остаточной скоростной модуляцией, принимать $\xi = 1$.

Результаты интегрирования даны на рис. 7.11, где представлены кривые $\alpha' = f_1(p^2)$ и $a_{q0}\zeta_0 = f_2(p^2)$, точки которых получены при указанном пределе интегрирования. Задаваясь величиной α' , можно определить соответствующее значение p^2 и по нему величину $a_{q0}\zeta_0$, задающую протяженность последней пролетной трубы. Так, например, выбрав $\alpha' = 0,85$, получим, как показано на рис. 7.11 стрелками, значения величин $p^2 = 2,25$ и $a_{q0}\zeta_0 = 0,48$. Выбранное значение α' находится за пределами диапазона изменений $\alpha' = 0,3 + 0,8$, для которого была найдена аппроксимация функции $\ln \frac{1}{1-\alpha} - \alpha$ с помощью двучлена и проведено интегрирование

(5.16а) без использования числовых методов. Однако при проектировании приборов для получения оптимального группирования целесообразно выбирать α' несколько больше 0,8. При этом следует иметь в виду, что при сильных сжатиях электронного уплотнения возможно появление перегона электронных слоев, когда из-за отклонения кривой скоростной модуляции от потребной для равномерного сближения слоев крайние слои могут перегнать внутренние слои и перестать определять его протяженность. Это не наблюдается при скоростной модуляции синусоидального характера, когда на концах полупериода, определяющего область группирования, нарастание величины скоростной модуляции замедляется и перегон возникает вблизи центра электронного уплотнения. Иначе обстоит дело в случае применения метода автомодуляции на удвоенной частоте, который будет рассмотрен особо.

В случае клистрона с резонаторами только на основную частоту и достижении относительного смещения в зазоре предпоследнего резонатора, равного $\alpha_0=0,3$, и выборе $\alpha'=0,85$ имеем, как это следует из рис. 7.11, величину $a_{q0}\zeta_0=0,48$. Отсюда следует, что учитывая равенство $\zeta_0(n-1)=\frac{\omega l(n-1)}{v_0}$, можно длину последней пролетной трубы определить так:

$$l_{n-1}=\frac{v_0}{\omega} \frac{0,48}{\alpha_{q0}}=0,48 \frac{v_0}{\omega a_{q0}}. \quad (7.4)$$

Для определения оптимальной длины остальных пролетных труб, где имеет место линейное группирование, следует учесть, что оно достигает максимума при $a_{q0}\zeta_0=\pi/2$. Отсюда следует, что пролетные трубы, предшествующие последней, должны быть в $\frac{\pi}{2}/0,48=3,27$ раз длиннее последней. Однако учитывая, что при больших значениях $a_{q0}\zeta_0$, начинающих приближаться к $\pi/2$, величина $\sin a_{q0}\zeta_0$ слабо возрастает, можно выбирать длину пролетных труб, предшествующих последней, полагая $a_{q0}\zeta_0=\pi/4$. Это делает конструкцию клистрона менее протяженной и облегчает конструирование системы фокусировки электронного потока. Кроме того, укорочение пролетных труб в первых каскадах и размещение за счет этого большего числа промежуточных резонаторов всегда дает выигрыш в коэффициенте усиления по мощности.

Знание внутреннего радиуса пролетных труб дает основание и для рационального выбора протяженности бессеточных зазоров в резонаторах. Действительно, обращаясь к рис. 6.8, можно установить, что отношение эффективной протяженности зазора, учитывающей распространение поля внутрь пролетных труб, к реальной протяженности зазора имеет наименьшее значение при $d/a=\approx 0,8$. На этом основании оптимальное значение $d=0,8a$, которое и следует использовать при проектировании. Знание величины d дает исходные данные для проектирования резонаторов. Отметим, что определение a задает оптимальные значения длины пролетных труб и зазоров в резонаторах.

Кроме указанных величин отдаваемой мощности $P_{\text{вых}}$ и среднего значения частоты усиливаемых сигналов f_0 , которые уже были использованы, в задании на проектирование пролетного многорезонаторного клистрона могут содержаться величина коэффициента усиления по мощности μ_p и полоса усиливаемых частот $2|\Delta f|$. Рассмотрим возможность использования этих данных при проектировании.

Пусть необходимо спроектировать пролетный многорезонаторный клистрон для узкополосного усиления с заданным μ_p . Тогда кроме указанных расчетов надо узнать, какое число резонаторов n должен иметь клистрон для получения необходимого μ_p . Для узкополосного случая, когда все резонаторы, кроме предпоследнего, не расстраиваются, можно принять $\varnothing_1 = \varnothing_2 = \dots = \varnothing_{n-2} = 0$. Далее следует положить, как это бывает на практике, длины всех пролетных труб, предшествующих последней, равными, т. е. $l_1 = l_2 = \dots = l_{n-2}$. Используя это предположение в (6.88) и деля последнее на (6.87), получим коэффициент усиления по мощности всех каскадов, кроме последнего, равным

$$\frac{\mu_p}{\mu_p(n-1)} = \frac{1}{2} \left(\frac{M_i^2 G_0 R_H}{2a_{q0}} \right)^{2n-4} (\sin a_{q0} \zeta_0)^{2n-4} \cos \varnothing_{(n-1)}. \quad (7.5)$$

Это выражение позволяет по значению мощности возбуждения $P_{\text{вх}} = P_{\text{вых}}/\mu_p$ определить мощность в предпоследнем $(n-1)$ -м резонаторе

$$P_{(n-1)} = \frac{1}{2} \left(\frac{M_i^2 G_0 R_H}{2a_{q0}} \right)^{2n-4} (\sin a_{q0} \zeta_0)^{2n-4} \cos \varnothing_{n-1} \frac{P_{\text{вых}}}{\mu_p},$$

и, сопоставляя с выражением для той же мощности через величину $X_{(n-2)}$, полученным в 6.3.6, можно после соответствующих сокращений получить уравнение

$$(M_i^2 G_0 R_H)^{2n-5} \left(\frac{\sin a_{q0} \zeta_0}{2a_{q0}} \right)^{2n-4} = X_{n-2}^2 \frac{P_0 \mu_p}{P_{\text{вых}}} = X_{(n-2)}^2 \frac{\delta \mu_p}{\eta}. \quad (7.6)$$

Логарифмируя это уравнение и разрешая его относительно n , найдем

$$n = \frac{1}{2} \frac{\lg \left[X_{(n-2)}^2 \frac{\delta \mu_p}{\eta} \right] + 5 \lg (M_i^2 G_0 R_H) + 4 \lg \left(\frac{\sin a_{q0} \zeta_0}{2a_{q0}} \right)}{\lg (M_i^2 G_0 R_H) + \lg \left(\frac{\sin a_{q0} \zeta_0}{2a_{q0}} \right)}. \quad (7.7)$$

Эта формула позволяет определить число резонаторов n , необходимое для получения заданного коэффициента усиления по мощности μ_p . Если величина n оказывается не целым числом, ее следует дополнить до ближайшего целого числа. При этом избыток усиления по мощности всегда может быть скомпенсирован расстройкой промежуточных резонаторов.

Обратимся теперь к случаю, когда применяется метод автомодуляции на удвоенной частоте. Из рис. 6.21 видно, что суммарная кривая скоростной модуляции имеет меньшую крутизну вблизи будущего центра электронного уплотнения. Это объясняется тем, что в этой области скоростная модуляция удвоенной частоты имеет обратный знак по отношению к скоростной модуляции основной частоты. Отсюда следует необходимость при значительном увеличении α проверить, не произойдет ли перегон крайними слоями внутренних слоев электронного уплотнения.

Рассмотрим этот вопрос применительно приведенному ранее выбору $\alpha' = 0,85$. Наибольшее уменьшение суммарной скоростной модуляции происходит в точках, отстоящих от центра электронного уплотнения, где $\omega t_0'' = \omega t_0' - \zeta = 3\pi/4$, на расстоянии $\pm \pi/4$, где располагается первый от центра уплотнения максимум скоростной модуляции удвоенной частоты. В этих точках абсолютное значение суммарной скоростной модуляции на основании (6.80) будет

$$|v_{\Sigma}|_{\omega t_0'' = \frac{3}{4}\pi \pm \frac{\pi}{4}} = \left| \mp v_1 \sin \frac{\pi}{4} \pm v_2 \sin \frac{\pi}{2} \right| = 0,705v_1 - v_2$$

или при $v_2 = 0,5v_1$

$$|v_{\Sigma}|_{\omega t_0'' = \frac{3}{4}\pi \pm \frac{\pi}{4}} = 0,205v_1.$$

Эта величина значительно меньше той, которая была бы при линейном изменении скоростной модуляции. Максимальная скоростная модуляция при $v_2 = 0,5v_1$ достигается на расстоянии $\Delta = \frac{2}{3}\pi$ от центра и равна $v_{y \max} = 0,866(v_1 + v_2) = 1,3v_1$. Отсюда следует, что значение скоростной модуляции при ее линейном изменении в точке, отстоящей на $\pi/4$ от центра уплотнения, должно было быть равным

$$v_{\Sigma} = 1,3v_1 \frac{\frac{\pi}{4}}{\frac{2}{3}\pi} = 0,488v_1 > 0,205v_1.$$

Этот результат показывает, что слой электронов с $\omega t_0'' = \frac{3}{4}\pi \times \pi \pm \frac{\pi}{4}$ будет запаздывать, хотя еще и не ясно, перегонит ли его крайний слой. Последний будет находиться при $\alpha' = 0,85$ на расстоянии $(1 - \alpha') \frac{2}{3}\pi = (1 - 0,85) \frac{2}{3}\pi = 0,1\pi$ от центра уплотнения. Для определения расстояния слоя с $\omega t_0'' = \frac{3}{4}\pi \pm \frac{\pi}{4}$ обратимся

к (5.17). Эта формула справедлива при $0,3 \leq \alpha' \leq 0,8$. Как следует из неравенства $0,488v_1 > 0,205v_1$, можно ожидать, что верхний предел не будет нарушен. Будем принимать $\alpha_0 = 0,3$ и для ужесточения оценки пренебрежем уменьшением скоростной модуляции при изменении α от $\alpha = 0$ до $\alpha = 0,3$. Тогда формулу (5.17) можно применить со значением $v_2 = 0,205v_1$, где величину v_1 можно определить так. Зная выбранное для крайних слоев значение $p = \sqrt{2,25} = 1,5$, будем иметь

$$p = 1,5 = \frac{1,3v_1}{a'_{q0} \frac{2}{3} \pi}$$

откуда

$$v_1 = 2,42a'_{q0}$$

Для слоя $\omega l_0'' = \frac{3}{4} \pi \pm \frac{\pi}{4}$ получим $v_2 = 0,205v_1 = 0,205 \cdot 2,42a_{q0} = 0,495a_{q0}$ и

$$p = \frac{v_2}{a_{q0} \frac{\pi}{4}} = \frac{0,495a_{q0}}{a_{q0} \frac{\pi}{4}} = 0,631.$$

Обращаясь к (5.17) и вводя в него значения $p = 0,631$ и $a'_{q0} \xi_0 = 0,48$, имеем

$$\begin{aligned} \alpha' &= \frac{p}{1,78} \sin \left\{ 1,78a'_{q0} \xi_0 + \arcsin \left[\frac{1,78}{p} (0,3 - 0,034) \right] \right\} + 0,034 = \\ &= \frac{0,631}{1,78} \sin \left\{ 1,78 \cdot 0,48 + \arcsin \left[\frac{1,78}{0,631} \cdot 0,266 \right] \right\} + 0,034 = 0,385. \end{aligned}$$

При этом расстояние слоя от центра $(1 - \alpha') \frac{\pi}{4} = (1 - 0,385) \frac{\pi}{4} = 0,154\pi > 0,1\pi$. Таким образом, даже при пренебрежении уменьшением скоростной модуляции при изменении относительного смещения от $\alpha = 0$ до $\alpha = 0,3$ крайние слои перегонят слой с $\omega l_0'' = \frac{3}{4} \pi \pm \frac{\pi}{4}$. Это приводит к нарушению исходных положений расчета, который основывается на предположении, что протяженность электронного уплотнения определяется положением крайних слоев*. Однако дело не только в этом. При перегоне ослабляются силы продольного расталкивания, подавляющие скоростную модуляцию, что необходимо для получения эффективного торможения электронов в выходном резонаторе и высокого к. п. д.

Избежать вредного явления перегона крайними слоями внутренних слоев можно, если ограничить действие второй совокуп-

* При $\alpha' = 0,75$ проверка показывает, что явление перегона еще не происходит.

ности резонаторов только предварительным сжатием электронного уплотнения и применить для окончания процесса группирования дополнительный резонатор на основную частоту. Для того чтобы сделать это возможным, надо уменьшить протяженность электронного уплотнения с $\frac{4}{3}\pi$ до значения, равного или меньшего π . При этом необходимое относительное смещение может быть найдено из выражения $(1 - \alpha') \frac{2}{3}\pi \leq \frac{\pi}{2}$, откуда $\alpha' \geq 0,25$.

Выберем $\alpha' = 0,3$, что ограничит группирование под действием суммарной скоростной модуляции от совокупности резонаторов на основную и удвоенную частоты областью линейного приближения. При этом согласно (5.15)

$$v_{\Sigma}^2|_{\alpha_0} - v_{\Sigma}^2|_{\alpha'} = a_{q0}'^2 \Delta^2 \alpha'^2$$

и в соответствии с линейным приближением

$$v_{\Sigma}|_{\alpha'} = v_{\Sigma}|_{\alpha_0} \cos a_{q0}' \zeta_0.$$

Решая приведенные уравнения совместно относительно $v_{\Sigma}|_{\alpha_0}$ и $v_{\Sigma}|_{\alpha'}$, получим

$$\left. \begin{aligned} v_{\Sigma}|_{\alpha_0} &= \frac{a_{q0}' \Delta}{\sin a_{q0}' \zeta_0} \alpha'; \\ v_{\Sigma}|_{\alpha'} &= a_{q0}' \Delta \alpha' \operatorname{ctg} a_{q0}' \zeta_0. \end{aligned} \right\} \quad (7.8)$$

Если выбрать $a_{q0}' \zeta_0 = \pi/4$, что обеспечивает быстрое нарастание группирования с увеличением угла пролета, то протяженность области группирования под действием суммарной скоростной модуляции от второй совокупности резонаторов будет

$$l_{(n-2)} = \frac{v_0}{\omega} \zeta_0 = \frac{\pi}{4} \frac{v_0}{\omega} \frac{1}{a_{q0}'}. \quad (7.9)$$

Последующее догруппирование с помощью дополнительного сильно расстроенного резонатора в сторону высоких частот должно обеспечить получение относительного смещения $\alpha' = 0,85$ без вредного влияния явления перегона. Обращаясь к рис. 7.11, находим для $\alpha' = 0,85$ значения $p^2 = (v/a_{q0}' \zeta_0)^2 = 2,25$ и $a_{q0}' \zeta_0 = 0,48$. Отсюда необходимая скоростная модуляция при $\zeta_{t0} = (1 - \alpha') \frac{2}{3}\pi = (1 - 0,3) \frac{2}{3}\pi = 1,47$:

$$v = 1,5 \zeta_{t0} a_{q0}' = 1,5 \cdot 1,47 a_{q0}' = 2,2 a_{q0}', \quad (7.10)$$

а протяженность области группирования

$$l_{(n-1)} = 0,48 \frac{v_0}{\omega a'_{q0}}, \quad (7.4a)$$

что отличается от (7.4) заменой a_{q0} на a'_{q0} .

Формулы (7.9) и (7.4a) дают необходимые значения протяженностей областей группирования после второй совокупности резонаторов и дополнительного резонатора на основную частоту. Для того чтобы закончить материал по выбору протяженностей областей группирования при методе автомодуляции на удвоенной частоте, уточним вопрос о протяженности области группирования между первой и второй совокупностями резонаторов. Согласно (6.70a)

$$X_1 = X_2 = \frac{v_1 \sin a_{q0} \zeta_0}{a_{q0}} = 0,48.$$

Если выбрать $a_{q0} \zeta = \pi/4$, то можем получить следующие значения коэффициентов скоростной модуляции и расстояния между совокупностями резонаторов:

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \frac{0,48}{\sin \frac{\pi}{4}} a_{q0} = 0,68 a_{q0}, \\ v_2 &= \frac{1}{2} v_1 = 0,34 a_{q0}, \\ l_{(n-3)} &= \frac{v_0}{\omega} \frac{\pi}{4} \frac{1}{a_{q0}} = 0,79 \frac{v_0}{\omega a_{q0}}. \end{aligned} \right\} \quad (7.10a)$$

7.2.2. Проектирование пролетных клистронов при заданной полосе усиливаемых частот

Обратимся теперь к вопросу об обеспечении заданной полосы усиливаемых частот, который рассмотрим применительно к более простому случаю, когда клистрон имеет резонаторы на основную частоту. Усиление такого клистронов определяется (6.88). Расчет коэффициента усиления в широком диапазоне частот с заходом в область перегруппирования в центре полосы, как это иногда бывает при желании максимально расширить полосу усиливаемых частот, не может быть выполнен в простой, удобной для расчетов форме благодаря нелинейности процессов в последней пролетной трубе. Обычно расчеты амплитудно-частотной характеристики многорезонаторного пролетного клистронов производят в линейном приближении [44, 45]. Поэтому следует обратиться к процессам, протекающим до последней пролетной трубы.

Выделяя из (6.88) линейную часть путем деления этого выражения на (6.87), получим для случая $\zeta_{01} = \zeta_{02} = \dots = \zeta_{0(n-1)}$:

$$\frac{\mu_p}{\mu_p(n-1)} = \frac{1}{2} (M_i^2 G_0 R_H)^{2n-4} \left(\frac{\sin a_{q0} \zeta_0}{2a_{q0}} \right)^{2n-4} \times \\ \times \cos \varnothing_1 \cos \varnothing_{n-1} \prod_{i=2}^{n-2} \cos^2 \varnothing_i. \quad (7.11)$$

Полученное выражение можно использовать для определения расстройки резонаторов, необходимой для получения заданной полосы усиливаемых частот. Для удобства его использования произведем некоторые преобразования, после которых запишем (7.11) в следующей форме:

$$\mu_p / \mu_p(n-1) = AF(f), \quad (7.12)$$

где

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} G_0 R_H \frac{\sin a_{q0} \zeta_0}{a_{q0} \zeta_0} \right)^{2n-4} \quad (7.12a)$$

и

$$F(f) = (M_i^2 \zeta_0)^{2n-4} \cos \varnothing_1 \cos \varnothing_{(n-1)} \prod_{i=2}^{n-2} \cos^2 \varnothing_i. \quad (7.12b)$$

В (7.12a) величина $a_{q0} \zeta_0 = \frac{\omega_{q0}}{\omega} \frac{\omega l}{v_0} = F_0^{1/2} \omega_p \tau_c$. При $\zeta_{a0} = 0,8 \div 1,0$ величина F_0 , как видно из (5.8в), не зависит от частоты $f = \omega/2\pi$. Если же $\zeta_{a0} < 0,8$, то следует заменить F_0 на $F_0 \text{ med}$. Тогда согласно (5.24б) при $5,76/\zeta_{a0}^2 \gg 1$ величина $F_0^{1/2} \text{ med}$ будет изменяться прямо пропорционально частоте f . Однако при выборе пролетных труб с величиной $a_{q0} \zeta_0$ значительно меньше $\pi/2$ изменение отношения $\sin a_{q0} \zeta_0 / a_{q0} \zeta_0$ при изменениях частоты усиливаемого сигнала (исходя из реальной практики его следует ограничить так: $|\Delta f| \leq 0,05 f_0$, где f_0 среднее значение частоты сигнала в заданной полосе частот) оказывается малым и при $\zeta_{a0} < 0,8$ и им можно пренебречь. Это дает основание принять величину A за константу.

Обратимся к функции $F(f)$, определяющей амплитудно-частотную характеристику линейных каскадов. Начнем с входящей в нее величины M_i . Для одноззорного резонатора с бессеточным зазором имеем $M = m m_{ab}$. Учитывая выражения для m и m_{ab} , видим, что M сложная функция от частоты усиливаемого сигнала, которая однозначно падает при увеличении частоты. Только в случае двухззорного резонатора, когда $M_s = 2M \sin \frac{\zeta_{L0}}{2}$, можно, выбирая $\zeta_{L0} < \pi$, получить, как было показано в 6.2.3, неизменное значение коэффициента связи в широкой полосе частот. Остановив свое внимание на случае одноззорного резонатора, как более

часто встречающегося, приближенно примем, что изменение величины $M = mm_{ab}$ определяется множителем

$$m = \frac{\sin \frac{\xi_{d0}}{2}}{\frac{\xi_{d0}}{2}}.$$

Тогда, полагая $|\Delta f| \leq 0,05f_0$ и используя равенство $\xi'_{d0} = \xi_{d0} \times (1 + \Delta f/f_0)$, получим

$$\begin{aligned} M' = m' m_{ab} &= m_{ab} \frac{\sin \frac{\xi'_{d0}}{2}}{\frac{\xi'_{d0}}{2}} = m_{ab} m \frac{1 + \frac{\Delta f}{f_0} \frac{\xi_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi_{d0}}{2}}{1 + \frac{\Delta f}{f_0}} \approx \\ &\approx M \left[1 - \left(1 - \frac{\xi_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \frac{\Delta f}{f_0} \right]. \end{aligned}$$

Используя далее равенство $\xi'_0 = \xi_0 \left(1 + \frac{\Delta f}{f_0} \right)$ и полученное выражение для M' , найдем

$$\begin{aligned} (M_i^2 \xi_0)^{2n-4} &= (M^2 \xi_0)^{2n-4} \left\{ \left[1 - \left(1 - \frac{\xi_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \frac{\Delta f}{f_0} \right]^2 \left(1 + \frac{\Delta f}{f_0} \right) \right\}^{2n-4} \approx \\ &\approx (M^2 \xi_0)^{2n-4} \left\{ \left[1 - 2 \left(1 - \frac{\xi_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \frac{\Delta f}{f_0} \right] \left(1 + \frac{\Delta f}{f_0} \right) \right\}^{2n-4} \approx \\ &\approx (M^2 \xi_0)^{2n-4} \left\{ 1 + \left[1 - 2 \left(1 - \frac{\xi_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \right] \frac{\Delta f}{f_0} \right\}^{2n-4} \approx \\ &\approx (M^2 \xi_0)^{2n-4} \left\{ 1 + (2n-4) \left[1 - 2 \left(1 - \frac{\xi_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \right] \frac{\Delta f}{f_0} \right\}. \quad (7.13) \end{aligned}$$

Кроме произведения $M^2 \xi_0$ в функцию $F(f)$ входят еще косинусы от углов расстройки резонаторов. В общем случае угол расстройки резонатора может быть связан с относительной расстройкой $\Delta f/f_0$ соотношением

$$\operatorname{tg} \varnothing = 2Q \frac{\Delta f}{f},$$

где Q — добротность резонатора.

Когда резонатор рассмотрен на величину Δf_p по отношению к f_0 , то истинная его расстройка при отклонении частоты усиленного сигнала от f_0 на Δf будет $\Delta f_p - \Delta f$. При этом для i -го резонатора напишем

$$\operatorname{tg} \varnothing_i = 2Q_i \frac{\Delta f_{pi} - \Delta f}{f_0}.$$

Используя это соотношение, найдем

$$\cos \varnothing_i = \frac{1}{\left[1 + 4Q_i^2 \frac{(\Delta f_{p1} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right]^{1/2}}. \quad (7.14)$$

На основании (7.13) и (7.14) окончательное выражение для функции $F(f)$, определяющей амплитудно-частотную характеристику линейных каскадов, будет

$$F(f) = \frac{B}{\left[1 + 4Q_1^2 \frac{(\Delta f_{p1} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right]^{1/2} \left[1 + 4Q_{(n-1)}^2 \frac{(\Delta f_{p(n-1)} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right]^{1/2}} \times \\ \times \frac{1 + (2n - 4) \left[1 - 2 \left(1 - \frac{\xi_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \right] \frac{\Delta f}{f_0}}{\prod_{i=2}^{n-2} \left[1 + 4Q_i \frac{(\Delta f_{pi} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right]}, \quad (7.15)$$

где $B = (M^2 \xi_0)^{2n-4} = \text{const}$.

Это выражение однозначно определяет амплитудно-частотную характеристику линейных каскадов многорезонаторного клистрона при заданных расстройках резонаторов. Если полоса пропускания входного резонатора достаточно расширена за счет применения связанного с ним дополнительного резонатора, то полоса усиливаемых частот будет задаваться расстройкой промежуточных резонаторов. При этом в знаменателе (7.15) можно опустить множитель

$$\left[1 + 4Q_1^2 \frac{(\Delta f_{p1} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right]^{1/2}$$

В простейшем случае четырехрезонаторного клистрона (7.15) примет вид

$$F(f) = B \frac{1 + 4 \left[1 - 2 \left(1 - \frac{\xi_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi_{d0}}{2} \right) \right] \frac{\Delta f}{f_0}}{\left[1 + 4Q_2 \frac{(\Delta f_{p2} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right] \left[1 + 4Q_3 \frac{(\Delta f_{p3} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right]^{1/2}}. \quad (7.16)$$

Для определения значения расстроек второго и третьего резонаторов, обеспечивающих усиление в заданной полосе частот, можно поступить следующим образом. Полагая в (7.16) $\Delta f = 0$, получим значение отношения $F(f_0)/B$ в центре полосы. Если зна-

чение этого отношения на краях полосы задана коэффициентом Λ , то, подставляя соответствующие значения $\pm|\Delta f|$, получим

$$\frac{1+4 \left[1-2 \left(1-\frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) \right] \frac{|\Delta f|}{f_0}}{\left[1+4Q_2 \frac{(\Delta f_{p2}-|\Delta f|)^2}{f_0^2} \right] \left[1+4Q_3 \frac{(\Delta f_{p3}-|\Delta f|)^2}{f_0^2} \right]^{1/2}} = \frac{\Delta F(f_0)}{B}, \quad (7.17)$$

$$\frac{1-4 \left[1-2 \left(1-\frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) \right] \frac{|\Delta f|}{f_0}}{\left[1+4Q_2 \frac{(\Delta f_{p2}+|\Delta f|)^2}{f_0^2} \right] \left[1+4Q_3 \frac{(\Delta f_{p3}+|\Delta f|)^2}{f_0^2} \right]^{1/2}} = \frac{\Delta F(f_0)}{B}. \quad (7.18)$$

Совместное решение этих уравнений дает необходимые значения расстроек Δf_{p3} и Δf_{p2} . Однако после нахождения этих значений необходима проверка по (6.88) для $f=f_0$ получающегося коэффициента усиления. Если значение коэффициента окажется ниже заданного, то это означает, что четырехрезонаторный клистрон не обеспечивает необходимую полосу частот и необходим переход к клистрону с большим числом резонаторов.

В заключение отметим, что использование для расчетов ЭВМ позволяет рассчитывать кривые для разных расстроек промежуточных резонаторов и таким образом подбирать необходимую форму амплитудно-частотной характеристики линейных каскадов. Учитывая, что последний, нелинейный каскад имеет относительно небольшое усиление по мощности, следует считать определение амплитудно-частотной характеристики линейных каскадов решающим для определения полосовых свойств пролетного многорезонаторного клистрона.

§ 7.3. Примеры проектирования клистронов

Пример 9. Проектирование многорезонаторного пролетного клистрона. Заданы: выходная мощность $P_{\text{вых}}=16$ кВт, к. п. д. $\eta=0,40$, коэффициент усиления по мощности $\mu_p=10^4$, средняя частота в полосе усиливаемых сигналов $f_0=550$ МГц и полоса усиливаемых сигналов $2\Delta f=6,0$ МГц при ослаблении на краях полосы по мощности на 50 %, т. е. при $\Lambda=0,5$ или 3 дБ. Определить ускоряющее напряжение U_0 , токи I_0 и $I_{0к}$, внутренний радиус пролетных труб a , оптимальную длину последней пролетной трубы $l_{(n-1)}$, число резонаторов n и необходимую расстройку резонаторов.

Выбирая коэффициент токопрохождения равным $\delta=0,95$ и микропереванс $p_1=0,7$, по (7.1) и (7.2) можно найти величину ускоряющего напряжения и ток:

$$U_0 = 252 \left(\frac{\delta P_{\text{вых}}}{\eta p_1} \right)^{2/5} = 252 \left(\frac{0,95 \cdot 16 \cdot 10^3}{0,4 \cdot 0,7} \right)^{2/5} = 1,97 \cdot 10^4 \approx 20 \text{ кВ};$$

$$I_0 = 3,98 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\delta P}{\eta} \right)^{3/5} p_1^{2/5} = 3,98 \cdot 10^{-3} \left(\frac{0,95 \cdot 16 \cdot 10^3}{0,4} \right)^{3/5} \cdot 0,7^{2/5} = 1,93 \approx 1,9 \text{ А}$$

По величине I_0 и выбранному значению δ найдем:

$$I_{0к} = I_0 / \delta = 1,9 / 0,95 = 2,0 \text{ А.}$$

Далее выберем приведенный угол равным $\zeta_{a0}=0,4$. Тогда на основании (7.3) величина внутреннего радиуса пролетных труб

$$a = \frac{\zeta_{a0}}{2\pi f_0} v_0 = \frac{0,4}{2\pi \cdot 5,5 \cdot 10^8} 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{20\,000} = 0,97 \text{ см.}$$

Полагая $b=0,8 a$, можем найти плотность постоянного тока в пролетной трубе

$$j_0 = \frac{I_0}{\pi b^2} = \frac{1,9}{\pi (0,8 \cdot 0,97)^2} = 1,01 \text{ А/см}^2$$

и частоту колебаний электронного потока бесконечного сечения по (5.7а):
 $\omega_p = 1,83 \cdot 10^{10} j_0^{1/2} U_0^{-1/4} = 1,83 \cdot 10^{10} \cdot 1,01^{1/2} \cdot (20\,000)^{-1/4} = 1,55 \cdot 10^9$.

При определении собственной частоты колебаний с учетом конечности сечения электронного потока для $\zeta_{a0}=0,4$ следует использовать (5.24б):

$$F_{0 \text{ мед}} = 2,56 \frac{J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \right)}{1 + 5,76/\zeta_{a0}^2} = 2,56 \frac{J_1^2 (2,4 \cdot 0,8)}{1 + 5,76/0,4^2} = 0,0232.$$

Зная $F_{0 \text{ мед}}$, найдем

$$\omega_{q0} = F_{0 \text{ мед}}^{1/2} \omega_p = 0,0232^{1/2} \cdot 1,55 \cdot 10^9 = 2,36 \cdot 10^8$$

и можем получить следующее значение параметра электростатического расталкивания:

$$a_{q0} = \frac{\omega_{q0}}{\omega} = \frac{2,36 \cdot 10^8}{2\pi \cdot 5,5 \cdot 10^8} = 0,0683.$$

Далее, задавшись $\alpha' = 0,85$, на основании (7.4) определим протяженность последней пролетной трубы

$$l_3 = 0,48 \frac{v_0}{\omega a_{q0}} = 0,48 \frac{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{20\,000}}{2\pi \cdot 5,5 \cdot 10^8 \cdot 0,0683} = 17 \text{ см.}$$

Длины предшествующих пролетных труб найдем из условия $a_{q0} \zeta_0 = \pi/4$, что дает

$$l_1 = l_2 = \frac{\pi}{4} \frac{v_0}{\omega a_{q0}} = \frac{\pi}{4} \frac{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{20\,000}}{2\pi \cdot 5,5 \cdot 10^8 \cdot 0,0683} = 27,9 \text{ см.}$$

Соответствующий угол пролета $\zeta_0 = \frac{\omega l_1}{v_0} = \frac{2\pi \cdot 5,5 \cdot 10^8 \cdot 27,9}{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{20\,000}} = 11,5 \text{ рад.}$

На основании (7.7) получим число резонаторов. Для этого надо знать величину коэффициента связи электронного потока с резонатором M , проводимость по постоянному току G_0 , сопротивление резонатора R_H и угол пролета в пролетных трубах ζ_0 .

Для определения $M_l = M = mm_{ab}$ кроме величины ζ_{a0} необходимо знать величину $\zeta_{d0} = \omega d / U_0$, где d — протяженность зазора резонатора. В § 7.2 было указано, что оптимальное значение $d/a = 0,8$. Последнее дает $d = 0,8 \cdot 0,97 = 0,775$ см и соответственно $\zeta_{d0} = \frac{\omega d}{v_0} = \frac{d}{a} \frac{\omega a}{v_0} = \frac{d}{a} \zeta_{a0} = 0,8 \cdot 0,4 = 0,32$.

При найденных значениях

$$\zeta_{d0} = 0,32, \quad \zeta_{a0} = 0,4 \text{ и } \zeta_{b0} = 0,8 \cdot 0,4 = 0,32;$$

$$m = \frac{\sin \frac{\zeta_{d0}}{2}}{\frac{\zeta_{d0}}{2}} = \frac{\sin 0,16}{0,16} = 0,994,$$

$$m_{ab} = \frac{2I_1(\zeta_{b0})}{\zeta_{b0}I_0(\zeta_{a0})} = \frac{2I_1(0,32)}{0,32I_0(0,4)} = 0,973,$$

откуда $M = 0,994 \cdot 0,973 = 0,97$.

Величина проводимости постоянного тока $G_0 = I_0/U_0 = 1,9/20\,000 = 0,95 \times 10^{-4}$ см. Труднее обстоит дело с величиной сопротивления ненагруженного резонатора, так как это требует его проектирования. К сожалению, точность определения собственных потерь в резонаторе недостаточно велика и расчетные значения $R_{\text{н}}$ значительно превосходят реально получающиеся. При мощных клистронах в качестве первого приближения можно принять

$$R_{\text{н}} = \frac{1}{1/R_{0e} + G_e} \approx \frac{1}{G_e}.$$

Обращаясь к (6.296), найдем

$$\begin{aligned} \Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) &= \frac{1}{2} M^2 \left[\left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) + \left(\frac{\zeta_{a0}^2}{\sqrt{4 + \zeta_{a0}^2}} - \frac{\zeta_{b0}^2}{4} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{2} 0,97^2 \left[(1 - 0,16 \operatorname{ctg} 0,16) + \left(\frac{0,40^2}{\sqrt{4 + 0,40^2}} - \frac{0,32^2}{4} \right) \right] = 0,0292 \end{aligned}$$

и по (6.29) получим

$$G_e = \Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) G_0 = 0,0292 \cdot 0,95 \cdot 10^{-4} = 2,78 \cdot 10^{-6}.$$

Это дает

$$R_{\text{н}} \approx \frac{1}{G_e} = \frac{1}{2,78 \cdot 10^{-6}} = 360 \cdot 10^3 \text{ Ом.}$$

При $f_0 = 550$ МГц можно получить волновое сопротивление $\rho = 100$ Ом и ненагруженную добротность $Q = 2000$, что дает $R_{0e} = Q\rho = 2000 \cdot 100 = 200 \times 10^3$ Ом. Последняя величина сопоставима с найденной $\frac{1}{G_e} = 360 \cdot 10^3$ Ом, что является результатом выбора малых значений ζ_{d0} , ζ_{a0} и ζ_{b0} . В этом случае

$$R_{\text{н}} = \frac{1}{1/R_{0e} + G_e} = \frac{1}{1/(2 \cdot 10^5) + 2,78 \cdot 10^{-6}} = 128,5 \cdot 10^3 \text{ Ом,}$$

и новое значение добротности $Q' = \frac{R_{\text{н}}}{\rho} = \frac{128,5 \cdot 10^3}{100} = 1285$.

Из ограничения линейностью процесса группирования в пролетных трубах, предшествующих последней, можно принять, что в предпоследней пролетной трубе достигается относительное смещение $\alpha' = 0,3$ и соответственно параметр группирования $X_2 = \frac{\pi}{2} \alpha' = \frac{\pi}{2} \cdot 0,3 = 0,47$.

Зная все величины, входящие в (7.7), получим

$$n = \frac{1}{2} \frac{\lg \left[X_2^2 \frac{\delta \mu_p}{\eta} \right] + 5 \lg (M_i^2 G_0 R_H) + 4 \lg \frac{\sin \alpha_{q_0} \tau_{00}}{2a_{q_0}}}{\lg (M_i^2 G_0 R_H) + \lg \frac{\sin \alpha_{q_0} \tau_{00}}{2a_{q_0}}}$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\lg \left(0,47^2 \frac{0,95 \cdot 10^4}{0,4} + 5 \lg (0,97^2 \cdot 0,95 \cdot 10^{-4} \cdot 12,85 \cdot 10^4) + 4 \lg \frac{\sin \frac{\pi}{4}}{2 \cdot 0,0683} \right)}{\lg (0,97^2 \cdot 0,95 \cdot 10^{-4} \cdot 12,85 \cdot 10^4) + \lg \frac{\sin 0,48}{2 \cdot 0,0683}} = 3,44.$$

Дополняя число резонаторов до целого числа, можем взять $n=4$.

Обратимся теперь к расчету необходимых расстроек резонаторов для получения усиления в заданной полосе частот. Если входной и выходной резонаторы обладают достаточно большой полосой пропускания, что может быть обеспечено связью с дополнительными пассивными, т. е. невзаимодействующими с электронным потоком, резонаторами, то получающаяся полоса усиливаемых частот определяется только двумя промежуточными резонаторами. Необходимую расстройку этих резонаторов (см. 7.2.1) находят из совместного решения уравнений

$$\frac{1 + 4 \left[1 - 2 \left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) \right] \left| \frac{\Delta f}{f_0} \right|}{\left[1 + 4Q_3^2 \frac{(\Delta f_{p3} - |\Delta f|)^2}{f_0^2} \right]^{1/2} \left[1 + 4Q_2^2 \frac{(\Delta f_{p2} - |\Delta f|)^2}{f_0^2} \right]} = \frac{\Delta F(f_0)}{B}, \quad (7.17)$$

$$\frac{1 - 4 \left[1 + 2 \left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) \right] \left| \frac{\Delta f}{f_0} \right|}{\left[1 + 4Q_3^2 \frac{(\Delta f_{p3} + |\Delta f|)^2}{f_0^2} \right]^{1/2} \left[1 + 4Q_2^2 \frac{(\Delta f_{p2} + |\Delta f|)^2}{f_0^2} \right]} = \frac{\Delta F(f_0)}{B}, \quad (7.18)$$

где согласно (7.16)

$$F(f_0) = B \frac{1}{\left[1 + 4Q_3^2 \left(\frac{\Delta f_{p3}}{f_0} \right) \right]^{1/2} \left[1 + 4Q_2^2 \left(\frac{\Delta f_{p2}}{f_0} \right) \right]}, \quad (7.16a)$$

Оценим для рассматриваемого случая некоторые входящие в эти формулы величины. При $\zeta_{d0} = 0,32$ имеем $1 - 0,16 \operatorname{ctg} 0,16 = 0,009$, что дает основание

принять $1 \mp 2 \cdot 0,009 \approx 1$. Что же касается величины $4 \left| \frac{\Delta f}{f_0} \right|$, то при $\left| \frac{\Delta f}{f_0} \right| =$

$= 5,5 \cdot 10^{-3}$ получим $4 \left| \frac{\Delta f}{f_0} \right| \ll 1$. Это позволяет в (7.17) и (7.18) принять

числитель равным единице. Имея в виду, что для получения высокого к. п. д. следует иметь при изменении частоты сигнала во всей полосе усиливаемых частот предпоследний резонатор расстроенным в область высоких частот, когда $\Delta f_{p3} > 0$, примем $\Delta f_{p3} \geq 1,25 |\Delta f|$. Если дополнительно принять $|\Delta f_{p3}| \leq 0,75 |\Delta f|$, то минимальное значение членов в квадратных скобках знаменателя уравнений (7.17), (7.18) и (7.16a), имеющих в качестве множителей величину добротности резонаторов во второй степени, можно оценить так. При расстройке предпоследнего резонатора в область высоких частот для получения

усиления в полосе частот необходимо расстраивать второй резонатор в область низких частот, когда $\Delta f_{p2} < 0$. Тогда минимальные значения указанных членов будут

$$\left[4Q_3^2 \frac{(\Delta f_{p3} - |\Delta f|)^2}{f_0^2} \right] > 4Q_3^2 \left(0,25 \frac{\Delta f}{f_0} \right)^2$$

$$\text{и} \left[4Q_2^2 \frac{(\Delta f_{p2} + |\Delta f|)^2}{f_0^2} \right] > 4Q_2^2 \left(0,25 \frac{\Delta f}{f_0} \right)^2,$$

что при $Q_3 = Q_2 = Q' = 1285$ и $\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{3 \cdot 10^6}{5,5 \cdot 10^8} = 5,45 \cdot 10^{-3}$ дает $4Q^2 \left(0,25 \frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 = 4 \cdot 1285^2 (0,25 \cdot 5,45 \cdot 10^{-3})^2 = 12,26 \gg 1$.

Проведенная оценка позволяет в (7.17), (7.18) и (7.16а) пренебречь единицей в квадратных скобках знаменателя по сравнению с членами, имеющими множитель в виде значения добротности во второй степени.

Учитывая возможность такого упрощения формул и вводя абсолютные значения относительных расстройек резонаторов, найдем

$$x = |\Delta f_{p3}|/f_0, \quad y = |\Delta f_{p2}|/f_0,$$

а относительное отклонение частоты сигнала на краю полосы

$$\Delta = |\Delta f|/f_0.$$

Перепишем их так:

$$\frac{1}{8Q^3 (x - \Delta) (y + \Delta)^2} = \frac{\Delta F(f_0)}{B}, \quad (7.17a)$$

$$\frac{1}{8Q^3 (x + \Delta) (y - \Delta)^2} = \frac{\Delta F(f_0)}{B}, \quad (7.18a)$$

где

$$F(f_0) = \frac{B}{8Q^3 xy^2}, \quad (7.166)$$

и учтем, что второй резонатор расстроен в область меньших частот. Подставляя (7.166) в (7.17а) и (7.18а), получим

$$(x - \Delta) (y + \Delta)^2 = \frac{1}{\Lambda} xy^2, \quad (x + \Delta) (y - \Delta)^2 = \frac{1}{\Lambda} xy^2$$

Разворачивая левые части этих уравнений, складывая и вычитая одно из другого, получим

$$y^2 - 2xy + \Delta^2 = 0, \quad (7.19)$$

$$y_{1,2}x = \pm \sqrt{x^2 - \Delta^2}; \quad (7.19a)$$

$$\frac{1 - \Lambda}{\Lambda} xy^2 + 2\Delta^2 y - \Delta^2 x = 0 \quad (7.20)$$

и

$$y_{1,2} = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + \frac{1 - \Lambda}{\Lambda \Delta^2} x^2}}{\frac{1 - \Lambda}{\Lambda \Delta^2} x}. \quad (7.21a)$$

Уравнение (7.19) не содержит величины ослабления Λ и определяет возможность равенства ослаблений на концах полосы. Уравнение (7.20) связывает расстройку резонаторов с величиной ослабления Λ .

Из (7.19а) должен быть использован меньший корень, так как расстройка второго резонатора всегда меньше третьего, т. е. $y < x$. Из (7.21а) следует

взять положительный корень, так как величина y взята по абсолютному значению и не может быть отрицательна.

Для достижения заданного и равного на концах полосы усиливаемых сигналов ослабления Λ необходимо, чтобы значения корней

$$y_I = x - \sqrt{x^2 - \Delta^2} \quad \text{и} \quad y_{II} = \frac{-1 + \sqrt{1 + \frac{1 - \Lambda}{\Delta^2} x^2}}{\frac{1 - \Lambda}{\Lambda} \frac{x}{\Delta^2}}$$

совпали. Это и определяет значение x для заданных Δ и Λ , которое получается в точке пересечения кривых $y_I(x)$ и $y_{II}(x)$. Приравняв $y_I(x) = y_{II}(x)$ и вводя обозначения $a = x^2/\Delta^2$ и $k = (1 - \Lambda)/\Lambda$, получим

$$1 - \sqrt{1 - \frac{1}{a}} = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + ka}}{ka},$$

где всегда $a > 1$.

Найденное уравнение показывает, что $a = x^2/\Delta^2$ зависит только от $k = (1 - \Lambda)/\Lambda$. Его решение при заданном Δ однозначно определяет $x = \Delta \sqrt{a}$, подстановка которого в формулы для $y_I(x)$ или $y_{II}(x)$ дает величину y . Для рассматриваемого примера, когда $\Lambda = 0,5$, решение уравнения дает $a = 1,63$. При $\Delta = 5,45 \cdot 10^{-3}$ получим $x = 5,45 \cdot 10^{-3} \sqrt{1,63} = 6,96 \cdot 10^{-3}$. Этому будет соответствовать угол расстройки предпоследнего, третьего, резонатора

$$\varnothing_3 = \arctg 2Q'x = 2 \arctg 2 \cdot 1285 \cdot 6,96 \cdot 10^{-3} = 1,51,$$

или $\varnothing_3 = 86,5^\circ$.

Далее определим

$$y = x - \sqrt{x^2 - \Delta^2} = (6,96 - \sqrt{48,4 - 29,7}) \cdot 10^{-3} = 2,64 \cdot 10^{-3}.$$

Соответствующий угол расстройки второго резонатора

$$\varnothing_2 = -\arctg 2Q'y = -\arctg 2 \cdot 1285 \cdot 2,64 \cdot 10^{-3} = -1,42,$$

или $\varnothing_2 = -81,4^\circ$.

Отметим, что в соответствии с исходными предположениями сохраняются неравенства

$$\Delta f_{p3} = x \cdot f_0 = 3,83 \cdot 10^6 > 0,75 \Delta f = 0,75 \cdot 3 \cdot 10^6 = 2,25 \cdot 10^6,$$

$$\Delta f_{p2} = y \cdot f_0 = 1,45 \cdot 10^6 < \Delta 0,75 \Delta f = 2,25 \cdot 10^6.$$

В заключение проверим, достигается ли заданный коэффициент усиления по мощности при найденных значениях относительных расстроек резонаторов $x = 6,96 \cdot 10^{-3}$ и $y = 2,64 \cdot 10^{-3}$. Коэффициент усиления по мощности можно определить по (7.12), подставив значение $F(f_0)$ из (7.166):

$$\frac{\mu_p}{\mu_{ps}} = AF(f_0) = \frac{AB}{8Q^3 x y^2},$$

где

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} G_0 R_H \frac{\sin a_{q0} \zeta_0}{a_{q0} \zeta_0} \right)^4 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \cdot 0,095 \cdot 10^{-4} \cdot 12,85 \cdot 10^4 \frac{\sin \frac{\pi}{4}}{\frac{\pi}{4}} \right)^4 = 454,$$

$$B = (M^2 \zeta_0)^4 = (0,97^2 \cdot 11,5)^4 = 16 \cdot 456.$$

Подставляя значения A и B и принимая $Q' = 1285$, получим

$$\frac{\mu_p}{\mu_{ps}} = 454 \frac{16 \cdot 456}{8 \cdot 1285^3 \cdot 6,96 \cdot 10^{-3} (2,64 \cdot 10^{-3})^2} = 9,07 \cdot 10^3.$$

Таким образом, усиление по мощности линейных каскадов несколько меньше заданного $\mu_p = 10^4$. Однако нужно еще учесть усиление последнего каскада, которое можно определить по (6.87). Последнее для данного случая можно переписать так:

$$\mu_{p3} = \frac{\gamma_{\xi}^2 \left(1 - \frac{R'_H}{R_H}\right)}{M^2 X_2^2 R_H G_0 \cos \varnothing_s}$$

Выбор $a_{q0} \zeta_0 = 0,48$, соответствующий обращению в нуль остаточной скорости, позволяет принять коэффициент использования ускоряющего напряжения равным $\xi = 1$. Соответствующее значение относительного смещения $\alpha' = 0,85$ на основании (6.78) дает

$$\gamma = \frac{I_{m1}}{I_c} = \frac{4\alpha' \sin(1 - \alpha') \frac{\pi}{2}}{\pi(1 - \alpha'^2)} = \frac{4 \cdot 0,85 \sin(1 - 0,85) \frac{\pi}{2}}{\pi(1 - 0,85^2)} = 0,91.$$

Далее следует оценить величину нагруженного сопротивления выходного резонатора R'_H . Можно принять

$$R'_H \approx \frac{U_0}{M \gamma I_0} = \frac{20\,000}{0,97 \cdot 0,91 \cdot 1,9} = 11,93 \cdot 10^3 \text{ Ом.}$$

Тогда, подставляя найденные значения в (6.87а), получим

$$\mu_{p3} = \frac{0,91 \cdot 1 \cdot \left(1 - \frac{11,93 \cdot 10^3}{128,5 \cdot 10^3}\right)}{0,97^2 \cdot 0,47^2 \cdot 12,85 \cdot 10^4 \cdot 0,95 \cdot 10^{-4} \cos 1,51} = 5,35.$$

При этом полное усиление прибора

$$\mu_p = \frac{\mu_p}{\mu_{p3}} \mu_{p3} = 9,07 \cdot 10^3 \cdot 5,35 = 4,86 \cdot 10^4,$$

что превосходит заданное усиление по мощности $\mu_p = 10^4$. Дополнительно можно еще проверить получаемое значение к. п. д. Его величину найдем по (6.86а):

$$\eta = \frac{1}{2} \delta \gamma_{\xi}^2 \left(1 - \frac{R'_H}{R_H}\right) = \frac{1}{2} \cdot 0,95 \cdot 0,91 \cdot \left(1 - \frac{11,6 \cdot 10^3}{128,5 \cdot 10^4}\right) = 0,39.$$

Полученное значение достаточно близко к заданному $\eta = 0,40$, и точность проделанных расчетов можно признать удовлетворительной.

Используемая здесь теория для проектирования прибора исходит из важного допущения о возможности при расчете процесса группирования в данной пролетной трубе не учитывать ток и остаточную скоростную модуляцию от предшествующей пролетной трубы. Эта возможность уже была показана в примере 7 применительно к расчету прибора. Покажем ее теперь применительно к проектированию.

Начнем проверку с определения амплитуды возбуждения клистрона $U_{m1(1)}$. Входная мощность

$$P_{вх} = \frac{\eta P_{ок}}{\mu_p} = \frac{0,39 \cdot 2 \cdot 20\,000}{4,87 \cdot 10^4} = 0,320 \text{ Вт.}$$

Отсюда согласно (6.44)

$$U_{m1(1)} = \sqrt{P_{вх} R_H} = \sqrt{0,320 \cdot 128,5 \cdot 10^3} = 203 \text{ В.}$$

Значение коэффициента в зазоре первого, входного, резонатора

$$v_{1(1)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_{m1(1)}}{U_0} M = \frac{1}{2} \cdot \frac{203}{20\,000} \cdot 0,97 = 0,00492.$$

Значение тока, сгруппированного в первой пролетной трубе:

$$I_{m1(1)} = v_{1(1)} \frac{\sin a_{q0} \xi_0}{a_{q0}} I_0 = 0,00492 \frac{\sin \frac{\pi}{4}}{0,0683} 1,9 = 0,0968.$$

Амплитуда напряжения на втором резонаторе

$$U_{m1(2)} = M I_{m1(1)} R_{\Pi} \cos \varnothing_2 = 0,97 \cdot 0,0968 \cdot 128,5 \cdot 10^3 \cdot \cos 1,42 = 1810 \text{ В.}$$

Скоростная модуляция в зазоре второго резонатора

$$v_{1(2)} = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_{m1(2)}}{U_0} M = \frac{1}{2} \cdot \frac{1810}{20\,000} \cdot 0,97 = 0,0439.$$

Сопоставив это значение с остаточной скоростной модуляцией от первого резонатора:

$$\frac{v_{1(1)} \cos a_{q0} \xi_0}{v_{1(2)}} = \frac{0,00432 \cos \frac{\pi}{4}}{0,0439} = 0,079.$$

Таким образом, остаточная скоростная модуляция от первого резонатора менее 8% от скоростной модуляции второго и ею можно пренебречь.

Амплитуда тока в зазоре третьего резонатора после группирования во второй пролетной трубе

$$I_{m1(2)} = v_{1(2)} \frac{\sin a_{q0} \xi_0}{a_{q0}} = 0,0439 \frac{\sin \frac{\pi}{4}}{0,0683} = 0,863 \text{ А.}$$

Сопоставляя эту величину с амплитудой тока, получающегося под действием скоростной модуляции в зазоре первого резонатора, получим

$$\frac{v_{1(1)} \frac{\sin a_{q0} \xi_0}{a_{q0}}}{I_{m1(2)}} = \frac{0,00492 \frac{\sin \frac{\pi}{2}}{0,0683}}{0,863} = 0,083,$$

т. е. ток от скоростной модуляции в первом резонаторе составляет 8,3% от тока, образующегося под действием скоростной модуляции во втором, и его величиной можно пренебречь. Расчет тока, группирующегося в третьей пролетной трубе, проводится уже с учетом тока, образующегося во второй трубе.

Пример 10. Проектирование многорезонаторного пролетного клистрона с высоким к. п. д. Получение высокого к. п. д., как было показано в гл. 6, возможно при методе автомодуляции на удвоенной частоте, что осуществимо при использовании дополнительных совокупностей резонаторов на основную и удвоенную частоты. Для упрощения проектирования прибора с высоким к. п. д. используем данные клистрона, спроектированного в примере 9, добавив в его конструкцию два многочастотных резонатора на основную и удвоенную частоты (см. рис. 7.10), размещенных между вторым и третьим резонаторами. Для

этого в табл. 7.1 приведены общие данные прибора, а в табл. 7.2 данные примененных в приборе одноязырных резонаторов.

Таблица 7.1

| Общие данные прибора | Значения |
|--|----------------------|
| Рабочая частота f_0 , МГц | 550 |
| Ускоряющее напряжение U_0 , кВ | 20 |
| Постоянная скорость v_0 , см/с | $8,37 \cdot 10^9$ |
| Ток катода $I_{0к}$, А | 2,0 |
| Среднее значение тока в потоке I_0 , А | 1,9 |
| Проводимость электронного потока по постоянному току G_0 , См | $0,95 \cdot 10^{-5}$ |
| Радиус пролетных труб a , см | 0,97 |
| Соответствующий угол пролета ξ_{a0} , рад | 0,4 |
| Радиус электронного потока b , см | 0,78 |
| Соответствующий угол пролета ξ_{b0} , рад | 0,32 |
| Параметр электростатического расталкивания при линейном группировании a_{q0} | 0,0683 |

Таблица 7.2

| Данные одноязырных резонаторов | Значения |
|---|----------------------|
| Протяженность зазора резонатора d , см | 0,775 |
| Соответствующий угол пролета ξ_{d0} , рад | 0,32 |
| Волновое сопротивление ρ , Ом | 100 |
| Добротность Q | 2000 |
| Шунтирующая проводимость электронного потока G_e , см | $2,78 \cdot 10^{-4}$ |
| Сопротивление резонатора с учетом шунтирующей проводимости $R_{ш}$, Ом | $12,85 \cdot 10^4$ |
| Добротность резонатора с учетом шунтирующей проводимости Q' | 1285 |
| Коэффициент связи M | 0,97 |

В табл. 7.3 приведены возможные значения данных для многочастотных резонаторов.

Проектирование начнем с расчета процессов, связанных с использованием многочастотных резонаторов. Зададимся ограничением $\alpha \leq 0,3$ для группирования в пролетной трубе, соединяющей многочастотные резонаторы, когда справедлив расчет, проведенный в 6.33. Тогда, выбирая $X_1 = X_2 = 0,48$, согласно (7.10а) можно найти:

$$v_1 = 0,68a_{q0} = 0,68 \cdot 0,0683 = 0,046,$$

$$v_2 = 0,34a_{q0} = 0,34 \cdot 0,0683 = 0,023,$$

$$l_2 = 0,79 \frac{v_0}{\omega a_{q0}} = 0,79 \frac{8,39 \cdot 10^9}{2\pi \cdot 5,5 \cdot 10^8 \cdot 0,0683} = 28 \text{ см.}$$

Знание величин v_1 и v_2 позволяет определить соответствующие значения амплитуд напряжений на резонаторах первого многочастотного резонатора из соотношений

$$v_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_{m1}}{U_0} M_{эф1} = 0,046,$$

| Данные многочастотных резонаторов | Значения |
|--|----------|
| <i>Резонатора основной частоты</i> | |
| Протяженность зазоров d_1 , см | 1,7 |
| Соответствующий угол пролета ζ_{d01} , рад | 0,702 |
| Расстояние между центрами зазоров L_1 , см | 7,6 |
| Соответствующий угол пролета ζ_{L01} , рад | 3,13 |
| Волновое сопротивление ρ_1 , Ом | 35 |
| Добротность Q_1 | 750 |
| <i>Резонатора удвоенной частоты</i> | |
| Протяженность зазоров d_2 , см | 0,9 |
| Соответствующий угол пролета ζ_{d02} , рад | 0,741 |
| Расстояние между центрами зазоров L_2 , см | 3,6 |
| Соответствующий угол пролета ζ_{L02} , рад | 2,97 |
| Волновое сопротивление ρ_2 , Ом | 30 |
| Добротность Q_2 | 800 |

$$v_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_{m2}}{U_0} M_{эф2} = 0,023.$$

Для того чтобы использовать эти соотношения, необходимо предварительно рассчитать коэффициенты связи:

$$M_{эф1} = 2M_1 \sin \frac{\zeta_{L01}}{2}$$

$$M_{эф2} = 2M_2 \sin \frac{\zeta_{d01}}{2},$$

где

$$M_1 = m_1 m_{ab} = \frac{\sin \frac{\zeta_{d01}}{2}}{\frac{\zeta_{d01}}{2}} \cdot \frac{2I_1(\zeta_{b0})}{\zeta_{b0} I_0(\zeta_{a0})} = \frac{\sin \frac{0,702}{2}}{\frac{0,702}{2}} \cdot \frac{2I_1(0,32)}{0,32I_0(0,40)} = 0,918;$$

$$M_2 = m_2 \cdot m_{ab2} = \frac{\sin \frac{\zeta_{d02}}{2}}{\frac{\zeta_{d02}}{2}} \cdot \frac{2I_1(2\zeta_{b0})}{2\zeta_{b0} \cdot I_0(2\zeta_{a0})} = \frac{\sin \frac{0,744}{2}}{\frac{0,744}{2}} \cdot \frac{I_1(0,64)}{0,32I_0(0,80)} = 0,881.$$

Используя значения M_1 и M_2 , получим

$$M_{эф1} = 2 \cdot 0,918 \cdot \sin \frac{3,13}{2} = 1,83,$$

$$M_{эф2} = 2 \cdot 0,881 \cdot \sin \frac{2,97}{2} = 1,75.$$

Подставляя в выражения для v_1 и v_2 , найдем

$$U_{m1} = 0,046 \frac{2U_0}{M_{\text{эф1}}} = 0,046 \frac{2 \cdot 20\,000}{1,83} = 1005 \text{ В,}$$

$$U_{m2} = 0,023 \frac{2U_0}{M_{\text{эф2}}} = 0,023 \frac{2 \cdot 20\,000}{1,75} = 526 \text{ В.}$$

Для того чтобы сопоставить полученные значения напряжений с возбуждающими им токами, следует найти сопротивления резонаторов, составляющих многочастотную систему. Для этого надо рассчитать шунгирующие проводимости электронного потока. Обращаясь к (6.39): $G_{\text{епол}} = \Psi_s(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}, \zeta_{L0}) G_e$, можем рассчитать по (6.40) для основной и удвоенной частот

$$\begin{aligned} \Psi_s(\zeta_{d01}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}, \zeta_{L01}) = M_1^2 \left\{ \left[\left(1 - \frac{\zeta_{d01}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d01}}{2} \right) + \left(\frac{\zeta_{a0}^2}{\sqrt{4 + \zeta_{a0}^2}} - \frac{\zeta_{b0}^2}{4} \right) \right] - \frac{1}{2} \zeta_{L01} \sin \zeta_{L01} \right\} = 0,918^2 \left\{ \left[\left(1 - \frac{0,702}{2} \operatorname{ctg} \frac{0,702}{2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{0,4^2}{\sqrt{4 + 0,4^2}} - \frac{0,32^2}{4} \right) \right] - \frac{1}{2} 3,13 \sin 3,13 \right\} = 0,0641. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Psi_s(\zeta_{d02}, 2\zeta_{a0}, 2\zeta_{b0}, \zeta_{L02}) = M_2^2 \left\{ \left[\left(1 - \frac{\zeta_{d02}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d02}}{2} \right) + \left(\frac{4\zeta_{a0}^2}{\sqrt{4 + 4\zeta_{a0}^2}} - \frac{4\zeta_{b0}^2}{4} \right) \right] - \frac{1}{2} \zeta_{L02} \sin \zeta_{L02} \right\} = 0,881^2 \left\{ \left[\left(1 - \frac{0,741}{2} \operatorname{ctg} \frac{0,741}{2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{4 \cdot 0,4^2}{\sqrt{4 + 4 \cdot 0,4^2}} - \frac{4 \cdot 0,32^2}{4} \right) \right] - \frac{1}{2} 2,97 \sin 2,97 \right\} = 0,0045. \end{aligned}$$

Используя полученные значения функций, найдем величины шунгирующих проводимостей:

$$G_{\text{епол1}} = 0,0641 \cdot 0,95 \cdot 10^{-4} = 6,08 \cdot 10^{-6} \text{ См;}$$

$$G_{\text{епол2}} = 0,0045 \cdot 0,95 \cdot 10^{-4} = 0,427 \cdot 10^{-6} \text{ См.}$$

Определим сопротивления резонаторов:

$$R_{\text{н1}} = \frac{1}{\frac{1}{\rho_1 Q_1} + G_{\text{епол1}}} = \frac{1}{\frac{1}{35,750} + 6,08 \cdot 10^{-6}} = 2,2 \cdot 10^4 \text{ Ом;}$$

$$R_{\text{н2}} = \frac{1}{\frac{1}{\rho_2 Q_2} + G_{\text{епол2}}} = \frac{1}{\frac{1}{30,800} + 0,427 \cdot 10^{-6}} = 2,37 \cdot 10^4 \text{ Ом.}$$

Этим сопротивлениям соответствуют добротности:

$$Q_1 = \frac{R_{H1}}{\rho_1} = \frac{2,26 \cdot 10^4}{35} = 645;$$

$$Q_2 = \frac{R_{H2}}{\rho_2} = \frac{2,37 \cdot 10^4}{30} = 790.$$

Теперь найдем амплитуду наведенного тока на резонаторе удвоенной частоты для получения на нем установленной ранее величины амплитуды напряжения $U_{m2} = 526$ В:

$$M_{\text{эф2}} I_{m2} = \frac{U_{m2}}{R_{H2}} = \frac{526}{2,37 \cdot 10^4} = 0,0222,$$

где I_{m2} — амплитуда электронного тока, равная $I_{m2} = 0,0237 / M_{\text{эф2}} = 0,0127$ А.

Амплитуда электронного тока связана с параметром группирования во второй пролетной трубе $X_{(2)}$ соотношением

$$I_{m2} = 2J_2 [2X_{(2)}] I_0 \approx X_{(2)}^2 I_0 = X_{(2)}^2 1,9 = 0,0127 \text{ А.}$$

Отсюда получим значение параметра группирования

$$X_{(2)} = (0,0127 / 1,9)^{1/2} = 0,0818.$$

Зная $X_{(2)}$, найдем соответствующее значение амплитуды электронного тока основной частоты

$$I_{m1} = 2J_1 [X_{(2)}] I_0 \approx X_{(2)} I_0 = 0,0818 \cdot 1,9 = 0,155 \text{ А.}$$

Найденное значение тока должно обеспечивать на резонаторе основной частоты полученное значение амплитуды напряжения $U_{m1} = 1005$ В. Отсюда следует, что резонатор при принятом угле расстройки в сторону низких частот на угол $\pi/4$ должен обладать сопротивлением

$$R_{H1} = \frac{U_{m1}}{M_{\text{эф1}} I_{m1} \cos \frac{\pi}{4}} = \frac{1005}{1,83 \cdot 0,155 \cdot 0,707} = 5,01 \cdot 10^3 \text{ Ом.}$$

Полученное значение сопротивления значительно меньше найденного $R_{H1} = 2,26 \cdot 10^4$ Ом. Поэтому необходимо внести дополнительные потери в резонатор основной частоты первого многочастотного резонатора и снизить собственную добротность с $Q_1 = 750$ до величины, определяемой соотношением

$$\frac{1}{\frac{1}{\rho_1 Q_1} + G_{\text{пол1}}} = \frac{1}{\frac{1}{35 Q_1} + 6,08 \cdot 10^{-6}} = 5,01 \cdot 10^3 \text{ Ом.}$$

Отсюда $Q_1 = 148$.

Знание параметра группирования для второй пролетной трубы позволяет определить коэффициент скоростной модуляции в зазоре второго, одночастотного, резонатора. Он при выборе угла пролета $\zeta_0 = 11,5$ будет равен величине

$$v_{1(2)} = \frac{X_{(2)}}{\frac{\sin a_{q0} \zeta_0}{a_{q0}}} = \frac{0,0818}{\frac{\sin \pi/4}{0,0683}} = 0,0079.$$

Для получения такого коэффициента скоростной модуляции необходимо значение амплитуды напряжения на втором резонаторе

$$U_{m1(2)} = \frac{2\nu_{1(2)}U_0}{M} = \frac{2 \cdot 0,0079 \cdot 20\,000}{0,97} = 326 \text{ В.}$$

По известному значению амплитуды напряжения на втором резонаторе можно найти параметр группирования в первой пролетной трубе

$$MI_{m1(1)}R_H \cos \varnothing_2 = M2J_1 [X_{(1)}] I_0 R_H \cos \varnothing_2 \approx MX_{(1)}R_H \cos \varnothing_2 = 326 \text{ В.}$$

где учтена расстройка резонатора на угол \varnothing_2 . Из приведенного соотношения, сохраняя расстройку резонатора той же, что и в примере 9, т. е. на угол $\varnothing_2 = 1,42$, получим

$$X_{(1)} = \frac{U_{m1(2)}}{MI_0 R_H \cos \varnothing_2} = \frac{326}{0,97 \cdot 1 \cdot 9 \cdot 128,5 \cdot 10^3 \cdot 0,15} = 0,0092.$$

Соответствующий коэффициент скоростной модуляции в зазоре первого, входного, резонатора при $\zeta_0 = 11,5$ будет

$$\nu_{1(1)} = \frac{X_{(1)}}{\frac{\sin a_{q0} \zeta_0}{a_{q0}}} = \frac{0,0092}{\frac{0,707}{0,0683}} = 0,0009.$$

Зная $\nu_{1(1)}$, можно найти амплитуду напряжения на входном резонаторе

$$U_{m1(1)} = \frac{2U_0 \nu_{1(1)}}{M} = \frac{2 \cdot 9,0 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^4}{0,97} = 37,1 \text{ В.}$$

Если учесть, что благодаря оптимальной связи с возбудителем сопротивление входного резонатора равно $0,5R_H$, то величина мощности возбуждения

$$P_{\text{вх}} = \frac{U_{m1(1)}^2}{R_H} = \frac{37,1^2}{128,5 \cdot 10^3} = 0,011 \text{ Вт.}$$

Продолжим проектирование расчетом процессов в пролетных трубах, следующих за вторым многочастотным резонатором. Согласно (7.8) суммарная скоростная модуляция в этом резонаторе

$$\nu_{\Sigma} = 1,3\nu_1 = \frac{a'_{q0} \Delta}{\sin a_{q0} \zeta_0} = \frac{\sqrt{1,25 \cdot 0,0683} \cdot \frac{2}{3} \pi}{\sin \frac{\pi}{4}} = 0,226.$$

Отсюда

$$\nu_1 = 0,226/1,3 = 0,174 \text{ и } \nu_2 = \frac{1}{2} \nu_1 = 0,087.$$

Соответствующие значения амплитуд напряжения на резонаторах

$$U_{m1} = \frac{2\nu_1 U_0}{M_{\varnothing\Phi 1}} = \frac{2 \cdot 0,174 \cdot 20\,000}{1,83} = 1989 \text{ В,}$$

$$U_{m2} = \frac{2\nu_2 U_0}{M_{\varnothing\Phi 2}} = \frac{2 \cdot 0,087 \cdot 20\,000}{1,75} = 2122 \text{ В.}$$

Резонаторы должны быть расстроены в сторону высоких частот на угол, близкий к $\pi/2$. Точные значения этих углов получим из соотношений:

$$I_{m1} = 0,515I_0 = \frac{U_{m1}}{R_{H1} \cos \varnothing},$$

$$I_{m2} = 0,164I_0 = \frac{U_{m2}}{R_{H2} \cos \varnothing_{2\omega}},$$

где подставлены значения амплитуд токов, получающихся после первого, многочастотного, резонатора при $X_1 = X_2 = 0,48$, как это показано в 6.3.3. Из приведенных соотношений можем найти

$$\cos \varnothing = \frac{U_{m1}}{0,515I_0 R_{H1}} = \frac{3803}{0,515 \cdot 1,9 \cdot 2,26 \cdot 10^4} = 0,172$$

и $\varnothing = 1,40$, или $\varnothing = 80,2^\circ$.

$$\cos \varnothing_{2\omega} = \frac{U_{m2}}{0,164 \cdot I_0 R_{H2}} = \frac{1989}{0,164 \cdot 1,9 \cdot 2,37 \cdot 10^4} = 0,269$$

и $\varnothing_{2\omega} = 1,28$, или $\varnothing_{2\omega} = 74,4^\circ$.

Обращаясь к (7.9), определим расстояние от центра многочастотного резонатора до центра зазора пятого резонатора:

$$l_4 = \frac{\pi}{4} \frac{v_0}{\omega} \frac{1}{a_{q0}} = \frac{\pi}{4} \frac{83,9 \cdot 10^6}{2\pi \cdot 5,5 \cdot 10^8 \sqrt{1,25 \cdot 0,0683}} = 24,9 \text{ см.}$$

Необходимая скоростная модуляция в пятом резонаторе на основании (7.10)

$$v_{1(s)} = 2,2a'_{q0} = 2,2 \sqrt{1,25 \cdot 0,0683} = 0,168.$$

Отсюда амплитуда напряжения на пятом резонаторе

$$U_{m1(s)} = \frac{2v_{1(s)}U_0}{M} = \frac{2 \cdot 0,168 \cdot 20000}{0,97} = 6928 \text{ В.}$$

Величина амплитуды электронного тока, возбуждающего пятый резонатор, при выбранном ранее значении $\alpha' = 0,3$

$$I_{m1(s)} = \frac{4\alpha'}{\pi(1-\alpha'^2)} I'_0 \sin(1-\alpha') \Delta =$$

$$= \frac{4 \cdot 0,3}{\pi(1-0,09)} 1,25I_0 \sin(1-0,3) \frac{2}{3} \pi = 0,522I_0 = 0,522 \cdot 1,9 = 0,9992 \text{ А.}$$

Зная значения амплитуд напряжения на резонаторе и проходящего через его зазор электронного тока, можно определить необходимую расстройку пятого резонатора из соотношения

$$R_{H5} M I_{m1(s)} \cos \varnothing_5 = U_{m1(s)}.$$

Откуда

$$\cos \varnothing_5 = \frac{U_{m1(s)}}{M I_{m1(s)} R_{H5}} = \frac{6928}{0,97 \cdot 0,9992 \cdot 128,5 \cdot 10^3} = 0,06$$

и $\varnothing_5 = 1,51$, или $\varnothing_5 = 86,5^\circ$.

Оценим к. п. д. спроектированного прибора. Для $\alpha' = 0,85$ будем иметь

$$I_{m1(\epsilon)} = \frac{4\alpha'}{\pi(1-\alpha'^2)} 1,25 \cdot I_0 \sin(1-\alpha') \Delta =$$

$$= \frac{4 \cdot 0,85}{\pi(1-0,85^2)} 1,25 I_0 \sin(1-0,85) \frac{2}{3} \pi = 1,51 I_0$$

или $\gamma' = I_{m1(\epsilon)}/I_0 = 1,51$.

Далее следует определить к. п. д. выходного резонатора η_K . Его сопротивление при связи с нагрузкой оценим так:

$$R'_H \approx \frac{U_0}{M I_{m1(\epsilon)}} = \frac{20\,000}{0,97 \cdot 1,51 \cdot 1,9} = 7,19 \cdot 10^3 \text{ Ом.}$$

При этом получим

$$\eta_K = 1 - \frac{R'_H}{R_H} = 1 - \frac{7,19 \cdot 10^3}{128,5 \cdot 10^3} = 0,944.$$

Если принять $\delta = 0,95$ и в соответствии с выбором протяженности последней пролетной трубы и исходя из равенства нулю остаточной скоростной модуляции считать $\xi' = 1$, получим для $\gamma' = 1,51$ следующее значение к. п. д.:

$$\eta = \frac{1}{2} \delta \gamma \xi \eta_K = \frac{1}{2} 0,95 \cdot 1,51 \cdot 1 \cdot 0,944 = 0,68.$$

При этом выходная мощность

$$P_{\text{вых}} = \eta P_{\text{ок}} = \eta I_{\text{ок}} U_0 = 0,68 \cdot 2 \cdot 20\,000 = 27,2 \cdot 10^3 \text{ Вт,}$$

а коэффициент усиления по мощности

$$\mu_p = P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}} = (27,2 \cdot 10^3)/0,011 = 2,5 \cdot 10^6 \text{ или } 10 \lg \mu_p = 64 \text{ дБ.}$$

Таким образом, введение двух совокупностей резонаторов на основную и удвоенную частоты в четырехрезонаторный клистрон (см. пример 9), позволяет поднять к. п. д. с 39 до 68 %, т. е. в 1,7 раза, а коэффициент усиления по мощности с $4,87 \cdot 10^4$ до $2,5 \cdot 10^6$, т. е. с 47 до 64 дБ или на ~ 17 дБ.

ГЛАВА 8

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЛАМПАХ БЕГУЩЕЙ И ОБРАТНОЙ ВОЛН

§ 8.1. Введение

Как было указано в § 5.1, в приборах типа О с непрерывным взаимодействием используют волны, распространяющиеся в замедляющих системах, связанные с электронным потоком за счет взаимодействия его с полем системы. В общем случае возможно взаимодействие как с продольной (осевой) составляющей поля системы, так и с поперечной (радиальной) со-

ставляющей. Здесь рассмотрение приборов с непрерывным взаимодействием будет ограничено наиболее широко распространенным видом приборов, использующих взаимодействие с продольной составляющей поля системы.

В настоящее время имеется много типов замедляющих систем. Так как их теория и расчет являются одним из основных разделов техники СВЧ, то здесь достаточно указать на соответствующие руководства [46, 47, 48].

В § 5.1 указывалось также, что в зависимости от вида используемых волн, возникающих в замедляющей системе с электронным потоком, различают следующие виды приборов с непрерывным взаимодействием: лампы бегущей волны (ЛБВ), в которых взаимодействие определяется медленной волной; лампы обратной волны (ЛОВ), здесь взаимодействие определяется обратной волной и *крестатрон*, в котором используются биения между прямыми волнами. Основное внимание в главе будет уделено теории и расчету процессов в ЛБВ и ЛОВ.

ЛБВ используются для усиления колебаний СВЧ. Главным преимуществом этих приборов по сравнению с пролетными клистрономы является возможность получать усиление в очень широкой полосе частот. Величина к. п. д. ЛБВ обычно уступает значениям к. п. д. современных пролетных клистронов. Входные ЛБВ широко используются в радиопрямых устройствах СВЧ, где можно при соответствующих конструкциях катодного узла получать относительно низкие значения собственных шумов. Кроме входных ЛБВ имеются приборы средней и большей мощности. К сожалению, широкополосные свойства ЛБВ при повышении мощности снижаются.

Широко распространены мощные секционированные ЛБВ, замедляющая система которых выполнена в виде трех последовательно расположенных цепочек из связанных резонаторов. Цепочки связаны друг с другом только проходящим через них электронным потоком. В первую, входную, вводится усиливаемый сигнал и она служит для предварительного усиления, а третья, выходная,— для отбора энергии электронного потока и дополнительного усиления; вторая промежуточная секция при выборе ее полосы пропускания в область более высоких частот, чем усиливаемый сигнал, позволяет расширить полосу усиливаемых частот.

С целью повышения к. п. д. ЛБВ часто применяют специальные системы коллекторов, принимающих электронный поток после взаимодействия с полем замедляющей системы и имеющих пониженный потенциал по сравнению с потенциалом замедляющей системы. Это позволяет обеспечить дополнительное торможение электронов, скорость которых оказалась недостаточно снижена в результате взаимодействия с полем заземляющей системы. Способ повышения к. п. д. методом рекуперации уже указывался в § 7.2.

На рис. 8.1 приведена схема устройств ЛБВ с простейшей замедляющей системой в виде спирали, окружающей электронный поток.

ЛОВ в отличие от ЛБВ обычно представляет собой широко

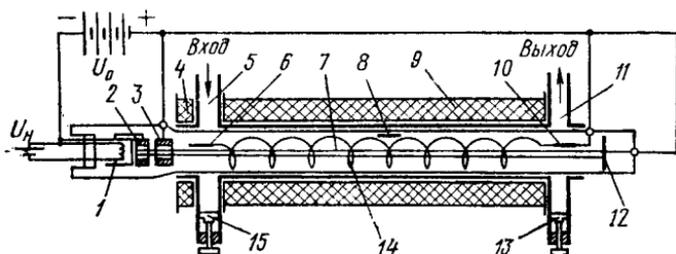


Рис. 8.1. Лампа с бегущей волной:

1, 2, 3 — детали электронной пушки; 4 и 9 — соленоиды, создающие фокусирующее магнитное поле; 5 — входной волновод; 6, 10 — антенны, связывающие концы спирали с волноводами; 7 — поток электронов; 8 — поглощающая вставка ЛБВ, препятствующая самовозбуждению; 11 — выходной волновод; 12 — коллектор; 13, 15 — настраивающие поршни; 14 — спираль

диапазонный генератор. В таком генераторе усиление обеспечивается взаимодействием обратной волны с электронным потоком, который служит для переноса колебательной энергии с

начала замедляющей системы, где подключается выход, к ее концу, где возникает обратная волна. Таким образом, электронный поток одновременно используется и как регулируемая по фазе (при изменении ускоряющего электроны напряжения) обратная связь, что обеспечивает перестройку генерируемой частоты в широком диапазоне частот. Практически диапазон такой электронной перестройки составляет 30 % и более от средней генерируемой частоты. Это является важ-

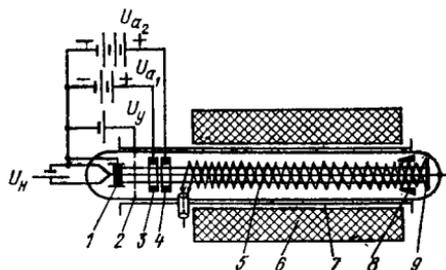


Рис. 8.2. Схематическое устройство лампы обратной волны типа О с двухзаходной спиралью:

1 — катод; 2 — управляющий электрод; 3 — первый анод; 4 — второй анод; 5 — двухзаходная спираль; 6 — фокусирующий соленоид; 7 — внешний провод спиральной линии (труба); 8 — поглотитель; 9 — коллектор

нейшим преимуществом ЛОВ по сравнению со всеми другими генераторами СВЧ.

На рис. 8.2 дана схема устройства ЛОВ с замедляющей системой типа двухзаходной спирали. Применение этой спирали, которая выполняется с таким шагом, чтобы соседние витки возбуждались в противофазе, обеспечивает эффективное взаимодействие с обратной волной.

Теперь рассмотрим принцип действия ЛБВ и ЛОВ.

Принцип действия ЛБВ можно пояснить следующим образом. Пусть замедляющая система, выполненная, как показано на рис. 8.1, в виде спирали, имеет средний радиус спирали (т. е. расстояние от центра спирали до центра проволоочки витка), равный a , и шаг витков h . Тогда длина окружности витка

$$L = \sqrt{(2\pi a)^2 + h^2} = 2\pi a / \cos \alpha,$$

где $\alpha = \text{arctg} \frac{h}{2\pi a}$ — угол наклона витка по отношению к плоскости, нормальной оси спирали.

Полагая, что электромагнитная волна пробегает по витку со скоростью движения электромагнитной волны в вакууме c , определим скорость ее перемещения по оси спирали. Эта скорость, называемая фазовой скоростью волны, будет во столько раз меньше величины c , во сколько раз шаг спирали h меньше длины витка L , т. е.

$$v_{\phi} = c \frac{h}{2\pi a / \cos \alpha}. \quad (8.1)$$

Эта формула дает приближенное значение фазовой скорости и не отражает ее зависимости от частоты, т. е. так называемых дисперсионных свойств замедляющей системы, которые следуют из строгого решения задачи о распространении волн вдоль системы.

Определив фазовую скорость волны вдоль оси электронного потока, рассмотрим процесс их взаимодействия. Для этого обратимся к рис. 8.3. На этом рисунке схематически показан отрезок замедляющей системы с электронным потоком и приведено изменение осевой составляющей поля E_z вдоль оси потока в пределах одного периода. При этом за положительное значение поля принято такое, которое ускоряет электроны. Если фазовая v_{ϕ} и постоянная v_0 скорости электронов равны, т. е. $v_{\phi} = v_0$, то поле и электроны будут двигаться синхронно. Тогда слой SS электронного потока всегда находится в плоскости нулевого значения поля. Электроны, предшествующие этому слою, будут находиться в тормозящем поле, а последующие — в ускоряющем. В результате, как показано на рисунке, слой AB , двигаясь со скоростью, большей v_0 , будет догонять слой SS , а слой CD , двигаясь со скоростью, меньшей v_0 , будет отставать и приближаться к слою SS с другой стороны. Таким образом будет происходить группирование электронов, а образующееся электронное уплотнение



Рис. 8.3. К рассмотрению процесса взаимодействия поля системы с электронным потоком в ЛБВ

будет иметь центром плоскость, в которой поле равно нулю. В рассмотренном режиме не может быть передачи энергии электронного потока электромагнитному полю замедляющей системы, так как поле ускоряет и затормаживает равное число электронных зарядов. Однако если возникающая при наличии электронного потока волна будет перемещаться медленнее электронов, т. е. $v_{\phi} < v_0$, то образующиеся у плоскостей нулевого значения поля электронные уплотнения начнут смещаться в область тормозящего поля. При этом они будут совершать полезную работу, передавая полую энергию, полученную ими от источника питания ЛБВ в виде постоянной скорости v_0 . В результате амплитуда бегущей волны будет нарастать, обеспечивая усиление лампы. Следует отметить, что выбор $v_0 > v_{\phi}$ не изменит того, что продолжающееся группирование вновь будет образовывать электронное уплотнение у плоскостей нулевого значения поля при переходе его от тормозящего к ускоряющему с последующим их дрейфом в область тормозящего поля. Непрерывность этого процесса приводит к постоянному смещению центра уплотнения в направлении, обратном движению электронов, и образующаяся электронная волна перемещается со скоростью, меньшей v_0 , что дает основание называть ее медленной волной.

Теперь рассмотрим принцип действия ЛОВ. В этом приборе, как уже было указано, электронный поток взаимодействует с обратной волной. Однако если замедляющая система является однородной и ее поле не содержит так называемых пространственных гармоник, эффективного взаимодействия между полем обратной волны и электронным потоком не происходит. Действительно, электронный поток, перемещаясь навстречу однородному электромагнитному полю, изменяющемуся по гармоническому закону во времени, т. е. двигаясь относительно поля со скоростью, равной сумме скоростей электронов и поля, будет многократно проходить все значения поля за каждый период. При этом среднее значение кинетической энергии электронного потока при прохождении целого числа периодов будет неизменным и равным кинетической энергии, полученной электронами от источника питания при их ускорении, т. е. эффект взаимодействия будет равен нулю. При неоднородной замедляющей системе дело будет обстоять иначе. Наличие неоднородностей может быть учтено в выражении для поля замедляющей системы амплитудным множителем, являющимся периодической функцией расстояния вдоль оси системы, определяемой повторением неоднородностей системы. В этом случае поле является функцией времени и расстояния. Это позволяет разложить функцию при постоянном значении текущего времени t в ряд Фурье в виде обычного гармонического ряда по координате Z , определяющей расстояние от начала замедляющей системы вдоль ее оси. При этом поле замедляющей системы можно представить в виде бесконечного множества волн, бегущих по оси системы навстречу друг другу. Они имеют одинаковую частоту изменения во времени, но, складываясь,

дают изменение амплитуды поля вдоль оси системы. Так как эти волны отражают изменение поля вдоль системы за счет ее неоднородностей, то их принято называть пространственными гармониками (иногда в зарубежной литературе их называют еще гармониками Хартри). В ЛОВ электронный поток может перемещаться в одном направлении с обратной пространственной гармоникой, обеспечивая взаимодействие, аналогичное взаимодействию электронного потока с полем прямой волны в ЛБВ.

§ 3.2. Теория и расчет физических процессов в ЛБВ в линейном режиме (малосигнальное приближение)

Теорию ЛБВ можно развить на основе *общей теории возбуждения волноводов* [49] или на *использовании замены замедляющей системы эквивалентной линией передач* [50]. В [51] было показано, что основное уравнение линейной теории ЛБВ, получаемое на основе замены замедляющей системы эквивалентной линией и описания процессов в электронном потоке с помощью уравнения колебаний, т. е. с учетом продольного расталкивания электронов в потоке конечного сечения и строгого определения возбуждающего замедляющую систему тока как изменения полного тока вдоль оси лампы (а не электронного тока, что было принято в [50]) совпадает с таким уравнением, следующим из общей теории возбуждения волноводов. Отметим, что эквивалентность обоих методов сохраняется и в нелинейном режиме при правильном выборе схемы эквивалентной линии и является прямым следствием эквивалентности теории Максвелла и Кельвина [52, 53].

Обращаясь к § 5.2, можно задать изменение осевой составляющей поля замедляющей системы выражением (5.11):

$$E_{zс} = E_{m0} e^{i\omega t_0 e^{(m+in)\zeta}},$$

где E_{m0} — начальное значение амплитуды поля в момент времени $t = t_0$; $\zeta = \omega\tau = \omega(t - t_0)$ — полный угол пролета; m и n — коэффициенты, показывающие изменение амплитуды и фазы поля в зависимости от ζ .

Учитывая принятые в литературе по теории ЛБВ обозначения и терминологию, введем параметры усиления C и объемного заряда Q . Эти величины равны

$$C = (I_0 W / 4U_0)^{1/3} \text{ и } Q = a_q^2 / 4C^3,$$

где I_0 и U_0 — значения постоянной составляющей тока и постоянного ускоряющего потенциала; W — волновое сопротивление эквивалентной линии, заменяющей замедляющую систему; $a_q = \omega_q / \omega$ — параметр продольного расталкивания для электронного потока конечного сечения.

Полагая

$$\left. \begin{aligned} m &= Cx, \\ n &= Cy, \\ m + jn &= C(x + jy) = C\delta, \end{aligned} \right\} \quad (8.2)$$

можно переписать (5.11) так:

$$E_{zc} = E_{m0} e^{j\omega t_0} e^{C\delta \zeta} \quad (8.3)$$

и представить (5.66) в виде

$$\frac{d^2 z}{d\zeta^2} + a_{q0}^2 z = P_0 e^{C\delta \zeta}, \quad (8.4)$$

где $P_0 = \frac{1}{\omega^2} \frac{e}{m} E_{m0} e^{j\omega t_0}$.

Соответственно решение (5.12) примет вид

$$z = z_1 + z_2 = A_0 \cos a_{q0} \zeta + B_0 \sin a_{q0} \zeta + \frac{P_0 e^{C\delta \zeta}}{C^2 (\delta^2 + 4QC)}. \quad (8.5)$$

Так как при $\zeta = 0$ смещение электронных слоев z относительно их положения в невозмущенном электронном потоке равно нулю, то из (8.5) можно получить

$$A_0 = - \frac{P_0}{C^2 (\delta^2 + 4QC)}.$$

При отсутствии возмущения электронного потока равна нулю и переменная составляющая скорости $v_z = \frac{dz}{dt} = \omega \frac{dz}{d\omega t} = \omega \frac{dz}{d\zeta}$.

Поэтому, беря производную от (8.5) и полагая $\frac{dz}{d\zeta} = 0$, найдем

$$B_0 = - \frac{C\delta}{a_{q0}} \frac{P_0}{C^2 (\delta^2 + 4QC)}.$$

Подставляя найденные значения A_0 и B_0 в (8.5), получим

$$z = \frac{P_0}{C^2 (\delta^2 + 4QC)} \left(e^{C\delta \zeta} - \cos a_{q0} \zeta - \frac{C\delta}{a_{q0}} \sin a_{q0} \zeta \right). \quad (8.5.a)$$

Здесь члены в скобках отображают разные физические процессы. Так, первый член при $x > 0$ ($\delta = x + jy$) показывает нарастание амплитуды поля замедляющей системы за счет его взаимодействия с электронным потоком, т. е. отражает «вынужденные» колебания этого потока. Два других члена представляет собой «собственные» колебания электронного потока, возникающие в результате взаимодействия электронного потока с полем системы в плоскости, где этот поток входит в область поля системы.

При рассмотрении режима взаимодействия волны системы с электронным потоком, обеспечивающего значительное усиление, можно в скобках выражения (8.5a) пренебречь влиянием членов,

определяющих «собственные» колебания, как малыми величинами по сравнению с первым членом, и принять

$$z = \frac{P_0 e^{C\delta z}}{C^2 (\delta^2 + 4QC)}. \quad (8.5.6)$$

Тогда, используя уравнение движения $m \frac{d^2 z}{dt^2} = e(E_{zc} + E_{zp})$, найдем из него величину поля E_{zp} , определяемого влиянием объемного заряда. Действительно, подставляя в уравнение значение E_{zc} из (8.3) и z из (8.5б), можно получить

$$E_{zp} = \frac{m}{e} \frac{d^2 z}{dt^2} - E_{zc} = \omega^2 \frac{m}{e} \frac{d^2 z}{dt^2} - E_{zc} = - \frac{4QC}{\delta^2 + 4QC} E_{zc}. \quad (8.6)$$

Отсюда полное поле в электронном потоке, представляющее сумму полей E_{zc} и E_{zp} , будет определяться выражением

$$E_z = E_{zc} + E = \left(1 - \frac{4QC}{\delta^2 + 4QC}\right) E_{zc} = \frac{\delta^2}{\delta^2 + 4QC} E_{zc}. \quad (8.7)$$

Выражение (8.6) показывает, что поле объемного заряда E_{zp} обладает обратным знаком по сравнению с полем E_{zc} . В результате сумма полей E_z и E_{zp} , т. е. полное поле, действующее в электронном потоке, меньше поля системы. Такой результат есть прямое следствие того, что поле объемного заряда E_{zp} , определяющее силы продольного электростатического расталкивания электронов, действует против поля системы E_{zc} . Соответствующее уменьшение полного поля E_z по сравнению с полем E_{zc} можно рассматривать как эффект влияния диэлектрической постоянной электронного потока. Ее величина следует из выражения (8.7) и равна $\frac{\delta^2}{\delta^2 + 4QC}$. В рассмотренном применении уравнения колебаний электронных дисков к процессам в электронном потоке ЛБВ неизвестным остается параметр δ , который в соответствии с принятой в теории ЛБВ терминологией называют постоянной распространения.

В настоящее время известны три метода определения постоянной распространения δ : первый (наиболее строгий) — *метод самосогласованного поля*. Он базируется на расчете возбуждающего систему наведенного тока [50], расчете полей в системе с электронным потоком [54, 55, 56] или на общей теории возбуждения волноводов [49] и позволяет получить из уравнений, определяющих процессы в электронном потоке и свойства замедляющей системы, алгебраическое уравнение. Корни этого уравнения, вызываемого характеристическим уравнением ЛБВ, дают значения постоянной распространения; второй — *метод заданного поля*, который изложен в работах В. М. Лопухина, В. Ф. Коваленко, В. Н. Шевчика и А. С. Тагера, и третий — *энергетический метод*.

Во втором величина χ , определяющая действительную часть постоянной распространения δ и задающая возрастание амплитуды волны, т. е. коэффициент усиления, определяется из равенства активных составляющих электронной мощности и потока мощности в линии. Третий метод, являющийся дальнейшим обобщением второго, состоит в том, что закон изменения поля вдоль замедляющей системы не задается заранее, а определяется из уравнения баланса активной мощности, полученного для любой точки системы.

Подробное изложение этих методов наряду с оригинальными исследованиями авторов можно найти в [57], здесь же рассмотрим только метод самосогласованного поля. Для этого обратимся к выводу характеристического уравнения ЛБВ.

8.2.1. Характеристическое уравнение ЛБВ

Рассмотрение начнем с введения эквивалентной линии, заменяющей замедляющую систему. Эту линию в общем виде можно представить сеткой из активных и реактивных сопротивлений, которая обеспечивает распространение бесконечного числа видов колебаний, как это имеет место в волноводе. Бесконечное число видов колебаний в эквивалентной линии проявляется вследствие наличия связи между основным видом и видами более высокого порядка, распространяющимися вдоль линии, что и обеспечивается необходимым типом сетки сопротивлений. Пренебрегая этой связью, которая во многих практических случаях чрезвычайно мала, ограничимся

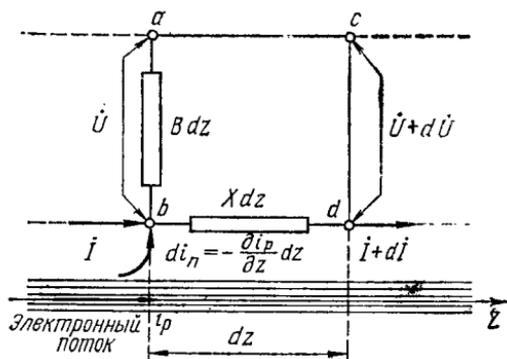


Рис. 8.4. Схема элемента эквивалентной линии, заменяющей замедляющую систему

рассмотрением только одного вида колебаний и заменим сетку сопротивлений более простой моделью. В принятом здесь рассмотрении процессов в ЛБВ внешнее поле, связанное с зарядами на заземляющей системе, и поле объемных зарядов в электронном потоке вводятся независимо. Поэтому из всех возможных видов колебаний, распространяющихся в замедляющей системе, интересны только те, для которых возможно эффективное взаимодействие с электронным потоком, т. е. имеется связь между системой и потоком. Так как здесь принимается линейное приближение, что априори снимает вопрос о возможности связи замедляющей системы с гармониками тока, то связанный с потоком вид колебаний имеет частоту усиливаемого сигнала. Для этих колебаний можно заменить сетку сопротивле-

ний простой эквивалентной линией, элемент которой показан на рис. 8.4. На этом рисунке показан отрезок эквивалентной линии без потерь с распределенными реактивной проводимостью B и сопротивлением X , имеющий протяженность по оси Z , равную dz . Отсутствие в принятой эквивалентной линии потерь будет учтено в дальнейшем и не повлияет на точность проводимых расчетов. Причем значительное упрощение характеристического уравнения ЛБВ и его решения при первоначальном пренебрежении распределенными потерями полностью оправдывает такой подход. Отметим, что введение постоянных величин B и X строго справедливо для заданной частоты сигнала. При ее изменении значение этих величин может изменяться. При таком определении B и X они могут отражать любую сложную сетку реактивных сопротивлений.

Как видно из рисунка, на входе показанного на нем элемента эквивалентной линии, т. е. между зажимами ab , имеет место разность потенциалов \dot{U} . К точке b подтекают ток \dot{I} из левой по отношению к этой точке части эквивалентной линии и «питающий» ток $i_{\text{п}}$ из электронного потока. На выходе элемента линии, т. е. между точками cd , вследствие падения напряжения на сопротивлении $X dz$ разность потенциалов будет $\dot{U} + d\dot{U}$, т. е. на рассматриваемом элементе эквивалентной линии имеется изменение разности потенциалов $d\dot{U} = \frac{\partial \dot{U}}{\partial z} dz = -jX \dot{I} dz$.

Ток, оттекающий от точки d вправо, будет соответственно $\dot{I} + d\dot{I}$, причем его изменение определяется шунтирующим действием проводимости B и добавлением элементарного «питающего» тока $di_{\text{п}}$. Он равен в соответствии с законом Кирхгофа изменению полного тока $i_{\text{п}}$, определяемого движением электронов по оси Z , т. е. $di_{\text{п}} = -\frac{\partial i_{\text{п}}}{\partial z} dz$. При этом величина

$$d\dot{I} = \frac{\partial \dot{I}}{\partial z} dz = -jB\dot{U} dz - \frac{\partial i_{\text{п}}}{\partial z} dz.$$

Полученные выражения для $d\dot{U}$ и $d\dot{I}$ после сокращения на dz дают следующие уравнения:

$$\frac{\partial \dot{U}}{\partial z} = -jX \dot{I}; \quad (8.8)$$

$$\frac{\partial \dot{I}}{\partial z} = -jB\dot{U} - \frac{\partial i_{\text{п}}}{\partial z}. \quad (8.9)$$

Вводя далее составляющую поля замедляющей системы вдоль оси Z с помощью равенства $E_{zc} = -\frac{\partial \dot{U}}{\partial z}$, из (8.8) получим $E_{zc} =$

$=jXl$. Определяя из последнего соотношения значение l , подставляя его в (8.9) и дифференцируя по z , найдем

$$\frac{\partial^2 E_{zc}}{\partial z^2} + BX E_{zc} = -jX \frac{\partial^2 i_p}{\partial z^2}. \quad (8.10)$$

Обозначая $\delta_0 = \sqrt{BX}$ и полагая, что электронный поток выключен, т. е. $\frac{\partial^2 i_p}{\partial z^2} = 0$, найдем уравнение для распространения волн в «холодной» замедляющей системе

$$\frac{\partial^2 E_{zc}}{\partial z^2} + \delta_0^2 E_{zc} = 0. \quad (8.10a)$$

Решение (8.10a) имеет вид

$$E_{zc} |_{z=0} = A_2 \cos \delta_0 z + B_2 \sin \delta_0 z \quad (8.11)$$

и дает «собственные» колебания замедляющей системы в отсутствие электронного потока, т. е. описывает распространение волн в системе в этом случае.

Если имеется электронный поток, то кроме собственных колебаний, которые должны быстро убывать благодаря наличию потерь в реальной замедляющей системе, будут возникать еще и «вынужденные» колебания, причем правая часть уравнения при этом может рассматриваться как «вынуждающая» сила. В этом случае для решения уравнения необходимо определить значение производной $\frac{\partial^2 i_p}{\partial z^2}$. Полный ток, вызванный перемещением электронных зарядов, равен сумме $i_p = i_e + i_s$, где i_e — электронный ток, а i_s — ток смещения. Если площадь сечения электронного потока равна S , то $i_e = S j_e$, где j_e — плотность электронного тока, и $i_s = \epsilon_0 S \frac{\partial E_{zp}}{\partial t}$.

Используя уравнение непрерывности электронного тока, выведенное в приложении IV:

$$\frac{\partial j_e}{\partial z} = - \frac{\partial \rho_{\sim}}{\partial t},$$

где ρ_{\sim} — переменная составляющая объемного заряда, можно определить первую производную тока i_p :

$$\frac{\partial i_p}{\partial z} = S \left(\frac{\partial j_e}{\partial z} + \frac{\partial j_s}{\partial z} \right) = S \left(- \frac{\partial \rho_{\sim}}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial^2 E_{zp}}{\partial z \partial t} \right). \quad (8.12)$$

В § 5.2 было показано, что величина осевого поля объемного заряда при переходе от электронного потока бесконечного сечения, когда этот заряд связан с осевым полем, к потоку конечного

сечения изменяется в F раз, т. е. $E_{zp} = FE_{zp\infty}$. В рассматриваемом здесь случае малого сигнала можно полагать $F = F_{0\text{ med}} = \text{const}^*$.

При этом

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{zp}}{\partial z} = F_{0\text{ med}} \epsilon_0 \frac{\partial E_{zp\infty}}{\partial z} = F_{0\text{ med}} \rho_{\sim},$$

откуда

$$\rho_{\sim} = \frac{1}{F_{0\text{ med}}} \epsilon_0 \frac{\partial E_{zp}}{\partial z}. \quad (8.13)$$

Подставляя (8.13) в (8.12), найдем

$$\frac{\partial t_p}{\partial z} = \epsilon_0 S \left(-\frac{1}{F_{0\text{ med}}} \frac{\partial^2 E_{zp}}{\partial z \partial t} + \frac{\partial^2 E_{zp}}{\partial z \partial t} \right) = \frac{F_{0\text{ med}} - 1}{F_{0\text{ med}}} \epsilon_0 S \frac{\partial^2 E_{zp}}{\partial z \partial t}. \quad (8.12a)$$

Для рассматриваемого случая малого сигнала примем $\zeta = \omega t - \omega t_0 \approx \zeta_0$ и $\omega t_0 = \omega t - \zeta \approx \omega t - \zeta_0$, где $\zeta_0 = (\omega z)/v_0$ — постоянная составляющая угла пролета ζ . При этом выражение (8.3) будет

$$E_{zc} = E_{m0} e^{j\omega t} e^{(C\delta - j)\zeta_0}. \quad (8.13a)$$

Используя (8.12a), (8.6) и (8.3a), найдем производную

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 t_p}{\partial z^2} &= \frac{F_{0\text{ med}} - 1}{F_{0\text{ med}}} \epsilon_0 S \frac{\partial^3 E_{zp}}{\partial z^2 \partial t} = -\frac{F_{0\text{ med}} - 1}{F_{0\text{ med}}} \epsilon_0 S \frac{4QC}{\delta^2 + 4QC} \frac{\partial^3 E_{zc}}{\partial z^2 \partial t} = \\ &= -\frac{F_{0\text{ med}} - 1}{F_{0\text{ med}}} \epsilon_0 S \frac{4QC}{\delta^2 + 4QC} j\omega (C\delta - j)^2 \frac{\omega^2}{v_0^2} E_{zc}. \end{aligned}$$

Подставляя в правую часть (8.10) найденное значение производной $(\partial^2 t_p)/\partial z^2$, а в левую — величину производной

$$\frac{\partial^2 E_{zc}}{\partial z^2} = \frac{\omega^2}{v_0^2} (C\delta - j)^2 E_{zc},$$

после сокращения на E_{zc} можно получить следующее характеристическое уравнение:

$$\begin{aligned} (C\delta - j)^2 \frac{\omega^2}{v_0^2} + \delta_0^2 &= -X\omega \frac{F_{0\text{ med}} - 1}{F_{0\text{ med}}} \epsilon_0 S \times \\ &\times \frac{4QC}{\delta^2 + 4QC} \frac{\omega^2}{v_0^2} (C\delta - j)^2. \end{aligned} \quad (8.14)$$

Для упрощения полученного уравнения введем параметр $\beta = \delta_0/(\omega/v_0)$ и найдем значение $(X\omega\epsilon_0 S)/F_{0\text{ med}}$. Постоянная распространения δ_0 для «холодной» замедляющей системы (т. е. при выключенном электронном потоке) является функцией данных только

* Здесь и далее принимается, что изменение осевого поля объемного заряда в замедляющей системе близко к таковому для сплошного проводящего цилиндра, как это следует из расчета [58].

этой системы и может быть легко рассчитана и измерена. Для заданной частоты сигнала ω ее можно определить как $\delta_0 = \omega/v_\phi$, где v_ϕ — скорость волны в «холодной» системе. При этом введенный параметр представляет собой отношение постоянной скорости электронов к величине v_ϕ , т. е. $\beta = v_0/v_\phi$.

Далее обратимся к величине $X\omega\varepsilon_0 S/F_{0med}$. Если умножить и разделить ее на \sqrt{B} , I_0 , $v_0^2 = 2 \frac{e}{m} U_0$ и ω , получим

$$\begin{aligned} & \frac{X\omega\varepsilon_0 S}{F_{0med}} \cdot \frac{\sqrt{B} I_0 v_0^2 \omega}{\sqrt{B} I_0 2 \frac{e}{m} U_0 \omega} = \\ & = \frac{\sqrt{XB} \sqrt{\frac{X}{B} \frac{I_0}{2U_0}}}{\frac{\omega}{v_0} \left(F_{0med} \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{e}{m} \frac{I_0}{Sv_0} \right) \frac{1}{\omega^2}} = \frac{\delta_0}{\frac{\omega}{v_0}} \frac{2 \frac{W_0 I_0}{4U_0}}{a_{q0}^2} = \frac{\beta}{2 \frac{a_{q0}^2}{4C^3}} = \frac{\beta}{2Q}, \end{aligned}$$

где учтены равенства

$$\begin{aligned} \sqrt{XB} &= \delta_0, \quad \sqrt{X/B} = W_0, \quad \frac{\delta}{\omega/v_0} = \beta, \quad \frac{I_0}{Sv_0} = \rho_0, \\ \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{e}{m} \rho_0 &= \omega_p^2, \quad \frac{F_{0med} \omega_p^2}{\omega^2} = \frac{\omega_{q0}^2}{\omega^2} = a_{q0}^2, \quad \frac{W_0 I_0}{4U_0} = C^3 \text{ и } \frac{a_{q0}^2}{4C^3} = Q. \end{aligned}$$

Подставляя найденное значение $\frac{X\omega\varepsilon_0 S}{F_{0med}}$ и введя параметр β , из (8.14) получим

$$[(C\delta - j)^2 + \beta^2](\delta^2 + 4QC) - 2\beta C(C\delta - j)^2(1 - F_{0med}) = 0. \quad (8.14a)$$

Это алгебраическое уравнение четвертой степени определяет четыре значения постоянной распространения δ . Три из них определяют прямые волны, а четвертое — обратную волну. Однако при значениях $C \ll 1$ возможны приближения, основанные на пренебрежении членами, содержащими C в степени более высокой, чем первая:

$$\begin{aligned} (C\delta - j)^2 + \beta^2 &\approx \beta^2 - (1 + 2jC\delta); \\ C(C\delta - j)^2 &\approx -C. \end{aligned}$$

Используя их в (8.14a) и вводя параметр рассинхронизма* $b_0 = (\beta^2 - 1)/(2C)$, получим

$$(j\delta)^3 - b_0(j\delta)^2 - 4QC(j\delta) + 4QCb_0 + (1 - F_{0med})\beta = 0. \quad (8.15)$$

* Отметим, что введенная величина b_0 мало отличается от вводимого обычно в теории ЛБВ параметра $b = \frac{\beta - 1}{C}$, так как при $\beta \approx 1$

$$b_0 = \frac{(\beta - 1)(\beta + 1)}{2C} \approx b.$$

Это алгебраическое уравнение третьей степени дает три значения постоянной δ , определяющих три прямые волны. Таким образом, малые значения параметра усиления означают возможность пренебречь обратной волной.

8.2.2. Решение характеристического уравнения ЛБВ

Используя замену $j\delta = Y + b_0/3$, преобразуем уравнение (8.15) и приведем его к канонической форме

$$Y^3 + pY + q = 0, \quad (8.15a)$$

где

$$p = - \left(4QC + \frac{b_0^2}{3} \right);$$

$$q = - \frac{2}{27} b_0^2 + \frac{2}{3} 4QC b_0 + (1 - F_{\text{отед}}) \beta.$$

Дальнейшая замена $Y = -\frac{q}{p} Z$ позволяет привести его к виду

$$Z^3 + AZ - A = 0, \quad (8.15b)$$

где величина

$$A = p^3/q^2 = - \frac{(4QC + b_0^2/3)^3}{\left[-\frac{2}{27} b_0^2 + \frac{2}{3} 4QC b_0 + (1 - F_{\text{отед}}) \beta \right]^2}. \quad (8.16)$$

Форма записи уравнения, использованная в (8.15b), позволяет решать уравнение третьей степени методом основ, который разработал Б. М. Шумягский, составив соответствующие таблицы [59]. Как видно из (8.15b), корни уравнения определяются значением только одной величины A . Каждому значению A соответствуют три корня, которые называются основами третьего порядка от A . Как видно из (8.16), нас интересуют корни (8.15b), соответствующие отрицательным значениям величины A . На рис. 8.5 приведены кривые, определяющие значения корней для $A < 0$. На этом рисунке имеются две области. *Первая* соответствует изменению величины A от 0 до $-6,75$, вторая — значениям величины $A < -6,75$. Первый вещественный корень уравнения (8.15b) Z_1 дается одной кривой, проходящей обе области. Однако два других корня в первой области являются комплексными и определяются соотношением $Z_{2,3} = -\frac{Z_1}{2} \pm jZ_1\alpha$, где значение коэффициента α определяется соответствующей кривой рис. 8.5. Во второй области все корни вещественные, значения Z_2 и $Z_3 = -(Z_1 + Z_2)$ показаны штрихпунктирной и пунктирной кривыми.

На основании использованных замен получим соотношение, определяющее величину постоянной распространения $\delta = x + jy$ и ее составляющих x и y :

$$j\delta = jx - y = Y + \frac{b_0}{3} = -\frac{q}{p} Z + \frac{b_0}{3}. \quad (8.17)$$

Из (8.17) следует, что при вещественных значениях Z имеем $x=0$, т. е. волны с измененной амплитудой (при отсутствии неучтенных собственных потерь замедляющей системы). Поэтому в области $A < -6,75$, где все три волны имеют $x=0$, работа прибора из замедляющей системы и электронного потока может быть

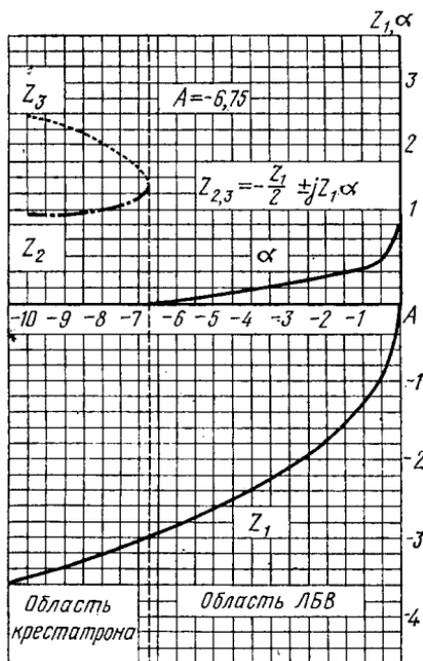


Рис. 8.5. Кривые, определяющие значения корней уравнения (8.15б)

основана на сложении трех волн с разными фазами, в результате которого возникают биения: максимумы в местах совпадения фаз и минимумы там, где волны складываются в противофазе, уничтожая друг друга. Как уже было указано в § 8.1, такой режим используется в крестатроне, и поэтому область $A < -6,75$ является его областью.

При $A > -6,75$ имеются два комплексных корня, и на основании (8.17) можно получить

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= 0; \quad y_1 = \frac{q}{p} Z_1 - \frac{b_0}{3}, \\ x_{2,3} &= \pm \frac{q}{p} Z_1 \alpha, \\ y_2 &= y_3 = -\frac{q}{p} \frac{Z_1}{2} - \frac{b_0}{3}. \end{aligned} \right\} \quad (8.18)$$

Таким образом, в области $A > -6,75$ могут распространяться три прямые волны: одна с неизменной амплитудой $x_1=0$ (при условии пренебрежения собственными потерями) и две с изменяющейся. Одна при $x_2 > 0$ нарастает, другая при $x_3 < 0$ убывает. В ЛБВ для усиления мощности используется прямая волна с нарастающей амплитудой. Поэтому значения $A > -6,75$ определяют область ЛБВ.

8.2.3. Расчет коэффициента усиления ЛБВ по мощности

Для того чтобы иметь возможность рассчитать усилие по мощности, получаемое в ЛБВ, необходимо знать, как мощность возбуждения, подаваемая на вход лампы, распределяется между

тремя возникающими на входе ЛБВ прямыми волнами, которые иногда называют *парциальными*. С рассмотрения этого вопроса и начнем расчет коэффициента усиления ЛБВ по мощности.

Для определения амплитуд парциальных волн обычно используются начальные условия на входе электронного потока в замедляющую систему (см. [57]): равенство нулю переменных составляемых скорости электронов и тока проводимости, а также и то, что сумма амплитуд парциальных волн должна равняться амплитуде поля, создаваемого в начале замедляющей системы вводимым в нее для усиления сигналом. Последнее можно записать выражением

$$\sum_{i=1}^4 E_{m0i} = E_{m0}, \quad (8.19)$$

где E_{m0i} — амплитуда i -й парциальной волны.

Ранее было показано, что решение уравнения колебаний дает «свободные» колебания, возникающие в плоскости, где электронный поток начинает взаимодействовать с полем системы, и «вынужденные», являющиеся результатом длительного взаимодействия потока с полем системы. Для составления характеристического уравнения ЛБВ можно было пренебречь влиянием «свободных» колебаний, вызванных слабым полем в начале замедляющей системы. Однако этого делать нельзя при определении распределения мощности возбуждения между парциальными волнами. Для случая задания поля в системе одной волной было получено полное решение уравнения колебаний (8.5а), в котором постоянные, определяющие амплитуды колебательных членов находились на основе использования начальных условий: равенства нулю переменной составляющей скорости и смещения электронных слоев, что задает равной нулю переменную составляющую объемного заряда и вместе с переменной составляющей скорости равным нулю ток проводимости. Таким образом, согласование начальных условий с полем системы не накладывает каких-либо условий на значение начальной амплитуды волны. Покажем, что это имеет место и при наличии нескольких волн в замедляющей системе. Пусть поле системы задается суммой трех волн, из которых каждая имеет свою начальную амплитуду E_{m0i} и свою постоянную распространения δ_i ,

$$E_{zc} = \sum_{i=1}^3 E_{m0i} e^{i\omega t} e^{C\delta_i \xi}. \quad (8.20)$$

Тогда в отличие от (8.5а) запишем полное решение уравнения колебаний так:

$$z = A_0 \cos a_{q0} \zeta + B_0 \sin a_{q0} \zeta + \\ + \frac{1}{\omega^2} \frac{e}{m} e^{i\omega t_0} \sum_{i=1}^3 \frac{E_{m0i} e^{C\delta_i \xi}}{C^2 \delta_i^2 + a_q^2}. \quad (8.5в)$$

Используя первое начальное условие $z|_{\zeta=0}=0$, которое означает, что смещение электронных слоев в начале системы отсутствует и переменная составляющая плотности объемного заряда равна нулю, найдем значение A_0 :

$$A_0 = -\frac{1}{\omega^2} \frac{e}{m} e^{j\omega t_0} \sum_{i=1}^3 \frac{E_{m0i}}{C^2 \delta_i^2 + a_{q0}^2}. \quad (8.21)$$

Используя второе начальное условие $v_z|_{\zeta=0} = dz/dt|_{\zeta=0} = \omega \frac{dz}{d\zeta}|_{\zeta=0} = 0$, означающее равенство нулю переменной скорости в начале системы, определим величину B_0 :

$$B_0 = -\frac{1}{\omega^2} \frac{e}{m} e^{j\omega t_0} \frac{C}{a_q} \sum_{i=1}^3 \frac{E_{m0} \delta_i}{C^2 \delta_i^2 + a_q^2}. \quad (8.22)$$

Подставляя полученные значения A_0 и B_0 в (8.5в), найдем

$$z = \frac{1}{\omega^2} \frac{e}{m} e^{j\omega t_0} \frac{1}{C^2} \sum_{i=1}^3 \frac{E_{m0i}}{\delta_i^2 + 4QC} \times \\ \times \left(e^{C\delta_i \zeta} - \cos a_q \zeta - \frac{C\delta_i}{a_q} \sin a_q \zeta \right). \quad (8.5г)$$

Таким образом, при учете «собственных» колебаний электронного потока, пренебрегать которыми в начале системы нет оснований, начальные условия не имеют значения для распределения подводимой энергии возбуждения между отдельными волнами, т. е. позволяют считать его равномерным и полагать

$$E_{m01} = E_{m02} = E_{m03} = E_{m0}/3. \quad (8.23)$$

Аналогичный результат получается в теории ЛБВ без учета возникновения «собственных» колебаний [56], если потери в замедляющей системе равны нулю и скорость электронов v_0 равна скорости «холодной» волны v_ϕ , т. е. $\beta = v_0/v_\phi = 1$.

При $\beta \neq 1$ обычная теория ЛБВ приводит к тому, что для удовлетворения начальным условиям $z|_{\zeta=0}=0$ и $dz/dt|_{\zeta=0}=0$ необходимо постулировать неравномерное распределение мощности возбуждения между парциальными волнами и вычислять их амплитуды, используя начальные условия как дополнительные к (8.19) уравнения. Однако изложенное дает основание принять (8.23) за исходное соотношение при любых значениях β .

Определяя коэффициент усиления ЛБВ по мощности, найдем его как отношение выходной мощности $P_{\text{вых}}$ к мощности возбуждения, или входной мощности $P_{\text{вх}}$, т. е.

$$\mu_p = P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}. \quad (8.24)$$

Величины $P_{\text{вх}}$ и $P_{\text{вых}}$ прямо пропорциональны квадрату амплитуды поля системы. Поэтому для входной мощности $P_{\text{вх}} \sim E_{m0}^2$. Для расчета выходной мощности необходимо знать значение амплитуды поля на выходе системы. Ранее было установлено, что из трех прямых волн, возникающих в начале системы, первая сохраняет неизменную амплитуду ($x_1=0$), вторая возрастает по амплитуде ($x_2>0$) и третья убывает по амплитуде ($x_3<0$). При значительном усилении ЛБВ, которое и имеется в реальных конструкциях приборов, вклад в выходную мощность убывающей волны и волны с неизменной амплитудой пренебрежимо мал, и значение выходной мощности можно определять по амплитуде нарастающей волны. Тогда будем иметь

$$P_{\text{вых}} \sim E_{m02}^2 e^{2Cx_2\zeta_0},$$

где E_{m02} — начальная амплитуда нарастающей волны; x_2 — вещественная часть постоянной распространения этой волны.

В соответствии с (8.23) $E_{m02} = E_{m0}/3$. Учитывая это, перепишем (8.24) так:

$$\mu_p = \frac{1}{9} e^{2Cx_2\zeta_0}. \quad (8.24a)$$

Входящий в это выражение угол пролета $\zeta_0 = \omega l/v_0$, где l — длина замедляющей системы, обычно выражают числом укладываемых на длине l электронных волн $\lambda_e = v_0 T = \frac{v_0}{f} = 2\pi \frac{v_0}{\omega}$. Здесь T и f — период и частота усиливаемого сигнала. Обозначая эту величину через $N = l/\lambda_e$ для угла пролета, можно записать

$$\zeta_0 = \frac{\omega l}{v_0} = 2\pi \frac{l}{2\pi \frac{v_0}{\omega}} = 2\pi N.$$

Подставляя полученное выражение в (8.24a) и переходя к коэффициенту усиления по мощности $G = 10 \lg \mu_p$ дБ, получим

$$G = BCN + A, \quad (8.25)$$

где $A = 10 \lg \frac{1}{9} = -20 \lg 3 \approx -9,54$ — величина начальных потерь, обусловленная распределением мощности возбуждения между тремя прямыми волнами; $B = 54,6x_2$ — усиление по мощности нараста-

ющей волны в децибелах при единичном параметре усиления ($C=1$) на одну электронную волну ($N=1$).

Как было указано в § 8.1, для устранения самовозбуждения в замедляющую систему вводят поглотитель, уменьшающий амплитуду прямых и обратной волн. Уменьшение обратной волны, переносящей энергию с конца замедляющей системы на ее вход, уменьшает возникающую за счет этой волны обратную связь и обеспечивает устойчивую работу ЛБВ. Ослабление же прямой нарастающей волны компенсируется за счет взаимодействия с электронным потоком. Ослабление, вызываемое поглощающей вставкой, имеет обычно значение от 4 до 15 дБ. Обозначая это ослабление через A_1 , перепишем (8.25) так:

$$G = BCN + A + A_1, \quad (8.25a)$$

где $A_1 = -(4 \div 15)$ дБ.

В приведенных расчетах не учитывались собственные распределенные потери замедляющей системы, которые могут быть охарактеризованы коэффициентом затухания L , выраженным обычно в децибелах. В принятом здесь малосигнальном приближении изменение амплитуды волн задается множителем $e^{Cx'_i} = e^{2\pi CNx}$, и учет собственных потерь замедляющей линии может быть сделан заменой величины x на $x' = x - d$, где d — параметр затухания, учитывающий потери замедляющей системы. При распространении только одной волны имело бы место следующее равенство:

$$10 \lg (e^{-2\pi CNd})^2 = -L,$$

откуда

$$d = 0,0183 \frac{L}{CN}. \quad (8.26)$$

Однако при наличии трех прямых волн влияние параметра d сказывается на их ослаблении, т. е. изменении суммарной мощности, и его парциальное влияние должно составлять одну треть, т. е. $x'_1 = x_1 - \frac{1}{3}d$, $x'_2 = x_2 - \frac{1}{3}d$ и $x'_3 = x_3 - \frac{1}{3}d$. Такое влияние параметра затухания может быть показано и при определении амплитуд парциальных волн без учета «собственных» колебаний электронного потока для $\beta \sim 1$ и $d < 1$. На основании изложенного величину B в (8.25a) можно принять равной: $B = 54,6(x_2 - d/3)$.

Используя полученное значение B и значение $A = -9,54$, перепишем формулу (8.25a), дБ:

$$G = 54,6CN \left(x_2 - \frac{d}{3} \right) - 9,54 + A_1. \quad (8.27)$$

8.2.4. Широкополосные свойства ЛБВ как усилителя

Одним из важнейших свойств ЛБВ является ее способность давать большее усиление в широком диапазоне частот. Эти свойства определяются шириной полосы пропускания замедляющей системы и возможностью получения малой дисперсии, т. е. малого изменения параметра $\beta = v_0/v_\phi$. Такими свойствами обладает замедляющая система типа спирали, используемая при не очень больших уровнях мощности.

Следует отметить, что широкополосные свойства ЛБВ зависят не только от параметра β . Обращаясь к характеристическому уравнению (8.14а), определяющему постоянные распространения, а следовательно, и коэффициент усиления, видим, что в него входят еще величины F_{omed} , C и $4QC$. Зависимость F_{omed} от частоты была пояснена в § 5.2.

Параметр усиления $C = \left(\frac{I_0 W}{4U_0}\right)^{1/3}$ изменяется вследствие зависимости величины W от частоты, а величина $4QC = \frac{a_a^2}{C^2} = \frac{\omega_p^2 F_{\text{omed}}}{\omega^2 C^2}$ меняется не только благодаря изменению входящих в нее величин F_{omed} и C , но и непосредственно, так как в приведенном выражении в знаменателе имеется квадрат угловой частоты усиливаемого сигнала.

Многочисленные опубликованные экспериментальные данные показывают, что при неизменных геометрических размерах спирали и практически используемых размерах и характеристиках электронного потока усиление достигает наибольшей величины на частоте, для которой условный угол $\zeta_{a0} = \omega_a/v_0$, где a — радиус спирали, достигает значений 1,4—1,6. Этот экспериментальный результат не противоречит тому, что оптимальное значение ζ_{a0} должно зависеть по отношению радиуса потока* b' к радиусу спирали a , т. е. значение b'/a , и так называемого микропервеанса $\rho_1 = \frac{I_0}{U_0^{3/2}} \cdot 10^6$, выраженного в мкА/В^{3/2} (см. [57]). На

рис. 8.6 приведены кривые оптимальных значений ζ_{a0} , соответствующих максимальному усилению ЛБВ по мощности, как функции ρ_1 при разных значениях отношения b'/a . Как видно из рисунка, значениям $\zeta_{a0} = 1,4 \div 1,6$ при изменении микропервеанса в широких пределах от $\rho_1 = 0$ до $\rho_1 = 5$ соответствует большая область значений b'/a от $b'/a \sim 0,4$ до $b'/a \sim 0,55$, что и используется во многих практических конструкциях. Отметим, что для маломощных ЛБВ для уменьшения плотности тока на поверхности катода берут несколько большие значения ζ_{a0} , равные 1,6—1,8. В этом случае из рис. 8.6 следует, что при $\rho_1 < 1$ величина b'/a должна быть в пределах от $b'/a \sim 0,50$ до $b'/a \sim 0,65$,

* Здесь введем b' вместо b , чтобы отличить радиус потока b' от параметра рассинхронизма b .

а при $p_1 > 1$ выбрана в пределах от $b'/a \sim 0,55$ до $b'/a \sim 0,70$.

Анализ, проделанный в [57], показывает, что зависимость коэффициента усиления по мощности, выраженного в децибелах, от частоты усиливаемого сигнала можно определить следующей формулой:

$$G = G_0 - k p_1^{1/3} \left[1 + 0,095 \left(\frac{b'}{a} \zeta_{a0} \right)^{-1/2} p_1^{1/2} \right]^{1/3} \Phi \left(\frac{b'}{a}, p_1 \right) \alpha^2, \quad (8.28)$$

где G_0 — величина коэффициента усиления, рассчитанная по (8.27) для частоты, соответствующей центру полосы усиливаемых сигналов; $k = l/(20a)$ — параметр, характеризующий размеры спирали длиной l и радиусом a ;

$(\zeta_{a0})_{\text{опт}}$

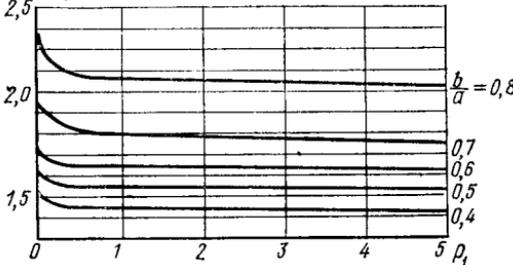


Рис. 8.6. Зависимость $(\zeta_{a0})_{\text{опт}}$ от микропереванса электронного потока p_1 для разных значений b'/a

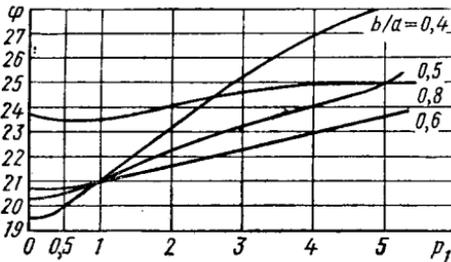


Рис. 8.7. Зависимость функции Φ , определяющей полосу частот ЛБВ, от микропереванса p_1 для разных значений отношения b'/a

$\Phi(b'/a, p_1)$ — функция от отношения b'/a и микропереванса p_1 , приведенная на рис. 8.7 в виде кривых от p_1 для значений $b'/a = 0,4; 0,5; 0,6$ и $0,8$; $\alpha = (\Delta f)/f_0$ — относительное изменение частоты усиливаемого сигнала по отношению к частоте f_0 в центре полосы усиления ЛБВ.

Формула (8.28) выведена в предположении выбора оптимального значения угла ζ_{a0} , при котором достигается максимальное значение усиления G_0 с заданными величинами b'/a и p_1 . Она дает зависимость усиления от частоты симметричную относительно

центра диапазона. Этот результат является следствием того, что при выводе значение затухания в замедляющей системе считалось независимой от частоты. Если имеются только распределенные потери в замедляющей системе, то затухание усиливаемого сигнала увеличивается при увеличении частоты. Это приведет при идеальном согласовании входа и выхода ЛБВ по диапазону к большему ослаблению при $\alpha = \frac{\Delta f}{f_0} > 0$. При наличии локального затухания в виде поглощающей вставки может быть два случая:

1) если поглощающий слой замыкает витки спирали, то усиление

ослабляется значительно при $\alpha > 0$, т. е. в более высокочастотной части диапазона; 2) если поглощающая вставка выполнена в виде цилиндра, коаксиального со спиралью, то за счет влияния этой вставки возможно как увеличение, так и уменьшение ослабления при $\alpha > 0$. Зависимость поверхностного сопротивления поглотителя в виде цилиндра от частоты, определяемую эффектом вытеснения тока из проводника с ее повышением, можно использовать для получения более пологой зависимости $G = f(\omega)$.

§ 8.3. Нелинейная теория ЛБВ

Изложенную линейную теорию для изучения малосигнального режима нельзя использовать для описания процессов при нелинейном режиме. Между тем именно такой режим имеет место в мощных ЛБВ. Если усиление по мощности достаточно велико, то линейный режим может иметь место в начале прибора (входная часть замедляющей системы и электронного потока в несекционированной ЛБВ или входная секция в секционированной ЛБВ). Однако с ростом колебательной мощности возрастает торможение электронов СВЧ-полем замедляющей системы, и среднее значение скорости электронов становится значительно меньше постоянной скорости, полученной от ускоряющего электроны напряжения U_0 , а переменная составляющая тока получает кроме составляющей частоты сигнала высшие гармонические составляющие. Это существенно изменяет исходные предположения линейной теории: неизменность постоянной составляющей скорости электронов v_0 , малость переменной составляющей скорости $v_{\perp} \ll v_0$ и постоянство во времени функции F , определяющей изменение собственной частоты колебаний электронного потока. Далее оказывается необоснованным приближение $\xi = \omega t - \omega t_0 \approx \xi_0$, которое допустимо только при $v_0 = \text{const}$ и $v_{\perp} \ll v_0$.

Между тем это приближение использовалось при вычислении производных $\frac{\partial^2 E_{zc}}{\partial z^2}$ и $\frac{\partial^3 E_{zc}}{\partial z^2 \partial t}$.

В настоящее время разработаны методы точного анализа процессов в ЛБВ при нелинейном режиме, использующие для решения уравнений быстродействующие ЭВМ. В этом отношении наибольший интерес представляют теория Роу [53] и уравнения Вайнштейна, которые были сформулированы и решались с применением ЭВМ в [49]. Учитывая большое число вопросов, которые должны быть освещены в книге, далее будет дано лишь краткое изложение этих материалов.

8.3.1. Теория Роу

В § 8.1 указывалось, что теория Роу базируется на замене замедляющей системы эквивалентной линией. Это делается в общем виде на основе рассмотрения неоднородной сетки сопротивлений, когда эквивалентная линия является двухмерной и ани-

зотропной, т. е. обладает неодинаковыми свойствами по разным направлениям. Соответствующая эквивалентная схема приведена на рис. 8.8. Как видно из рисунка, эквивалентная линия обладает распределенными параметрами как по оси Z (на длине l_1

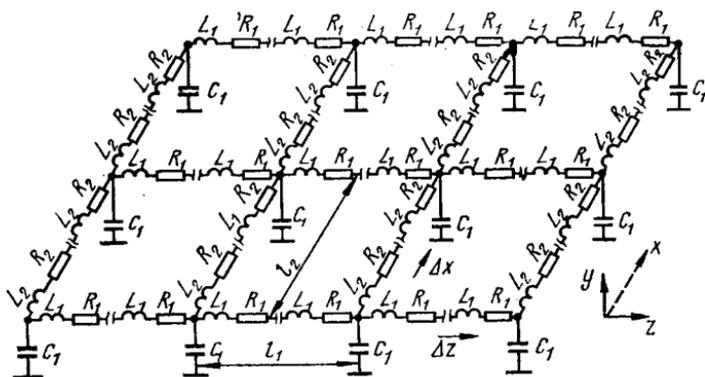


Рис. 8.8. Эквивалентная схема двумерной анизотропной линии

имеем $2L_1$ и $2R_1$), так и по оси X (на длине l_2 имеем $2L_2$ и $2R_2$), причем в узлах решетки имеются емкости C , относящиеся к направлениям Z и X . Это позволяет определить распределенные параметры:

$$C_0 = C_1 / \Delta z = C_1 / \Delta x; \quad L_{0,0} = L_1 / \Delta x;$$

$$L_{0,1} = L_2 / \Delta z; \quad R_{0,0} = R_1 / \Delta x \quad \text{и} \quad R_{0,1} = R_2 / \Delta z.$$

При этом в зависимости от направления введем значения скорости распространения и волнового сопротивления по оси Z

$$V_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{L_{0,0} C_0}},$$

$$W_{0,0} = \sqrt{L_{0,0} / C_0},$$

по оси X

$$V_{0,1} = \frac{1}{\sqrt{L_{0,1} C_0}},$$

$$W_{0,1} = \sqrt{L_{0,1} / C_0}.$$

Кроме того, можно ввести и параметры потерь по тем же направлениям:

$$d_z = \frac{1}{2C} \frac{R_{0,0}}{\omega L_{0,0}};$$

$$d_x = \frac{1}{2C} \frac{R_{0,1}}{\omega L_{0,1}},$$

где C — параметр усиления ЛБВ.

Вывод уравнения возбуждения эквивалентной линии, определяющей процессы в ней и ее связь с электронным потоком, Роу начинает с рассмотрения типичного узла сетки рис. 8.8 и написания уравнений, связывающих токи и напряжения эквивалентной линии с линейным зарядом в электронном потоке. Совмещая эти уравнения в одно, интегрируя их по времени, полагая $dz = -dx$ и принимая, что в момент $t=0$ поток входит в систему и начинает взаимодействовать с ее полем, Роу получает общее неоднородное дифференциальное уравнение для потенциала $U(x, z, t)$, распространяющегося вдоль двухмерной анизотропной линии. Это уравнение при учете соотношения $W_{0,0}/W_{0,1} = V_{0,1}/V_{0,0}$, следующего из определения этих значений, может быть записано (с точностью до постоянных интегрирования) в виде

$$\begin{aligned} & V_{0,1}^2 \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial x^2} + V_{0,0}^2 \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial z^2} - \\ & - 2 \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial t^2} - 4\omega C d_z \frac{\partial U(x, z, t)}{\partial t} = \\ & = -V_{0,0} W_{0,0} \left[\frac{\partial^2 \rho_l(x, z, t)}{\partial t^2} + \omega C d_z \frac{\partial \rho_l(x, z, t)}{\partial t} \right], \end{aligned} \quad (8.29)$$

где ρ_l — заряд, наводимый в линии и отнесенный к единице длины по оси z , равный

$$\rho_l = \int_{x_1, y_1}^{x_2, y_2} \Psi(y) \rho(x, y, z, t) dy dx,$$

где x_1, x_2 и y_1, y_2 — величины, определяющие границы электронного потока по осям X, Y ; $\Psi(y)$ — функция связи из теоремы Рамо о наведенных токах; $\rho(x, y, z, t)$ — плотность объемного заряда в электронном потоке.

Уравнение выведено в предположении, что поток перемещается по оси Z между заземленной плоскостью и замедляющей системой на некотором расстоянии от последней. Отметим, что на приведенной (рис. 8.8) сетке потенциал $U(x, z, t)$ представляет собой волновую функцию, которую при $t = \text{const}$ согласно теоремы Флоке можно выразить следующим образом:

$$U(x, z) = \Phi(x, z) e^{-\delta_{0,0} z - \delta_{0,1} x},$$

где $\Phi(x, z)$ — предполагается периодичной по координатам X и Z , которые являются ортогональными направлениями распространения, а постоянные распространения $\delta_{0,0}$ и $\delta_{0,1}$ в соответствии с введенными обозначениями будут равны:

$$\delta_{0,0} = \omega/V_{0,0} \text{ и } \delta_{0,1} = \omega/V_{0,1}.$$

Удобно и необходимо предположение, что функция $\Phi(x, z)$ разделяется и может быть разложена в ряды Фурье в виде бес-

конечных рядов пространственных гармоник (см. § 8.1). Это позволяет написать уравнение типа волнового, выделив определенную пространственную гармонику из общей волновой функции, что дает телеграфное уравнение для данного направления распространения волны. Указанные соображения определяют общую характеристику уравнения (8.29).

Полагая в (8.29) $d_z=0$, можно получить уравнение для анизотропной линии без потерь

$$V_{0,1}^2 \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial x^2} + V_{0,0}^2 \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial z^2} - 2 \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial t^2} = \\ = -V_{0,0} W_{0,0} \frac{\partial^2 \rho_l(x, z, t)}{\partial t^2}. \quad (8.30)$$

Если в (8.29) принять $V_{0,1}=V_{0,0}$, то получим уравнение для изотропной линии с потерями

$$\frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial z^2} - \frac{2}{V_{0,0}^2} \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial t^2} - \frac{4\omega C d_z}{V_{0,0}} \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial t^2} = \\ = -\frac{W_{0,0}}{V_{0,0}} \left[\frac{\partial^2 \rho_l(x, z, t)}{\partial t^2} + 2\omega C d_z \frac{\partial \rho_l(x, z, t)}{\partial t} \right]. \quad (8.31)$$

Для такой же линии без потерь ($d_z=0$) будем иметь

$$\frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial z^2} - \frac{2}{V_{0,0}} \frac{\partial^2 U(x, z, t)}{\partial t^2} = \\ = -\frac{W_{0,0}}{V_{0,0}} \frac{\partial^2 \rho_l(x, z, t)}{\partial t^2}. \quad (8.32)$$

Для одномерной линии ($V_{1,0}=0$) из (8.29) при наличии потерь получим

$$\frac{\partial^2 U(z, t)}{\partial z^2} - \frac{\delta_0^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 U(z, t)}{\partial t^2} - 2 \frac{\delta_0^2}{\omega} C d \frac{\partial U(z, t)}{\partial t} = \\ = -\frac{\delta_0 W_0}{\omega} \left[\frac{\partial^2 \rho_l(z, t)}{\partial t^2} + 2\omega C d \frac{\partial \rho_l(z, t)}{\partial t} \right], \quad (8.33)$$

при отсутствии потерь

$$\frac{\partial^2 U(z, t)}{\partial z^2} - \frac{\delta_0^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 U(z, t)}{\partial t^2} = -\frac{\delta_0 W_0}{\omega} \frac{\partial^2 \rho_l(z, t)}{\partial t^2}. \quad (8.34)$$

Отметим, что приведенные уравнения (8.29)—(8.34) — основной результат расчетов Роу по описанию возбуждения замедляющей системы электронным потоком.

В своей теории Роу в качестве независимых переменных использует нормализованную длину $Y = C \frac{\omega z}{v_0} = C \zeta_0$, где v_0 — постоянная

составляющая скорости электронов при их поступлении в поле замедляющей системы, а ξ_0 — постоянный угол пролета, и начальную фазу $\Phi_{0i} = \omega t_{0i}$, которая определяет фазу i -й группы электронов в пределах одного периода волны поля замедляющей системы при $Y = 0$.

Так как полная скорость электронов представляет собой отклонение от начальной постоянной скорости v_0 , удобно определять переменные в системе координат, перемещающиеся со скоростью v_0 . При этом скорость рассматриваемой группы электронов

$$v(Y, \Phi_0) = \frac{dz}{dt} = \frac{v_0}{\omega C} \frac{dY}{dt} = v_0 [1 + 2C\Lambda(Y, \Phi_0)], \quad (8.35)$$

где $2C\Lambda(Y, \Phi_0)v_0$ — переменная составляющая скорости, определяемая функцией $\Lambda(Y, \Phi_0)$ и выражаемая через коэффициенты: C — параметр усиления ЛБВ и постоянную скорость v_0 .

Отметим, что при передаче кинетической энергии электронов полю замедляющей системы среднее значение переменной составляющей скорости меньше нуля и $[v_i(Y, \Phi_0)]_{cp} < v_0$.

Распространяющаяся в замедляющей системе волна перемещается со скоростью, отличной от v_0 . Поэтому между ней и гипотетической волной, которая могла бы распространяться со скоростью v_0 , имеет место фазовый сдвиг $\theta(Y)$. Если ввести текущую фазу $\Phi(Y, \Phi_0)$, которая показывает значение фазы отдельных групп зарядов относительно распространяющейся электромагнитной волны, то величину сдвига $\theta(Y)$ можно определить так:

$$\theta(Y) = \xi_0 - [\omega t + \Phi(Y, \Phi_0)] = \frac{Y}{C} - \omega t - \Phi(Y, \Phi_0). \quad (8.36)$$

Как уже указывалось, существуют решения волнового типа, позволяющие потенциал в замедляющей системе, определяемый электромагнитной волной, записать в виде двух медленно меняющихся функций, из которых одна зависит от расстояния, а другая от времени. Физический смысл такой записи можно пояснить реальным допущением, что связь замедляющей системы с электронным потоком проявляется только на основной частоте, т. е. частоте усиливаемого сигнала. Итак, примем

$$U(Y, \Phi) = \text{Re} \left[\frac{W_0 I_0}{C} A(Y) e^{-i\Phi(Y, \Phi_0)} \right]; \quad (8.37)$$

где I_0 — начальная составляющая электронного тока; $A(Y)$ — нормализованная амплитуда потенциала.

Особенность выражения (8.37), отражающая нелинейный режим, выявляется при определении текущей фазы $\Phi(Y, \Phi_0)$ из (8.36):

$$-\Phi(Y, \Phi_0) = \omega t - Y/C + \theta(Y). \quad (8.36a)$$

Полученное выражение, включающее величину $\theta(Y)$, определяет возможный при нелинейном режиме закон изменения фазы,

которого нет в линейном режиме, когда ее изменение задается значением мнимой части постоянной распространения $\delta = \alpha + j\gamma$, т. е. величиной $\gamma \zeta_0$.

По аналогии с линейной теорией можно ввести еще параметр рассинхронизма

$$b = \frac{1}{C} \left(\frac{\delta_0}{\omega/v_0} - 1 \right), \quad (8.38)$$

где δ_0 — постоянная распространения в замедляющей системе при отсутствии электронного потока.

Из (8.38) следует выражение для постоянной распространения

$$\delta_0 = (1 + Cb) \frac{\omega}{v_0}. \quad (8.38a)$$

Теперь на примере одномерной теории ЛБВ покажем, как используются новые переменные. Учитывая соотношения

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} &= \frac{\omega C}{v_0} \frac{\partial}{\partial Y}; \\ \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial \Phi}{\partial t} \frac{\partial}{\partial \Phi} = -\omega \frac{\partial}{\partial \Phi}; \\ \frac{\partial \Phi}{\partial Y} &= \frac{1}{C} - \frac{\partial \theta(Y)}{\partial Y} \end{aligned}$$

и выражение (8.38a), перепишем (8.33) в новых переменных

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\partial^2 A(Y)}{\partial Y^2} - A(Y) \left[\frac{1}{C} - \frac{\partial \theta(Y)}{\partial Y} \right]^2 + \left(\frac{1+bC}{C} \right)^2 A(Y) \right\} \times \\ & \times \cos \Phi + \left\{ A(Y) \left[\frac{\partial^2 \theta(Y)}{\partial Y^2} - \frac{2d}{C} (1+Cb)^2 \right] - \right. \\ & \quad \left. - 2 \frac{\partial A(Y)}{\partial Y} \left[\frac{1}{C} - \frac{\partial \theta(Y)}{\partial Y} \right] \right\} \sin \Phi = \\ & = - \left(\frac{1+bC}{C} \right) \frac{1}{\rho_{l0}} \left(\frac{\partial^2 \rho_{l1}}{\partial \Phi^2} - 2Cd \frac{\partial \rho_{l1}}{\partial \Phi} \right), \quad (8.39) \end{aligned}$$

где $\rho_{l0} = I_0/v_0$ — постоянная линейная плотность заряда электронного потока; ρ_{l1} — составляющая основной частоты линейного заряда ρ_l , вводимая ρ_{l0} вместо ρ_l в соответствии с предположением, что возбуждение замедляющей системы происходит на этой частоте и потенциал системы может быть задан (8.37).

Обратимся к уравнению движения (5.5). На основании (8.35) можем получить

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z}{dt^2} &= \frac{dv}{dt} = 2Cv_0 \frac{d\Lambda(Y, \Phi)}{dY} \frac{dY}{dt} = \\ &= 2C^2 \omega \frac{d\Lambda(Y, \Phi_0)}{dY} \frac{dz}{dt} = 2C^2 \omega v_0 [1 + 2C\Lambda(Y, \Phi_0)] \frac{d\Lambda(Y, \Phi_0)}{dY}. \end{aligned}$$

Используя для определения поля замедляющей системы $E_{zc} = -\partial U/\partial z$ выражение (8.37), составим следующее уравнение движения:

$$2C^2\omega v_0 [1 + 2C\Lambda(Y, \Phi_0)] \frac{d\Lambda(Y, \Phi_0)}{dY} = \frac{e}{m} W_0 \omega \rho_{t0} \times \\ \times \left\{ \frac{\partial A(Y)}{\partial Y} \cos \Phi(Y, \Phi_0) - A(Y) \left[\frac{1}{C} - \frac{\partial \theta(Y)}{\partial Y} \right] \sin \Phi(Y, \Phi_0) \right\} - \frac{e}{m} E_{zp}, \quad (8.40)$$

где E_{zp} — поле объемного заряда.

Расчет величины E_{zp} сделан в [53] для одномерного случая двумя методами: 1) в дисковом приближении и 2) на основании разложения переменной составляющей объемного заряда электронного потока в ряд Фурье по временным гармоникам, предполагая пренебрежимо малый рост поля на протяжении одного периода основной частоты, т. е. частоты усиливаемого сигнала. Там же показана эквивалентность этих методов при одинаковых исходных приближениях.

Обращаясь к дисковому приближению, можно воспользоваться данными § 5.2 и, в частности, выражением (5.21), в котором при имеющихся на практике значениях $\zeta_{a0} < \pi$ целесообразно верхний предел принять равным $\lambda_e = 2\pi \frac{v_0}{\omega} > 2a$ и произвести усреднение по радиусу обычным способом:

$$E_{zp \text{ мед}} = \frac{1}{\pi b'^2} \int_0^{b'} E_{zp} dR,$$

где b' — радиус электронного потока.

При этом, учитывая соотношение между объемной и линейной плотностями зарядов $\rho = \rho_l / \pi b'^2$, получим

$$E_{zp} = \frac{2}{\pi b'^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1^2\left(x_k \frac{b'}{a}\right)}{x_k^2 J_1^2(x_k)} \int_0^{2\pi \frac{v_0}{\omega}} e^{-\frac{x_k}{a}(z-z^*)} \times \\ \times [\rho_l(z-z^*) - \rho_l(z+z^*)] dz^*, \quad (8.41)$$

где z — значение осевой координаты, определяющее местоположение сечения электронного потока, в котором определяется поле; z^* — переменная интегрирования, отсчитываемая по той же оси.

При переходе к новым переменным (8.41)' можно переписать так:

$$E_{zp} = \frac{2}{\epsilon_0 \pi b' C_{\zeta b'0}^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1^2 \left(x_k \frac{b'}{a} \right)}{x_k^2 J_1^2(x_k)} \times \\ \times \int_0^{2\pi C} e^{-\frac{x_k}{C_{\zeta an}}(Y - Y^*)} |\rho_l(Y - Y^*) - \rho_l(Y + Y^*)| dY^*, \quad (8.41a)$$

где $\zeta_{b'0} = \omega b' / v_0$.

Остановимся теперь на определении входящих в эту формулу величин $\rho_l(Y - Y^*)$ и $\rho_l(Y + Y^*)$. Для этого обратимся к уравнению сохранения заряда, которое надо переписать следующим образом:

$$\rho_l = I_0 \sum_l \frac{1}{v_l \left| \frac{dt}{dt_{0,l}} \right|}, \quad (8.42)$$

где знак суммирования относится к случаю совмещения электронных слоев при переходе. В новых переменных уравнение (8.42) примет вид

$$\rho_l = \rho_{l0} \sum_l \frac{1}{|1 + 2C\Lambda(Y, \Phi_{nl})| \left| \frac{\partial \Phi}{\partial \Phi_{nl}} \right|}, \quad (8.42a)$$

где введение частной производной отображает особенности величины $\Phi(Y, \Phi_0)$, представляющей собой функцию двух переменных.

Найдя выражение для ρ_l , можно рассчитать и величину ρ_{ll} , используемую в уравнении возбуждения замедляющей системы (8.39). Разложение величины ρ_l в ряд Фурье запишем так:

$$\rho_l(Y, \Phi_0) = \sum_{n=1}^{\infty} [A_n \sin(-n\Phi) + B_n \cos(-n\Phi)], \quad (8.43)$$

где Φ — величина, которую находят из (8.36a); A_n и B_n — коэффициенты, определяемые выражениями

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \rho_l(Y, \Phi_0) \sin(-n\Phi) d\Phi, \quad (8.43a)$$

$$B_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \rho_l(Y, \Phi_0) \cos(-n\Phi) d\Phi. \quad (8.43b)$$

Таким образом, для первой гармоники ρ_l будем иметь

$$\rho_{l1} = A_1 \sin \Phi + B_1 \cos \Phi. \quad (8.44)$$

Использование (8.42) в (8.43а) и (8.43б) при наличии явления перегона вызывает определенные трудности, преодоление которых возможно, как показано в [60], при переходе от переменных Y, Φ к переменным Y, Φ_0 при интегрировании.

Остановимся теперь на соотношении между введенными переменными $\Phi(Y, \Phi_0), \theta(Y)$ и $\Lambda(Y, \Phi_0)$. Это соотношение в рассматриваемом случае, когда на вход замедляющей системы поступает немодулированный по скорости и плотности электронный поток, легко получается из (8.36а). Дифференцируя это выражение, найдем

$$\frac{\partial \Phi(Y, \Phi_0)}{\partial Y} + \frac{\partial \theta(Y)}{\partial Y} = \frac{1}{C} \left[1 - \frac{1}{1 + 2CA(Y, \Phi_0)} \right]. \quad (8.45)$$

Совокупность уравнений (8.39), (8.40), (8.41а), (8.42а), (8.44) и (8.45) определяет нелинейные процессы в ЛБВ. Для их совместного решения необходимо использовать следующие условия:

$$1) A(0) = A_0 = \frac{U_m}{W_0 I_0} C,$$

где U_m — амплитуда вводимого сигнала;

$$2) \left. \frac{dA(Y)}{dY} \right|_{Y=0} = 0 \text{ для немодулированного потока, поступающего}$$

в замедляющую систему, так как группирование еще нет и электронный поток не изменяет амплитуду усиливаемого сигнала;

3) $\theta|_{Y=0} = 0$, так как при $Y=0$ еще нет взаимодействия электронного потока с полем замедляющей системы;

$$4) \left. \frac{d\theta(Y)}{dY} \right|_{Y=0} = -b, \text{ что следует из дифференцирования (8.36)}$$

и последующего сопоставления с (8.38);

$$5) v|_{Y=0} = v_0, \text{ так как для немодулированного потока}$$

$$\Lambda(Y, \Phi_0)|_{Y=0} = \Lambda(0, \Phi_0) = 0.$$

Решение уравнений нелинейной теории ЛБВ позволяет определить усиление по мощности μ_p , отдаваемую электронным потоком замедляющей системе колебательную мощность P_{\sim} и к. п. д. η . Величина коэффициента усиления по мощности

$$\mu_p = 20 \lg \frac{A(Y)}{A_0}. \quad (8.46)$$

Величины P_{\sim} и η можно найти в результате вычисления вектора Пойнтинга

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [U^* I], \quad (8.47)$$

где U^* — сопряженное значение потенциала на основании (8.37), равное

$$U^*(Y, \Phi) = \operatorname{Re} \left[\frac{W_0 I_0}{C} A(Y) e^{+i\Phi(Y, \Phi_0)} \right]; \quad (8.37а)$$

I — ток в замедляющей системе.

Значение I можно определить из уравнения

$$\frac{C\omega}{v_0} \frac{\partial U(Y, \Phi_0)}{\partial Y} + \frac{W_0 \delta_0}{\omega} \frac{\partial I}{\partial \Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0, \quad (8.48)$$

что дает следующее выражение для тока:

$$I(Y, \Phi) = \frac{I_0}{1+Cb} \left[\left(\frac{1}{C} - \frac{d\theta(Y)}{dY} \right) A(Y) e^{-j\Phi} + j \frac{dA(Y)}{dY} e^{-j\Phi} \right]. \quad (8.49)$$

Подстановка (8.37а) и (8.49) в (8.47) дает

$$P_{\sim}(Y) = 2CI_0 U_0 A^2(Y) \frac{1 - C \frac{d\theta(Y)}{dY}}{1+Cb}. \quad (8.47a)$$

Так как подводимая к ЛБВ мощность $P_{ок} = I_{ок} U_0$, где $I_{ок}$ — ток катода, то, вводя коэффициент токопрохождения $\delta = I_0 / I_{ок}$, можем на основании (8.47а) определить к. п. д.

$$\eta(Y) = 2CA^2(Y) \frac{1 - C \frac{d\theta(Y)}{dY}}{1+Cb} \delta. \quad (8.50)$$

Отношение двух последних членов в (8.50), представляющее собой отношение невозмущенной фазовой скорости волны к действительной фазовой скорости, близко к единице ($\theta < 0$), поэтому приближенно можно принять

$$\eta(Y) \approx 2CA^2(Y) \delta. \quad (8.50a)$$

Для того чтобы закончить изложение теории Роу для одномерного случая, надо привести результат расчета тока. В [53] получено следующее выражение для определения амплитуды n -й гармоники тока в электронном потоке

$$\frac{I_{emn}}{I_0} = \frac{[I_1^2 + I_2^2]^{1/2}}{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho_l(0, \Phi'_0) [1 + 2C\Lambda(Y, \Phi'_0)] d\Phi'_0}, \quad (8.51)$$

где

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \rho_l(0, \Phi'_0) [1 + 2C\Lambda(0, \Phi'_0)] \cos n\Phi(Y, \Phi'_0) d\Phi'_0;$$

$$I_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \rho_l(0, \Phi'_0) [1 + 2C\Lambda(Y, \Phi'_0)] \sin n\Phi(Y, \Phi'_0) d\Phi'_0.$$

Отметим, что в приведенном выражении сделан переход к переменным Y, Φ_0 , что необходимо для учета явления перегона.

Результаты расчетов по одномерной теории для простейшего случая малого влияния объемного заряда, когда им можно пренебречь, отсутствия потерь в линии ($d=0$) и малого параметра

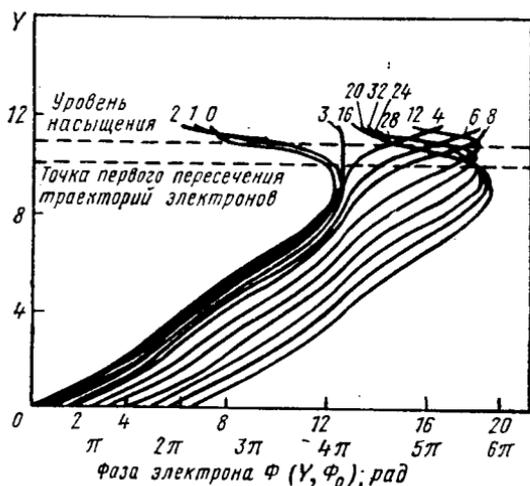


Рис. 8.9. Диаграмма траекторий электронов: зависимость пути, выраженного в единицах нормализованной длины Y , от текущей фазы $\Phi(Y, \Phi_0)$

усиления ($C=0,1$) показаны на рис. 8.9 и 8.10. Расчеты приведены для значения параметра рассинхронизма $b=2$ при мощ-

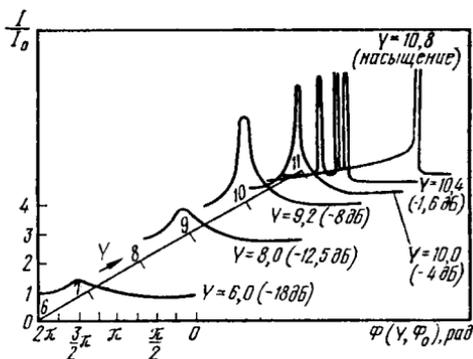


Рис. 8.10. Относительные значения тока I/I_0 , полученного при группировании в ЛБВ в зависимости от начальной фазы Φ_0 при разных значениях нормализованной длины Y

ности возбуждения, составляющей величину, на 30 дБ меньшую, чем величина $C I_0 U_0$.

На рис. 8.9 приведены условные траектории электронов, определяемые функцией $Y=f[\Phi(Y, \Phi_0)]$, т. е. зависимость пройденного электронами пути, выраженного в единицах нормализо-

ванной длины $Y = C \frac{\omega z}{v_0}$, от текущей фазы $\Phi(Y, \Phi_0)$. На рисунке показана точка первого пересечения электронов и уровень так называемого насыщения, т. е. режима, при котором значительная часть электронов попадает в ускоряющее поле и дальнейшее увеличение пути электронов не повышает выходную мощность ЛБВ.

На рис. 8.10 даются зависимости отношения величины тока I , получающегося в результате группирования, к его постоянной составляющей от начальной фазы Φ_0 для разных значений нормализованного пути Y , выбранного в качестве параметра. Для каждой кривой, соответствующей заданному значению Y , приводится ослабление колебательной мощности в децибелах по сравнению с величиной, достигаемой при насыщении. Как видно из рисунка, с увеличением группирования максимум тока увеличивается, переходя постепенно в бесконечный пик (при конечном значении тока, так как общий заряд на конечной длине остается конечным), который затем разделяется на три пика и вновь превращается в один при насыщении.

Неучтенные при расчете кривых рис. 8.9 и 8.10 потери в замедляющей системе уменьшают уровень мощности в данном сечении системы. Однако для стабильной работы ЛБВ необходимо применять поглотитель или разрыв замедляющей системы. Расчеты и эксперимент показывают, что при правильном выборе величины и положения поглотителя мощность насыщения не уменьшается. Для этого необходимо избегать насыщения в области поглотителя и иметь после его конца усиление в 20—25 дБ до достижения насыщения.

Изложенный материал развит в [53] на случай многолучевой ЛБВ, когда при расчете электронный поток разбивается на кольца для двух- и трехмерных моделей ЛБВ.

8.3.2. Уравнения Вайнштейна

Процессы в ЛБВ при нелинейном режиме можно описать с помощью системы уравнений, несколько отличной от приведенных ранее. Эта система будет выведена здесь так, как изложено в [49].

Ранее указывалось, что при нелинейном режиме изменяется средняя скорость электронов, ток и поле получают дополнительные гармонические составляющие, кратные частоте усиливаемого сигнала, и происходит перегон электронов. Кроме того, из-за неравномерности осевого поля по радиусу потока возможно так называемое расслоение потока, т. е. смещение центров электронных уплотнений для осевых и периферийных электронов. При очень больших полях возможны остановка и изменение направления движения на обратное некоторых электронов. В [49] рассмотрение нелинейного процесса ограничивается следующими допущениями.

1. Скорость электронов и создаваемый ими ток проводимости имеют только осевую составляющую, что соответствует предположению бесконечно большого фокусирующего поля.

2. Скорость электронов достаточно мала и нет необходимости учитывать релятивистские эффекты.

3. Задача рассматривается в одномерном приближении, получаемом за счет усреднения осевого поля и электронного тока по сечению потока.

4. Возможность изменения направления движения электронов на обратное, что может предполагаться при очень больших, пока не достигнутых на практике, к. п. д., как и возможность расслоения электронного потока не рассматриваются.

В связи с этим уравнение движения должно быть записано в виде

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} \bar{E}_z, \quad (8.52)$$

где $v = dz/dt$ — скорость электронного слоя; $\bar{E}_z = \bar{E}_z(z, t)$ — усредненное по сечению суммарное осевое поле, т. е. поле замедляющей системы и объемного заряда.

Далее в качестве независимых переменных выбирают координату z и начальное время t_0 , характеризующее время поступления рассматриваемого слоя в начало замедляющей системы. При этом текущее время $t = t(z, t_0)$ и, следовательно,

$$v = \frac{1}{\frac{\partial t}{\partial z}}, \quad \frac{dv}{dt} = - \frac{\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}}{\left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)^3}. \quad (8.53)$$

На основании (8.53) уравнение (8.52) можно переписать так:

$$- \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)^3 \frac{e}{m} \bar{E}_z \quad (8.52a)$$

или

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = e \bar{E}_z.$$

Последнее выражение показывает, что изменение кинетической энергии электронов рассматриваемого слоя определяется взаимодействием электронов с продольной составляющей электрического поля.

При приведенном описании движения электронов их скорость при перегоне остается однозначной функцией, а многозначность появляется только при изменении направления движения электронов на обратное,

Обращаясь к текущей фазе электронного слоя, определим ее выражением

$$\omega t(z, t_0) = \omega t_0 + \zeta_0 + \zeta_-(z, t_0), \quad (8.54)$$

где $\zeta_0 = \omega z / v_0$ — постоянная составляющая угла пролета; ζ_- — его

переменная составляющая, представляющая собой возмущение, вызванное полем \bar{E}_z .

Запишем закон сохранения заряда в форме

$$\rho_l dz = I |dt| = I_0 dt_0, \quad (8.55)$$

где ρ_l — линейная плотность заряда; I_0 — постоянный по величине ток в начале замедляющей системы.

Это выражение означает, что электроны, образовавшие в момент времени t заряд $\rho_l dz$ на отрезке $(z, z+dz)$, прошли начало замедляющей системы за промежуток времени dt_0 и проходят сечение с координатой z за промежуток времени $|dt|$. Знак абсолютного значения пишется потому, что возможно $\frac{dt}{dt_0} < 0$, и тогда $dt < 0$.

При нелинейном режиме значение электронного тока, содержащего высшие гармоники усиленного сигнала, можно записать как ряд Фурье:

$$I(z, t) = I_0 + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} I_n(z) e^{-jn\omega t}. \quad (8.56)$$

Учитывая (8.54) и (8.55) для коэффициентов ряда $I_n(z)$, можно получить

$$\begin{aligned} I_n(z) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I(z, t) e^{jn\omega t} d\omega t = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I_0 e^{jn(\omega t_0 + \zeta_0 + \zeta_n)} d\omega t_0 = I_0 \gamma_n e^{jn\zeta_0}, \end{aligned} \quad (8.56a)$$

где

$$\gamma_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{jn(\omega t_0 + \zeta_n)} d\omega t_0. \quad (8.57)$$

Для получения замкнутой системы уравнений надо вычислить и величину \bar{E}_z . Она может быть задана выражением

$$\bar{E}_z = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} E_{cn}(z) e^{-jn\omega t} - E_{zp}, \quad (8.58)$$

где E_{cn} — комплексная амплитуда поля синхронной волны на n -й гармонике, т. е. составляющая осевого поля замедляющей системы, соответствующая n -й гармонике и образующая волну, распространяющуюся со скоростью, близкой к постоянной скорости электронов; E_{zp} — осевое поле объемного заряда.

В [49] величина поля объемного заряда разлагалась в соответствии с (8.56) в ряд

$$E_{zp} = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} E_{pn} e^{-jn\omega t}. \quad (8.58a)$$

Аналогичное разложение будет и для линейной плотности заряда

$$\rho_l = \rho_0 + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n e^{-jn\omega t}. \quad (8.59)$$

Можно следующим образом установить связь между (8.58а) и (8.59). Проведенный в 5.2.2 расчет можно применить к любому из членов (8.59), и для n -й гармоники линейного заряда запишем

$$\rho_n = \varepsilon_0 S \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{E_{pn}}{F_{0 \text{ med } n}} \right) = \frac{\varepsilon_0 S}{F_{0 \text{ med } n}} \frac{\partial E_{pn}}{\partial z}, \quad (8.60)$$

где S — площадь сечения электронного потока; $F_{0 \text{ med } n}$ — коэффициент, показывающий ослабление осевого поля для n -й гармоники.

Для оценки величины $F_{0 \text{ med } n}$ используем выражение (5.246) для $F_{0 \text{ med}}$, перейдя в нем от угла пролета $\zeta_{a0} = \omega a / v_0$, где a — радиус экранирующего электронный поток проводящего экрана, к углу $n\zeta_{a0}$.

Обращаясь к выражению закона непрерывности тока (см. приложение IV) и умножая его на площадь сечения потока S , подставим в него (8.56) и получим соотношение

$$\frac{\partial I}{\partial z} = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial I_n}{\partial z} e^{-jn\omega t} = -\frac{\partial \rho_l}{\partial t} = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n jn\omega e^{-jn\omega t}.$$

Отсюда $(\partial I_n) / \partial z = jn\omega \rho_n$.

Подстановка значения ρ_n из (8.60) дает

$$\frac{\partial I_n}{\partial z} = \frac{\varepsilon_0 S}{F_{0 \text{ med } n}} jn\omega \frac{\partial E_{pn}}{\partial z}. \quad (8.61)$$

Интегрируя (8.61) по z , найдем

$$E_{pn} = \frac{F_{0 \text{ med } n}}{jn\omega \varepsilon_0 S} I_n. \quad (8.62)$$

Подставляя (8.62) в (8.58а), получим выражение для всего поля объемного заряда:

$$E_{zp} = \frac{1}{\varepsilon_0 S} \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F_{0 \text{ med } n}}{jn\omega} I_n e^{-jn\omega t}, \quad (8.63)$$

где

$$F_{0 \text{ med } n} = 2,56 \frac{J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \right)}{1 + \frac{5,76}{n^2 \zeta_{a0}^2}}. \quad (8.63a)$$

Отметим, что в [49] расчет поля объемного заряда проводится иначе. Этот вопрос подробно анализируется в [60], где рассматривается расчет поля объемного заряда и для случая двухмерной нелинейной теории.

В приведенных уравнениях отсутствует связь между полем замедляющей системы и электронным потоком, наличие которого приводит к созданию этого поля. Используя § 8.2 и отступая от изложения по [49], можно применить уравнения (8.10) и (8.12а), не содержащие каких-либо ограничений, связанных с малосигнальным режимом. Применяя эти уравнения к n -й гармонике и используя (8.62), получим

$$\frac{\partial^2 E_{cn}}{\partial z^2} + \delta_{0n}^2 E_{cn} = j \delta_{0n} W_{0n} (1 - F_{0 \text{ med } n}) \frac{\partial^2 I_n}{\partial z^2}, \quad (8.64)$$

где δ_{0n} и W_{0n} — постоянная распространения и волновое сопротивление на частоте n -й гармоники.

Особенность выведенных уравнений, представляющая существенный шаг в развитии теории ЛБВ, заключается в том, что они позволяют рассматривать нелинейный процесс с учетом возможного возбуждения замедляющей системы не только на основной частоте усиливаемого сигнала, но и на частотах высших гармонических.

Рассмотрим использование уравнений при расчетах, которые могут быть выполнены на ЭВМ.

Если перейти от осевой координаты Z к нормализованной длине $Y = C\xi_0$, где C — параметр усиления ЛБВ, и, используя (8.54), ввести обозначение $\omega t_0 + \xi_0 = u$, то можно переписать (8.52а) в следующем безразмерном виде:

$$-\frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} = \left(1 + C \frac{\partial u}{\partial Y}\right)^3 \operatorname{Re} [f_n(Y) + F_n(Y)] e^{-inu}, \quad (8.65)$$

где

$$f_n(Y) = \frac{e}{m} \frac{1}{\omega v_0 C^2} E_{cn} e^{-in\xi_0};$$

$$F_n(Y) = \frac{e}{m} \frac{1}{\omega v_0 C^2} \frac{1}{\varepsilon_0 S} \frac{F_{0 \text{ med } n}}{j n \omega} e^{-in\xi_0}.$$

При малых значениях параметра C порядка нескольких сотых долей единицы введенные уравнения значительно упрощаются. Вместо (8.65) будем иметь

$$-\frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} = \operatorname{Re} [f_n(Y) + F_n(Y)] e^{-inu}. \quad (8.65a)$$

В тех же переменных (8.57) будет

$$\gamma_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{inu} du_0, \quad (8.66)$$

где $u_0 = \omega t_0$.

Наконец, учет малости значения C позволяет привести (8.64) к виду*

$$\frac{\partial f_n(Y)}{\partial Y} - f_n \xi_n / n(Y) = a_p^2 \frac{\omega \delta_{0n} W_{0n} (1 - E_{0 \text{ med } n}) \varepsilon_0 S}{2nC} \frac{\partial^2 \left(\gamma_n e^{\frac{inY}{C}} \right)}{\partial Y^2}, \quad (8.67)$$

где

$$\xi_n = \frac{\frac{\delta_{0n}}{\omega} - n}{C}.$$

Существенным в расчетах нелинейного режима является вопрос об учете перегона электронов. Использование переменных z и t_0 в выражении (8.55) еще не означает учет этого эффекта. Более того, при совмещении электронных слоев необходимо суммировать их заряд, как это сделано в (8.42). Однако такое суммирование можно заменить интегрированием, как это и выполнено в (8.57) и (8.66), где берутся все возможные значения $u_0 = \omega t_0$ в пределах периода, т. е. суммируются все слои, в том числе и совмещающиеся. Это и определяет учет выведенными уравнениями эффекта перегона электронов.

При решении выведенных интегро-дифференциальных уравнений для случая, когда на вход заземляющей системы поступает немодулированный по скорости и плотности электронный поток, можно использовать следующие начальные условия:

$$u|_{Y=0} = u_0 = \omega t_0; \quad \frac{\partial u}{\partial Y} \Big|_{Y=0} = 0;$$

$$f_n|_{Y=0} = A_n,$$

где A_n — величина безразмерной амплитуды n -й гармоники поля на входе в систему.

Приведем некоторые результаты расчетов процессов в ЛБВ при нелинейном режиме с использованием интегро-дифференциальных уравнений.

На рис. 8.11, 8.12 и 8.13 даны результаты расчета изменения фазы электронов $u = \omega t - \zeta_0 = \omega t_0 + \zeta$ и коэффициента усиления по мощности G в децибелах как функций нормализованной длины $Y = C\zeta_0$, полученные в [60]. При малом значении объемного заряда $4QC = 0,5$ (рис. 8.11) электронный поток хорошо группируется, образуя электронное уплотнение, которое существует продолжительное время и сильно тормозится полем замедляющей системы (об этом свидетельствует малое перемещение электронов по оси Y). В противоположность этому при увеличении плотности объемного заряда до $4QC = 1$ группирование (рис. 8.12) сопровож-

* Отметим, что правая часть уравнения (8.66) в [49] дается в виде произведения $-X_n \gamma_n$, где $X_n = R_{Sn}/nR_{In}$, а R_{Sn} и R_{In} — соответствующие сопротивления связи.

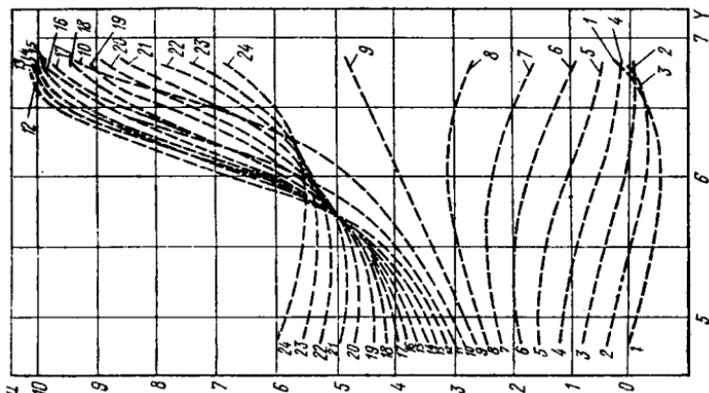


Рис. 8.12. Изменение фазы электронов в ЛБВ в зависимости от нормализованной длины в случае, отличающемся от рис. 8.11 увеличением объемного заряда $4QC=1$

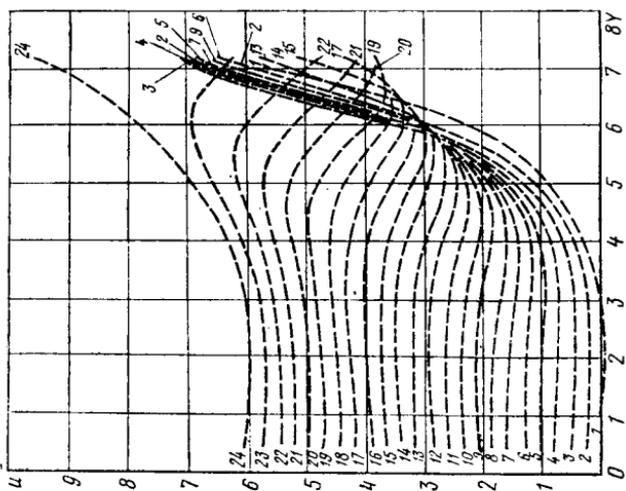


Рис. 8.11. Изменение фазы электронов в ЛБВ в зависимости от нормализованной длины при $C=0,1$, $b=b_{\text{опт}}$ (оптимальное значение параметра рассинхронизма для линейного режима работы, обеспечивающее максимальное усиление на единицу длины лампы), отсутствии потерь в линии $d=0$ и малом объемном заряде $4QC=0,5$

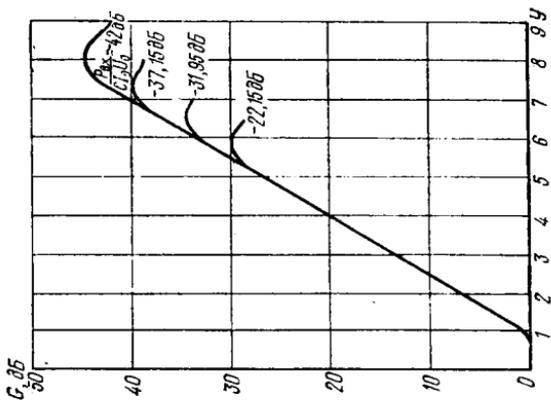


Рис. 8.13. Зависимость коэффициента усиления ЛБВ по мощности от нормализованной длины при $C=0,1$; $b=b_{\text{опт}}=1,04$; $d=0$ при разных значениях нормализованной мощности возбуждения $P_{\text{вх}}/(C I_0 U_0)$

дается перегонем электронных слоев, и электронное уплотнение быстро распадается. Обращаясь к рис. 8.13, надо отметить, что эффект насыщения, т. е. прекращения увеличения выходной мощности с ростом нормализованной длины, наступает тем раньше, чем больше мощность возбуждения.

8.3.3. О влиянии второй гармоники на работу ЛБВ

В гл. 6 подробно рассмотрен метод автомодуляции на второй гармонике, позволяющий существенно повысить к. п. д. многорезонаторных клистронов. В основу этого метода положено использование дополнительных резонаторов на удвоенную частоту усиливаемого сигнала. При этом первая совокупность резонаторов на основную и удвоенную частоты позволяет не только расширить протяженность области группируемых электронов в отрезке электронного потока, соответствующего периоду усиливаемых колебаний, но и изменить фазу тока второй гармоники на обратную. Это изменяет форму электронного управления от острого пика с широким основанием, в котором максимумы тока высших гармоник совпадают с максимумом первой гармоники, к трапецеидальному, показанному на рис. 6.21, а, имеющему большую амплитуду первой гармоники. Такого результата в ЛБВ можно достигнуть введением на входе в соответствующей фазе колебаний удвоенной частоты, получаемых за счет нелинейного преобразования усиливаемого сигнала с помощью полупроводникового диода [61]. Обращаясь к рис. 8.10, можно убедиться, что форма электронного уплотнения, образующегося при группировании в ЛБВ, не может обеспечить высокое значение амплитуды первой гармоники и большую величину ее отношения к постоянной слагающей. Поэтому изменение фазы второй гармоники на обратную может дать положительный эффект и в ЛБВ. Однако поддержание необходимой фазы тока второй гармоники должно иметь место вдоль всего прибора. Для этого необходимо усиление тока второй гармоники, что обычно оказывается возможным на низкочастотном краю полосы усиления лампы, так как вторая гармоника для этих частот еще попадает в полосу усиления. Но это ограничение не означает, что метод при получении усиления второй гармоники во всей полосе не может быть полезен для поднятия к. п. д. во всем диапазоне усиливаемых частот.

§ 8.4. Теория и расчет физических процессов в ЛОВ

В § 8.1 был указан принцип действия ЛОВ как генератора с регулируемой по фазе обратной связью. Такое использование ЛОВ, которая может быть и усилителем, является основным.

Как и во всяком генераторе, в ЛОВ для возбуждения колебаний должны иметь место *балансы фаз и амплитуд*. Баланс фаз требует, чтобы после прохождения колебаниями цепи генератора

и тракта обратной связи они поступали в начало своего пути в фазе с имеющимися там колебаниями. Если при этом учесть, что электронные уплотнения, образующиеся в потоке, находятся в противофазе с тормозящим их полем спирали, то из общего сдвига фазы нужно отнять угол π . Это приводит к выражению для баланса фаз в ЛОВ

$$\delta_r l_r + \delta_c l_c - \pi = 2\pi n, \quad (8.68)$$

где δ_r , l_r и δ_c , l_c — фазовые постоянные и протяженности пути в генераторе и обратной связи; n — целое число.

Применяя (8.68) к ЛОВ, следует считать δ_r постоянной распространения волны в замедляющей системе при наличии электронного потока, перемещающейся в направлении, обратном движению электронов. Для тракта обратной связи, роль которой выполняет электронный поток, будем иметь $\delta_c = -\frac{\omega}{v_0}$, где v_0 — постоянная составляющая скорости электронов, равная при ускоряющем напряжении U_0 ;

$$v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_0},$$

где e и m — заряд и масса электрона.

На практике величину n в (8.68) выбирают равной нулю, так как это обеспечивает получение максимальной мощности. Тогда, принимая во внимание, что в ЛОВ-тракт обратной связи имеет протяженность, равную длине замедляющей системы, и, следовательно, $l_r = l_c = l$; при подстановке значений δ_r и δ_c из (8.68) можно получить

$$\omega = \left(\delta_r - \frac{\pi}{l} \right) v_0 = \varphi(U_0), \quad (8.69)$$

где должно быть учтено, что не только v_0 , но и δ_r являются функциями ускоряющего напряжения U_0 .

Из (8.69) следует возможность перестроить генерируемую частоту ЛОВ при изменении ускоряющего напряжения, пределы которой ограничены полосой пропускания замедляющей системы.

Для баланса амплитуд, как и для любого генератора, необходимо равенство энергии, подводимой к замедляющей системе от электронного потока в результате его взаимодействия с полем замедляющей системы, величине энергии, теряемой в системе, и нагрузке, подключаемой к ЛОВ. Из этого следует, что необходим некоторый минимальный постоянный ток в электронном потоке, который может обеспечить возникновение колебаний. Этот ток называется пусковым.

Важнейшей особенностью используемых в ЛОВ систем (см. § 8.1) является их неоднородность, приводящая к возникновению пространственных гармоник. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Напряженность осевого поля волны, распространяющейся в замедляющей системе, можно определить выражением

$$E_{zc}(x, y, z, t) = E_{m0}(x, y, z) e^{i(\omega t - \delta z)} \quad (8.70)$$

или, опуская временную зависимость и переходя к комплексным амплитудам, выражением

$$\dot{E}_m(x, y, z) = E_{m0}(x, y, z) e^{-i\delta z}. \quad (8.71)$$

При этом функция $E_{m0}(x, y, z)$ должна быть периодической функцией z с периодом, равным периоду неоднородностей системы D . Ее разложение в ряд Фурье имеет вид

$$E_{m0}(x, y, z) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} E_s(x, y) e^{-i2\pi s \frac{z}{D}}, \quad (8.72)$$

где

$$E_s(x, y) = \frac{1}{D} \int_0^D E_{m0}(x, y, z) e^{i2\pi s \frac{z}{D}} dz.$$

При подстановке (8.72) в (8.71) получим

$$\dot{E}_m(x, y, z) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} E_s(x, y) e^{-i\delta_{ps} z}, \quad (8.73)$$

где $s=0, \pm 1; \pm 2, \dots$ и $\delta_{ps} = \delta + 2\pi s/D$.

Если ввести фазовый угол ψ , соответствующий периоду системы D и равный $\psi = \delta D$, то величину постоянной распространения δ_{ps} можно определить выражением

$$\delta_{ps} = (\psi + 2\pi s)/D. \quad (8.74)$$

В соответствии с физическим смыслом определения пространственных гармоник их сумма представляет собой сложную волну с одинаковой для всех гармоник групповой скоростью

$$v_{гp} = \frac{1}{d\delta_{ps}/d\omega} = \frac{D}{d\psi/d\omega} \quad (8.75)$$

при любых значениях s . Эта скорость определяет направление распространения энергии, которое в ЛОВ обратно направлению движения электронов.

Величина $\delta_{ps} = \omega/v_{ps}$, где v_{ps} — фазовая скорость s -й пространственной гармоники. Если $v_{ps} > 0$ (соответственно $s > 0$), то пространственная гармоника имеет фазовую скорость, совпадающую по направлению с групповой, и ее называют прямой или положительной. При $v_{ps} < 0$ (соответственно $s < 0$) фазовая

скорость имеет направление, обратное групповой скорости, такая гармоника называется обратной или отрицательной.

Существенна зависимость постоянной распространения пространственной гармоники δ_{ps} от частоты, т. е. дисперсионные свойства замедляющей системы.

Для характеристики свойств замедляющей системы на практике удобно пользоваться зависимостью величины замедления, равной отношению скорости света в вакууме c к фазовой скорости v_{ps} от длины волны λ , т. е. $c/v_{ps} = f(\lambda)$.

Так как на основании (8.74)

$$v_{ps} = \frac{\omega D}{\psi(\lambda) + 2\pi s} = \frac{2\pi c D}{\lambda [\psi(\lambda) + 2\pi s]} \quad (8.76)$$

то

$$\frac{c}{v_{ps}} = \frac{\psi(\lambda) + 2\pi s}{2\pi D} \lambda. \quad (8.76a)$$

При построении кривых дисперсии удобно принять положительным ее значение для всех гармоник, т. е. рассматривать величину $|c/v_{ps}|$. При этом кривые располагаются в одном квадранте, а замедление c/v_{ps} является положительным для прямых волн и отрицательным для обратных. Величину c/v_{gp} можно определить по отрезку, отсекаемому на оси ординат касательной к дисперсионной кривой для данной пространственной гармоники (рис. 8.14), где приведены кривые для $s=0; \pm 1; \pm 2$.

Как видно из рисунка, при расположении кривых для обратных волн в одном квадранте с прямыми касательные к кривым обратных волн отсекают величину отрезка, равного $c/v_{gp} > 0$ на отрицательной части ординаты, и потому эта величина показана со знаком «—».

Из (8.76) следует, что чем больше номер пространственной гармоники, тем меньше ее фазовая скорость. Исследование поля замедляющей системы показывает, что увеличение номера пространственной гармоники сопровождается уменьшением ее амплитуды и напряженности создаваемого ею поля по мере удаления от замедляющей системы. Наибольшей амплитудой обладает нулевая гармоника, которую обычно и выбирают для использования в ЛОВ.

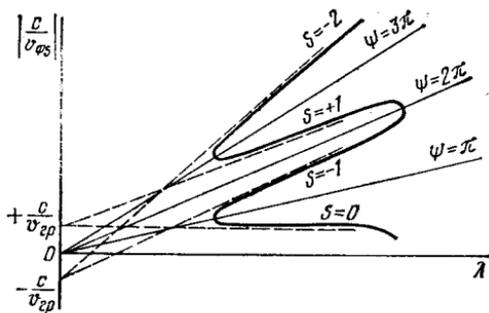


Рис. 8.14. Дисперсионные характеристики замедляющих систем

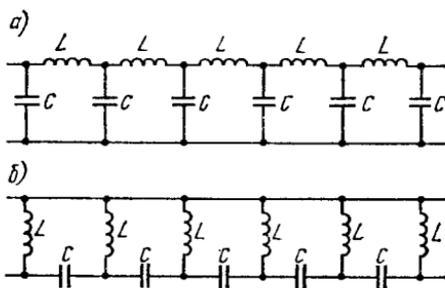


Рис. 8.15. Приближенные схемы эквивалентных линий:
а — ЛВВ, б — ЛОВ

Отметим, что при $\psi < 0$, как это следует из (8.76), основная гармоника является обратной.

8.4.1. Линейная теория ЛОВ

При работе ЛОВ на малых уровнях мощности, соответствующих началу самовозбуждения, происходящие в приборах процессы можно рассматривать в линейном приближении. Соответствующую теорию можно построить на основе материала § 8.2. Действительно, переходя от ЛБВ к ЛОВ, необходимо только учесть изменение направления движения электронов. Обычно это можно сделать изменением знака волнового сопротивления линии.

Для ЛБВ величины B и X в эквивалентной линии (см. рис. 8.4) могут быть представлены приближенно выражениями $B = \omega C$ и $X = \omega L$, а соответствующая схема эквивалентной линии примет вид, показанный на рис. 8.15, а. Благодаря наличию последовательной индуктивности замедляющая система имеет фазовый сдвиг на одну ячейку, увеличивающийся с частотой. В недисперсионной области, которая используется в ЛБВ, фазовая скорость не зависит от частоты и равна $v_\phi = \frac{\omega}{\delta_0} = \frac{\omega}{\sqrt{\omega C \omega L}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, а волновое сопротивление будет $W = \sqrt{L/C}$. В ЛОВ при-

ближенная схема эквивалентной линии, соответствующая обратному потоку энергии, определяется значениями постоянных $B = -\frac{1}{\omega L}$ и $X = -\frac{1}{\omega C}$ и имеет вид, показанный на рис. 8.15, б. Это дает фазовый сдвиг на ячейку, уменьшающийся с частотой, фазовую скорость, равную $v_\phi = \omega/\delta_0 = -\omega^2 \sqrt{LC}$, и волновое сопротивление $W = -\sqrt{L/C}$. Обращаясь к (8.10), следует, переходя от $X = \omega L$ для ЛБВ к $X = -\frac{1}{\omega C}$ для ЛОВ, изменить знак правой части этого уравнения, введя вместо X величину $-X$. Тогда (8.14а) принимает вид

$$[(C\delta)^2 + \beta^2](\delta^2 + 4QC) + 2\beta C(C\delta - j)^2(1 - F_{0med}) = 0. \quad (8.77)$$

Для малых значений C , пренебрегая членами со степенями C более высокими, чем первая, и полагая $(\beta^2 - 1)/2C = b_0$, вместо (8.15) из (8.77) получим

$$(j\delta)^3 - b_0(j\delta)^2 - 4QC(j\delta) + 4QCb_0 - (1 - F_{0med})\beta = 0. \quad (8.78)$$

Далее, переходя к канонической форме, получим уравнение (8.15а), в котором теперь будет новое значение q , равное

$$q = -\frac{2}{27}b_0^2 + \frac{2}{3}4QCb_0 - (1 - F_{0med})\beta.$$

При дальнейшем переходе к уравнению (8.156), которое можно решить методом основ, получим основной параметр этого уравнения

$$A = \frac{p^3}{q^2} = - \frac{\left(4QC + \frac{b_0^2}{3}\right)^3}{\left[-\frac{2}{27}b_0^2 + \frac{2}{3}4QCb_0 - (1 - F_{0 \text{ med}})\beta\right]^2}. \quad (8.79)$$

Сопоставляя (8.79) с (8.16), видим, что изменение знака члена $(1 - F_{0 \text{ med}})\beta$ в знаменателе (8.79) увеличивает значение $|A|$ для ЛОВ по сравнению с ЛБВ при $b_0 > 0$ и

$$\frac{2}{3}4QCb_0 > \frac{2}{27}b_0^2 + (1 - F_{0 \text{ med}})\beta.$$

Обращаясь к графику рис. 8.5, видим, что большое увеличение абсолютной величины параметра A смещает решение уравнения в область, где мнимая часть выражения $j\delta = jx - y = -\frac{q}{p}Z + \frac{b_0}{3}$ равна нулю для всех корней Z . Это означает равенство нулю вещественной части постоянной распространения $\delta = x + jy$, т. е. $x = 0$, чему соответствует неизменность амплитуды распространяющихся вдоль замедляющей системы волн.

Теоретические расчеты и эксперимент показывают, что сложение полей трех волн дает вдоль замедляющей системы ЛОВ суммарное переменное поле, изменение амплитуды которого хорошо аппроксимируется косинусоидой (с нулевым значением в конце системы).

Значение пускового тока можно определить, используя выражение для параметра усиления $C = (I_0 W / 4U_0)^{1/3}$. Полагая $I_{\text{пуск } 0} = I_0$ и вводя $N = \zeta_0 / 2\pi$, можно написать

$$I_{\text{пуск } 0} = \frac{4U_0 (CN)_0^3}{WN^3}, \quad (8.80)$$

где $(CN)_0$ определяется из условия равенства нулю суммарного поля волн в конце замедляющей системы ($\zeta_0 = 2\pi N$) при сложении волн, постоянные распространения которых определяются вычисленной величиной параметра A .

Из (8.80) следует, что при заданном $(CN)_0$ величина пускового тока пропорциональна величине ускоряющего напряжения U_0 и обратно пропорциональна волновому сопротивлению эквивалентной линии W и кубу электрической длины замедляющей системы N .

Так как при одной и той же длине системы l может быть несколько пар значений b_0 и $(CN)_0$, то возможно возбуждение ЛОВ на разных частотах, а длину генерируемой волны можно задать выражением [58]:

$$\lambda = 2l / (2m + 1) \left(c / v_\phi - 505 / \sqrt{U_0} \right), \quad (8.81)$$

где $m=0, 1, 2, \dots$ — номер порядка колебаний; c/v_{ϕ} — величина, определяемая уравнением (8.76а), задающим дисперсионные кривые рис. 8.14.

Для обратных пространственных гармоник, имеющих аномальную дисперсию, можно положить $c/v_{\phi}=\alpha\lambda$, где α — коэффициент пропорциональности, в общем случае зависящий от λ . Используя это соотношение, из (8.81) получим

$$\lambda = \frac{1010l}{[2\alpha l - (2m+1)] \sqrt{U_0}}. \quad (8.82)$$

Значение пускового тока для m -го порядка колебаний можно определить по величине $(CN)_m$. При больших QC величина $(CN)_m = \frac{2m+1}{2} (QC)^{1/4}$. При этом из (8.80) получим

$$I_{\text{пуск } m} = (2m+1)^3 \frac{U_0 (QC)^{3/4}}{2WN^3}. \quad (8.83)$$

Далее укажем приближенные формулы для расчета выходной мощности и к. п. д. В [62] приводится выражение для выходной мощности

$$P_{\text{вых}} = \frac{2}{\pi N} U_0 (I_0 - I_{\text{пуск } 0}), \quad (8.84)$$

справедливое при $I_0/I_{\text{пуск } 0} \geq (5+6)$.

В [63] для малых значений параметра Q дается упрощенная формула для к. п. д.

$$\eta = 0,84C, \quad (8.85)$$

где C — параметр усиления.

8.4.2. О нелинейной теории ЛОВ. Результаты решения уравнений

Материал по линейной теории, изложенный в § 8.4а, можно использовать для определения пускового тока ЛОВ генератора или малосигнального усилителя. Для рассмотрения рабочего режима ЛОВ генератора, который всегда сопровождается нелинейными процессами, использование линейной теории недопустимо. Однако линейная теория показывает, что нелинейный анализ, разработанный применительно к ЛБВ, можно использовать для ЛОВ при соответствующем изменении знака в уравнении возбуждения. Поэтому теория Роу и уравнения Вайнштейна пригодны для расчета явлений в ЛОВ.

Обращаясь к теории Роу, следует изменить знак в правой части (8.29) — (8.34) на обратный. При этом остальные уравнения сохраняются без изменений. В уравнениях Вайнштейна также необходимо изменить знак правой части (8.64).

Нелинейные уравнения теории Роу для ЛОВ можно решить при задании параметра b , амплитуды напряжения A_0 при $u=0$,

серии параметров C , QC и d . Интегрирование можно производить числовым методом, в котором используется запись уравнений в конечных разностях. Интегрирование производится до достижения

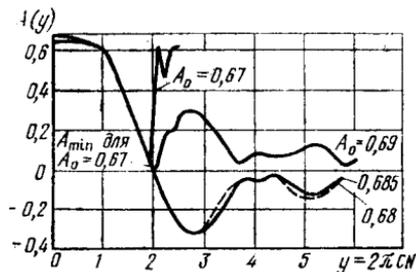


Рис. 8.16. Изменение амплитуды напряжения на замедляющей системе в зависимости от нормализованной длины

нуля напряжения на конце замедляющей системы. В (53) указывается, что по сравнению с ЛБВ в ЛОВ, где длина замедляющей системы сравнительно невелика ($CN \approx 0,3$), влияние перегона электронов должно мало сказываться. Это объясняется тем, что явление перегона наступает вблизи коллектора, где напряженность поля замедляющей системы падает до нуля. Изложенные соображения делают более обоснованной разработку приближенной теории.

Приведем некоторые результаты расчетов нелинейного режима ЛОВ, полученные в [53]. На рис. 8.16 дана зависимость амплитуды нормализованного напряжения $A(y) = \frac{U_m C}{W_0 I_0}$ в зависимости от $Y = 2\pi CN$ при $C=0,1$, $QC=0$, $b=1,9$ и отсутствии собственных потерь в линии для разных значений $A_0 = A(0)$.

На рис. 8.17, а, б даны кривые зависимости длины замедляющей системы CN и параметра рассинхронизма b в зависимости

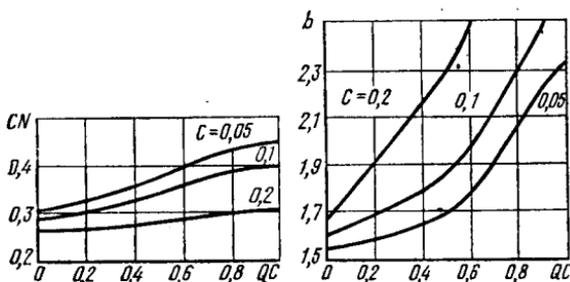


Рис. 8.17. Кривые функций $CN = f_1(QC)$ и $b = f_2(QC)$ при наименьшем пусковом токе, отсутствии собственных потерь в линии и $\zeta_{b0} = 1$

от величины QC при наименьшем пусковом токе $I_{\text{пуск}0}$, отсутствии собственных потерь в линии и $\zeta_{b0} = 1$ для разных значений C .

На рис. 8.18 показаны кривые к. п. д. $\eta = 2CA_0^2 = 2C \frac{U_m^2 C^2}{W^2 I_0^2} = \frac{1}{2} \frac{U_m^2}{W U_0 I_0}$ в зависимости от отношения $I_0 / I_{\text{пуск}0}$ при оптимальном пусковом значении b , $\zeta_{b0} = 1$ и отсутствии собственных потерь в замедляющей системе для разных величин C и QC .

Как видно из рисунка, к. п. д. растет с увеличением тока I_0 до $I_0/I_{\text{пуск } 0} \approx 1,8$, после чего рост практически прекращается для всех значений C и QC . Увеличение C дает рост к. п. д., а увеличение Q (или QC при заданном C) приводит к уменьшению к. п. д.

Для определения величины отношения $I_0/I_{\text{пуск } 0}$, необходимого для использования рис. 8.18, на рис. 8.19 даны соответствующие кривые зависимости b от этого отношения при тех же условиях: $\xi_{p0} = 1$ и отсутствии потерь в замедляющей системе.

§ 8.5. Расчет физических процессов в твистроне

Рассматривая физические процессы в твистроне, ограничимся случаем, когда твистрон состоит из клистронного группирователя и выходной секции в виде цепочки связанных резонаторов. Для расчета широкополосного клистронного группирователя воспользуемся материалом, изложенным в 7.2.1 и примере 9. Расчет выходной секции можно произвести на основе нелинейной теории ЛБВ, основные соотношения которой были даны в 8.3.1 и 8.3.2. Если же выходная секция в виде цепочки связанных резонаторов обладает той особенностью, что радиус пролетных труб, соединяющих резонаторы, значительно меньше зазоров в резонаторах, а длина таких труб значительно больше этих зазоров, то можно использовать приближенный расчет. Последний основан на последовательном рассмотрении взаимодействия электронов с полями зазоров и последующего их группирования. Далее будет рассмотрен расчет группирователя.

8.5.1. Расчет широкополосного клистронного группирователя

В 7.2.1 было получено выражение (7.11), определяющее усиление системы из $(n-1)$ резонаторов с $(n-2)$ пролетными трубами между ними. Полагая, что в группирователе имеется m резонаторов и $(m-1)$ пролетных труб, представим следующее из (7.11) соотношение

$$\mu_p = AF(f), \quad (8.86)$$

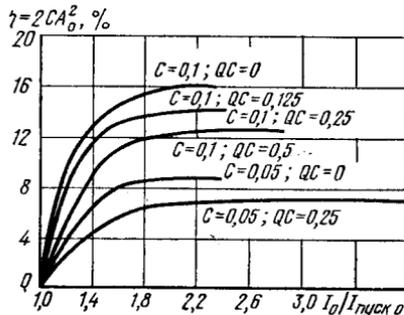


Рис. 8.18. Зависимость к. п. д. от отношения $I_0/I_{\text{пуск } 0}$

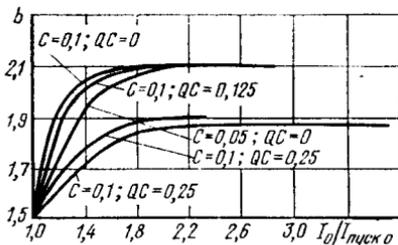


Рис. 8.19. Кривые зависимости b от отношения $I_0/I_{\text{пуск } 0}$

где

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} G_0 R_n \frac{\sin a_{q0} \zeta_0}{a_{q0} \zeta_0} \right)^{2(m-1)}; \quad (8.86a)$$

$$F(f) = (M_i^2 \zeta_0)^{2(m-1)} \cos \varnothing_1 \cos \varnothing_m \prod_{i=2}^{m-1} \cos^2 \varnothing_i. \quad (8.86b)$$

Как было показано в 7.2.1, величину A можно принять за константу. Выражение для $F(f)$ на основании (7.15) для группирователя из m резонаторов может быть записано так:

$$F(f) = \frac{B}{\left[1 + 4Q_1 \frac{(\Delta f_{p1} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right]^{1/2} \left[1 + 4Q_m \frac{(\Delta f_{pm} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right]} \times \\ \times \frac{1 + 2(m-1) \left[1 - 2 \left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) \right] \frac{\Delta f}{f}}{\prod_{i=2}^{m-1} \left[1 + 4Q_i \frac{(\Delta f_{pi} - \Delta f)^2}{f_0^2} \right]}, \quad (8.87)$$

где $B = (M_i^2 \zeta_0)^{2(m-1)}$ и рассчитывается для среднего значения частоты в полосе усиления $f = f_0$; Q_1, Q_2, \dots, Q_m — добротности резонаторов; $\Delta f_{p1}, \Delta f_{p2}, \dots, \Delta f_{pm}$ — расстройки резонаторов относительно f_0 , имеющие как положительное, так и отрицательное значение; Δf — отклонение усиливаемых колебаний по частоте от f_0 , которое может иметь как положительное, так и отрицательное значение; ζ_{d0} — угол пролета в зазорах резонаторов, предполагаемый одинаковым у всех резонаторов и рассчитываемый для $f = f_0$; M_i — коэффициент связи; ζ_0 — угол пролета между центрами соседних резонаторов.

Для упрощения (8.87) введем относительную расстройку резонаторов $(\Delta f_{pi})/f_0 = x_i$ и относительное изменение частоты $\Delta = \Delta f/f_0$. Тогда для функции, определяющей амплитудно-частотную характеристику группирователя, можно получить выражение

$$F(f) = \frac{B \left\{ 1 + 2(m-1) \left[1 - 2 \left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) \right] \Delta \right\}}{\left[1 + 4Q_1 (x_1 - \Delta)^2 \right]^{1/2} \left[1 + 4Q_m (x_m - \Delta)^2 \right]^{1/2} \prod_{i=2}^{m-1} \left[1 + 4Q_i (x_i - \Delta)^2 \right]}. \quad (8.87a)$$

Задаваясь усилением в точке $f = f_0$, для которой

$$F(f_0) = \frac{\mu_{pm}}{A} = \frac{B}{(1 + 4Q_1 x_1^2)^{1/2} (1 + 4Q_m x_m^2)^{1/2} \prod_{i=2}^{m-1} (1 + 4Q_i x_i^2)}, \quad (8.87b)$$

Группирование после m резонатора должно быть нелинейным для получения достаточно большого переменного тока, возбуждающую выходную секцию. Его расчет можно произвести по (5.17) при $\alpha' \leq 0,8$.

§ 8.6. Примеры расчета ЛБВ и ЛОВ

Пример 12. Расчет постоянных распространения малосигнальной ЛБВ. Рассчитать постоянные распространения ЛБВ за спиральной замедляющей системой с радиусом $a=0,615$ см, шагом витков $h=0,9213$ см и волновым сопротивлением $W=200$ см и следующими данными электронного потока: внешний радиус $b=0,040$ см, ускоряющее напряжение $U_0=800$ В и ток $I_0=1,15$ мА при рабочей частоте $f=6,5$ ГГц, полагая возможным пренебречь влиянием дисперсии.

Расчет начнем с определения параметров: усиления C и объемного заряда Q . Величина параметра усиления

$$C = \left(\frac{I_0 W}{4U_0} \right)^{1/3} = \left(\frac{1,15 \cdot 10^{-3} \cdot 200}{4 \cdot 800} \right)^{1/3} = 0,0415.$$

Для определения величины Q найдем значение параметра расталкивания $a_q = \omega_q / \omega$. Величина $\omega_q = F_{0\text{med}}^{1/2} \omega_p$. Значение собственной частоты колебаний электронного потока бесконечного сечения равно:

$$\begin{aligned} \omega_p &= 1,83 \cdot 10^{10} I_0^{1/2} U_0^{-1/4} = 1,83 \cdot 10^{10} \left(\frac{I_0}{\pi b^2} \right)^{1/2} U_0^{-1/4} = \\ &= 1,83 \cdot 10^{10} \left(\frac{1,15 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot 0,040^2} \right)^{1/2} 800^{-1/4} = 1,65 \cdot 10^9. \end{aligned}$$

Далее по (5.246) определим

$$F_{0\text{med}} = 2,56 \frac{J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \right)}{1 + \frac{5,76}{\zeta_{a0}^2}}$$

где

$$\zeta_{a0} = \frac{\omega a}{v_0} = \frac{2\pi \cdot 6,5 \cdot 10^9 \cdot 0,0615}{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{800}} = 1,5.$$

Подставляя значение ζ_{a0} , получим

$$F_{0\text{med}} = 2,56 \frac{J_1^2 \left(2,4 \frac{0,040}{0,0615} \right)}{1 + \frac{5,76}{1,5^2}} = 0,23.$$

Тогда

$$\omega_q = 0,23^{1/2} \cdot 1,65 \cdot 10^9 = 7,9 \cdot 10^8 \text{ и } a_q = \frac{7,9 \cdot 10^8}{2\pi \cdot 6,5 \cdot 10^9} = 0,0195.$$

При этом

$$Q = \frac{a_q^2}{4C^3} = \frac{3,84 \cdot 10^{-4}}{4 \cdot 0,0415^3} = 1,34,$$

$$\text{а } 4QC = 4 \cdot 1,34 \cdot 0,0415 = 0,222.$$

Теперь определим $\beta = v_0/v_\phi$. Согласно (8.1)

$$v_\phi = C \frac{h}{2\pi a / \cos \alpha},$$

где

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{0,0213}{2\pi 0,0615} = 0,055.$$

Подставляя в формулу значения величин, получим

$$v_\phi = 3 \cdot 10^{10} \frac{0,0213}{2\pi 0,0615 / \cos 0,055} = 1,655 \cdot 10^9 \text{ см/с.}$$

При этом

$$\beta = \frac{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{800}}{1,655 \cdot 10^9} = 1,015,$$

коэффициент рассинхронизма

$$b_0 = \frac{\beta^2 - 1}{2C} = \frac{1,015^2 - 1}{2 \cdot 0,0415} = 0,362.$$

Найденные значения $F_{0\text{med}}$, $4QC$ и b_0 позволяют рассчитать параметр A , определяющий решение характеристического уравнения методом основ:

$$A = - \frac{(4QC + b_0^2/3)^3}{\left[-\frac{2}{27} b_0^2 + \frac{2}{3} 4QC b_0 + (1 - F_{0\text{med}}) \beta \right]^2} = - \frac{(0,222 + 0,362^2/3)^3}{\left[-\frac{2}{27} 0,0362^2 + \frac{2}{3} 0,222 \cdot 0,362 + (1 - 0,23) \cdot 1,015 \right]^2} = - 2,77 \cdot 10^{-2}.$$

По этому значению A , обращаясь к таблицам, приведенным в [59], найдем $Z_1 = -0,333$ и $\alpha = 0,707$ и определим величину

$$\frac{q}{p} = \frac{-\frac{2}{27} b_0^2 + \frac{2}{3} 4QC b_0 + (1 - F_{0\text{med}}) \beta}{-(4QC + b_0^2/3)} = \frac{-\frac{2}{7} \cdot 0,362^2 + \frac{2}{3} \cdot 0,222 \cdot 0,362 + (1 - 0,23) \cdot 1,015}{0,225 + 0,362^2/3} = - 3,1.$$

Зная Z_1 , α и $\frac{q}{p}$ и подставляя их значения в формулы (8.18):

$$x_1 = 0; \quad y_1 = \frac{q}{p} Z_1 - \frac{b_0}{3} = - 3,1 (-0,333) - \frac{0,362}{3} = 0,91,$$

$$x_2 = + \frac{q}{p} Z_1 \alpha = - 3,1 (-0,333) 0,707 = 0,73;$$

$$x_3 = - \frac{q}{p} Z_1 \alpha = - 0,73; \quad y_2 = y_3 = - \frac{q}{p} \frac{Z_1}{2} - \frac{b_0}{3} = - 0,636.$$

Таким образом, рассчитываемые постоянные распространения будут равны:

$$\delta_1 = x_1 + jy_1 = j0,91;$$

$$\delta_2 = x_2 + jy_2 = 0,73 - j0,636;$$

$$\delta_3 = x_3 + jy_3 = -0,73 - j0,636.$$

Пример 13. Расчет коэффициента усиления по мощности малосигнальной ЛБВ. Рассчитать коэффициент усиления по мощности малосигнальной ЛБВ с данными примера 12. Дополнительно заданы: полная длина замедляющей системы $l = l_1 + l_2 = 10,2$ см, где $l_1 = 8,2$ см — рабочая часть спирали и $l_2 = 2$ см — часть, занятая поглощающей вставкой, дающей ослабление $A_1 = -4$ дБ, и коэффициент затухания спирали, определяемый равномерно распределенными потерями $L = 30$ дБ.

Для определения коэффициента усиления обратимся к (8.25а) $G = BCN + A + A_1$; здесь $A = -9,54$ — величина начальных потерь; $B = 54,6 \left(x_2 - \frac{d}{3}\right)$, где d — параметр затухания, величина которого определяется (8.26); $d = 0,0183 \frac{L}{CN}$.

В приведенной формуле неизвестна величина N , которую можно определить из выражения для постоянного угла пролета

$$\zeta_0 = \omega l_1 / v_0 = 2\pi N.$$

Отсюда

$$N = \frac{\omega l_1}{v_0 2\pi} = \frac{f l_1}{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{U_0}} = \frac{6,5 \cdot 10^9 \cdot 8,2}{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{800}} = 31,8.$$

Параметр затухания

$$d = 0,0183 \frac{30}{0,0415 \cdot 31,6} = 0,419.$$

Используя найденное в примере 12 значение $x_2 = 0,73$ и $d = 0,419$, получим

$$B = 54,6 (0,73 - 0,419/3) = 32,2$$

Зная величины A , A_1 , C и N , можно, подставляя их значения, получить $G = 32,2 \cdot 0,0415 \cdot 31,8 - 9,54 - 4 = 28,96 \approx 29$.

Пример 14. Расчет пускового тока, выходной мощности и к. п. д. ЛОВ. Рассчитать величину пускового тока, выходную мощность и к. п. д. ЛОВ со следующими данными: параметр усиления $(CN)_0 = 6,49$, число замедленных волн $N = 14$, волновое сопротивление $W = 17$ Ом, ускоряющее напряжение $U_0 = 1500$ В и рабочий ток $I_0 = 30$ мА.

На основании (8.80) имеем

$$I_{\text{пуско}} = \frac{4U_0 (CN)_0^3}{WN^3} = \frac{4 \cdot 1500 \cdot 0,49^3}{17 \cdot 43} = 15 \cdot 10^{-3} \text{ А.}$$

Далее, используя (8.84), найдем выходную мощность

$$P_{\text{вых}} = \frac{2}{\pi N} U_0 (I_0 - I_{\text{пуско}}) = \frac{2}{\pi 14} (30 \cdot 10^{-3} - 15 \cdot 10^{-3}) 1500 = 1,02 \text{ Вт.}$$

Зная выходную мощность $P_{\text{вых}}$ и подводимую мощность $P_0 = I_0 U_0 = 1500 \times 30 \cdot 10^{-3} = 45$ Вт, получим величину к. п. д.: $\eta = P_{\text{вых}} / P_0 = 1,02 / 45 = 0,023$.

**ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИЙ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ
ЛБВ И ЛОВ****§ 9.1. Введение**

Результатом значительного числа зарубежных и отечественных работ явилось создание современных ЛБВ и ЛОВ. Отмечая работы [64, 65], укажем на большое значение для развития техники ЛБВ первых отечественных теоретических и экспериментальных работ, начатых в 1974 г. и выполненных коллективами под руководством Л. Н. Лошакова и В. Т. Овчарова. В развитии малосигнальных ЛБВ большую роль сыграли исследования, определившие необходимые для подавления шумов условия прохождения электронного потока в прикатодной области. В результате были созданы сверхмалозумящие ЛБВ как за рубежом [66, 67], так и в СССР, где решающее значение имели исследования коллектива, работающего под руководством В. А. Афанасьева.

В работах по созданию мощных ЛБВ и ЛОВ представляет интерес использование [68], где впервые был предложен прибор типа ЛБВ с использованием неспиральной замедляющей системы, и фундаментальные теоретические и экспериментальные исследования, выполненные под руководством С. И. Тетельбаума [69]. Эти работы по созданию конструкции ЛОВ большой мощности по имеющимся данным значительно опередили аналогичные за рубежом. Надо отметить также большое значение теоретических и экспериментальных работ, выполненных в Саратовском государственном университете им. Чернышевского [70] для развития ЛОВ малой мощности.

**§ 9.2. Особенности конструкций малосигнальных ЛБВ
и их проектирование**

Особенности конструкций малосигнальных ЛБВ заключается в том, что в них практически всегда используется замедляющая система типа спиральной линии. Для того чтобы придать ей необходимую жесткость, спираль обычно закрепляют между кварцевыми трубками (рис. 9.1). Возможные виды согласования спиральной линии замедления с волноводами показаны на рис. 9.2. Вариант на рис. 9.2, *а*, где конец спирали отогнут и приварен к электроду, служащему дросселем для волновода, оказался малоудовлетворительным. Он не обеспечивает широкополосности перехода от спирали к волноводу и вибропрочности конструкции. На рис. 9.2, *б* отогнутый конец спирали приварен к кольцу, расположенному над спиралью. Это дает возможность получить согласование в полосе, определяемой отношением частот, равным 1,5 при $k. c. v. n. *$, равном 1,3. Этот вариант также не получил широкого распространения, так как при его использовании

* $k. c. v. n.$ — коэффициент стоячей волны напряжения.

к.с.в.н. зависит от ориентации отогнутого конца спирали в волноводе и нормальная работа прибора требует фиксированного положения, а это затрудняет его юстировку в фокусирующем магнитном поле. На рис. 9.2, в согласование достигается с помощью первых двух-трех слегка растянутых витков спирали. Последний виток приваривается к цилиндру, соединенному с дросселем.

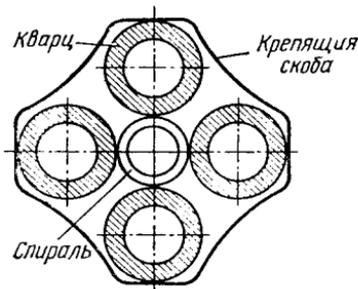


Рис. 9.1. Сечение спиральной задерживающей системы, закрепленной между кварцевыми трубками

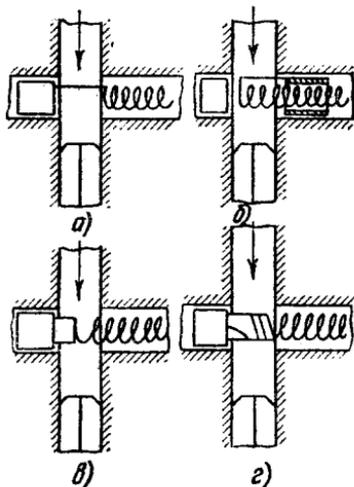


Рис. 9.2. Варианты возможного согласования спиральной задерживающей системы с волноводом

В этом случае длина провода растянутого участка должна составлять четверть средней длины волны в согласуемом диапазоне. Описанная система согласования широкополосна и позволяет получить к. с. в. н., близкий к единице (например, к. с. в. н. меньше 1,1 в полосе 40 МГц). В ЛБВ часто пользуются также вариантом, показанным на рис. 9,2, г. Здесь переход представляет собой неоднородную ленточную спираль, к которой приваривается конец спиральной задерживающей линии.

Важнейшей особенностью ЛБВ для усиления слабых сигналов, использующей роль входной лампы в приемниках СВЧ, является применение малощумящих электронных пушек. На рис. 9.3 приведена одна из ранних конструкций такой пушки с тремя анодами [71]. Выступающий вперед катод позволяет менять микропереванс от $p=0$ до $p=2,5$ (10^{-6} А/В^{3/2}). Могут применяться оксидные катоды диаметром 0,254; 0,635; 0,89 и 1,27 мм и L — катоды диаметром 0,254 и 0,762 мм.

На рис. 9.4 дается форма сечения электронного потока в зависимости от значения магнитной индукции B , равной в вакууме напряженности магнитного поля. Для $B=\infty$ — пунктирная линия и для $B=0,05$ Тл — сплошная линия при напряжениях на электродах, соответствующих минимальному коэффициенту шума 8,5 дБ.

Схема современной конструкции электронной пушки [72] дана на рис. 9.5. При использовании этой конструкции уровень шума

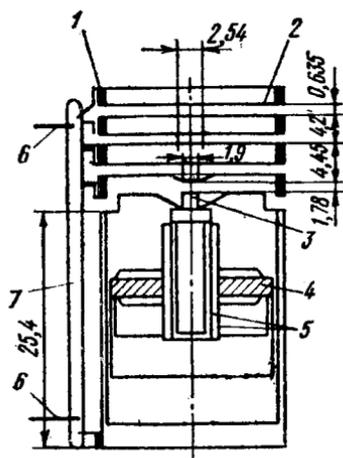


Рис. 9.3. Конструкция треханодной электронной пушки: 1 — втулки; 2 — анодные диски толщиной 0,127 мм; 3 — катод; 4 — керамическое поддерживающее кольцо; 5 — тепловые экраны; 6 — опорные ножки; 7 — стеклянный штабик

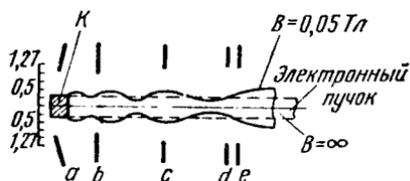


Рис. 9.4. Распределение напряжений вдоль оси электронного пучка для пушки, изображенной на рис. 9.3 при оптимальном по коэффициенту шума режиме работы: B — магнитная индукция, Тл; a, b, c, d, e — на схеме — электроды, на графике — их напряжения; пунктирные линии соответствуют напряжению в центре электронного потока

снижался до значения около 6 дБ. Отметим, что катод, управляющий электрод и первый анод пушки были выполнены по данным теории Пирса для получения в этой области однородного потока электронов.

В гл. 12, где излагаются особенности шумовых процессов в приборах СВЧ, будет рассмотрена физическая природа явлений, позволяющих значительно снизить уровень флуктуаций в электронном потоке [66]. Здесь же укажем, что для снижения уровня флуктуаций необходимо создать тонкостенный электронный поток (например, тонкий трубчатый), обеспечивающий работу катода в режиме ограничения тока температурой, и создать вблизи катода протяженный участок с малой, порядка десятых долей вольта, и практически неизменной скоростью электронов, где имеется повышенная плотность объемного заряда. Выполнение этих усло-

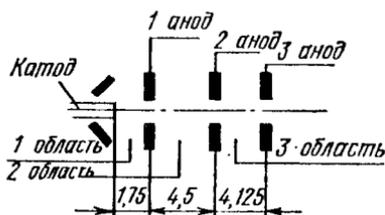


Рис. 9.5. Схема треханодной электронной пушки маломушьяющей ЛЭВВ с коэффициентом шума меньше 6 дБ. Толщина материала электродов 0,125 мм, диаметр катода 0,626 мм

вий позволило получить коэффициент шума менее 3 дБ в ЛБВ 10-сантиметрового диапазона [66]. Схема конструкции соответ-

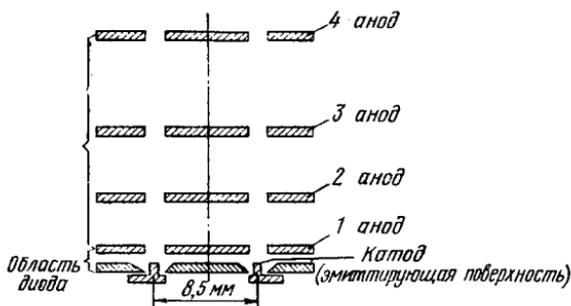


Рис. 9.6. Схематическое изображение специальной электронной пушки, позволяющей сконструировать ЛБВ с уровнем шума менее 3 дБ

вующей электронной пушки показана на рис. 9.6. Получающееся при этом распределение электрического поля у катода показано на рис. 9.7.

9.2.1. Проектирование малосигнальных ЛБВ

Проектирование малосигнальных ЛБВ разрабатывалось в исследованиях А. А. Шенюгина, результаты которых используются здесь. Так как в реальном режиме усиления ЛБВ скорость вол-

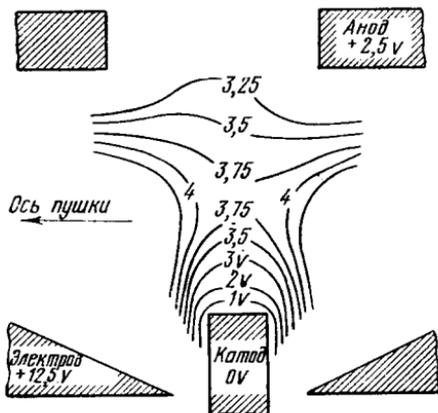


Рис. 9.7. Распределение электрического поля у катода специальной электронной пушки (см. рис. 9.6)

ны в «холодной» системе, т. е. при отсутствии электронов v_ϕ , отличается от скорости электронов v_0 не более чем на несколько процентов, то для упрощения расчетов можно принять $v_\phi = v_0$. Тогда $\beta = v_0/v_\phi = 1$ и $b_0 = (\beta^2 - 1)/(2C) = 0$. При этом (8.15) примет вид

$$(j\delta)^3 - 4QC(j\delta) + (1 - F_{0med}) = 0. \quad (9.1)$$

Соответственно в уравнении, записанном для решения методом основ:

$$Z^3 + AZ - A = 0 \quad (9.2)$$

на основании (8.16) величина

$$A = - \frac{(4QC)^3}{(1 - F_{0med})^2}. \quad (9.3)$$

Проектирование малосигнальной ЛБВ можно начать с выбора величины условного угла полета

$$\zeta_{a0} = \omega_a / v_0 = (2\pi f a) / v_0, \quad (9.4)$$

где a — средний радиус спирали, см; v_0 — скорость электронов, см/с, обусловленная заданным значением значения U_0 и определяемая известным соотношением $v_0 = 5,93 \times 10^7 \sqrt{U_0}$ (U_0 выражено в вольтах).

В зависимости от значения ζ_{a0} изменяются дисперсионные свойства спиральной замедляющей системы. На рис. 9.8 даются кривые функции $\Theta(\zeta_{a0}) = v_\phi$: $\frac{ch}{2\pi a}$, где h — шаг спира-

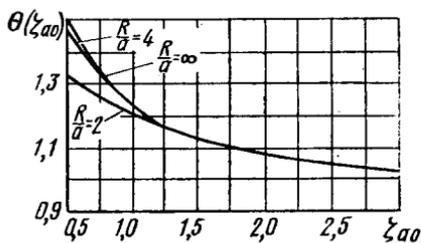


Рис. 9.8. График функции

ли, для разных значений отношения радиуса внешнего проводника (экрана) замедляющей системы к среднему радиусу спирали.

Кривые построены для $R/a = 2; 4$ и ∞ . Из них видно, что спиральная замедляющая система обладает незначительной дисперсией (величина v_ϕ почти не зависит от ζ_{a0} и, следовательно, от частоты f) при $\zeta_{a0} > 1,2$. Из сопоставления кривых с разными значениями отношения следует, что при $R/a > 4$ влияние внешнего экрана не имеет значения. Так как это имеет место на практике, то при решении дисперсионного уравнения спирали можно получить выражение для $\Theta(\zeta_{a0})$, содержащее зависимость только от ζ_{a0} . Функция $\Theta(\zeta_{a0})$ была рассчитана в [54], причем для области $\zeta_{a0} = 1,2 \div 2,0$ она хорошо аппроксимируется прямой $\Theta(\zeta_{a0}) = 0,310 + 0,925\zeta_{a0}$.

В § 8.2.3 указывалось, что для маломощных ЛБВ с целью уменьшения плотности тока с катода выбирают $\zeta_{a0} = 1,6 \div 1,8$. При этом для получения максимального усиления по мощности для значений микропервоансов $\rho_1 < 1$ надо выбирать отношение b'/a в пределах $0,5 - 0,65$, а для $\rho_1 < 1$ — в пределах $0,55 - 0,7$.

На основании (9.4) получим выражение для расчета среднего радиуса спирали (см)

$$a = 3,14 \cdot 10^{-4} \lambda \zeta_{a0} \sqrt{U_0}, \quad (9.5)$$

где $\lambda = (3 \cdot 10^{10}) / f$ — длина волны, соответствующая середине рабочего диапазона, см; U_0 — ускоряющее напряжение, В.

Если в $\Theta(\zeta_{a0}) = v_\phi$: $\frac{ch}{2\pi a}$ подставить $v_\phi = v_0 = \frac{2\pi f a}{\zeta_{a0}}$, получаемое из (9.4), то можно найти выражение для расчета шага спирали

$$h = 39,6 \frac{a^2}{\lambda \Theta(\zeta_{a0})}. \quad (9.6)$$

На замедляющие свойства спирали оказывают влияние и окружающие или крепящие ее детали. Это влияние учитывается введением в знаменатель (9.6) дополнительного множителя Δ . Его величину для конструкции, показанной на рис. 9.1 на основании данных А. А. Шеногина для значений $\zeta_{a0} = 0,5 \div 2,1$, можно представить выражением $\Delta = 0,72 + 0,06\zeta_{a0}$.

Подставляя в (9.6) указанное выражение для функции $\Theta(\zeta_{a0}) = 0,310 + 0,925\zeta_{a0}$ и вводя коэффициент Δ , получим окончательное соотношение для расчета шага спиральной замедляющей системы

$$h = 39,6 \frac{a^2}{\lambda (0,310 + 0,925\zeta_{a0}) (0,72 + 0,06\zeta_{a0})}. \quad (9.6a)$$

Определить диаметр проволоки спирали d_g и радиус внешнего проводника (экрана) R можно следующим образом. Радиус проволоки спирали целесообразно выбирать малым по сравнению с ее шагом, что обеспечивает большее осевое поле, взаимодействующее с электронным потоком. А. А. Шеногин предлагает для этой цели исходить из соотношения

$$d_g/h < 0,5, \quad (9.7)$$

которое по его данным обеспечивает отсутствие влияния изменения d_g на величину замедления и дисперсию системы.

Радиус внешнего проводника (экрана) замедляющей системы выбираем так, чтобы гарантировалась невозможность существования в системе волны типа TE_{11} . Это условие обеспечивается выбором величины

$$R < \lambda_{\min}/4, \quad (9.8)$$

где λ_{\min} — минимальная волна в рабочем диапазоне ЛБВ.

Следующим вопросом при проектировании малосигнальной ЛБВ является величина распределенного затухания замедляющей системы L , определяемая в основном потерями в проволоке спирали. Величину L находят из условий устойчивой работы ЛБВ, так как наличиесосредоточенного поглотителя еще не гарантирует отсутствия самовозбуждения.

Исходя из соображений возможной неравномерности усиления по диапазону и устойчивой работы ЛБВ, А. А. Шеногин рекомендует выбирать величину $L = 30$ дБ.

К сожалению, в настоящее время не существует аналитического расчета величины L по заданным параметрам замедляющей спиральной линии и величине проводимости используемой в ней проволоки, дающего приемлемую точность. Поэтому правильность выбора материала проволоки следует корректировать на основе последующего измерения величины L .

Теперь определим рабочую длину замедляющей системы l_1 , т. е. той ее части, в которой происходит усиление и отсутствует поглотитель. Для этого используем формулу (8.27):

$$G = 54,6CN(x_2 - d/3) - 9,54 + A_1.$$

Подставляя из (8.26) значение d , перепишем ее в виде

$$G = 54,6CNx_2 - \frac{L}{3} - 9,54 + A_1. \quad (9.9)$$

Используя в этой формуле значение $L = 30$ дБ, полагая* $A_1 \approx -3,46$ и разрешая ее относительно N , получим

$$N = (23 + G)/(54,6Cx_2). \quad (9.10)$$

Величина N связана с углом ζ_0 и длиной l_1 так: $\zeta_0 = \omega l_1/v_0 = 2\pi N$. Отсюда находим длину

$$l_1 = \frac{2\pi v_0}{\omega} N = \frac{v_0}{j} N = \frac{v_0}{c} \lambda N,$$

где $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, а λ — длина рабочей волны, см.

На основе приведенного соотношения, используя (9.10), получим

$$l_1 = 1,98 \cdot 10^{-3} \lambda \sqrt{U_0} (23 + G)/(54,6Cx_2), \quad (9.11)$$

где U_0 — ускоряющее напряжение, В.

Это выражение позволяет по заданной величине усиления по мощности G находить рабочую длину l_1 , если известны параметр усиления C и величина x_2 . Остановимся на их определении.

Параметр усиления (см. § 8.2)

$$C = \left(\frac{I_0 W}{4U_0} \right)^{1/3}, \quad (9.12)$$

где являются неизвестными волновое сопротивление замедляющей системы W и ток I_0 .

Результаты расчета величины W как функции ζ_{a0} при различных значениях отношения b'/a приведены на рис. 9.9. Отметим, что по оси ординат на этом рисунке отложена величина $\frac{v_0}{c} W$, пропорциональная W , и предполагается, что $v_0 \ll c$.

Величину тока I_0 , входящего в (9.12), можно определить по выбираемой плотности тока катода j_0 , которая для малолушмящих ЛБВ меньше $10 - 50$ мА/см²:

$$I_0 = \pi b'^2 j_0. \quad (9.13)$$

* Т. е. принимая суммарные потери $A + A_1 = 13$ дБ, что близко к возможным на практике значениям для приемно-усилительных ЛБВ.

Для того чтобы найти x_2 , необходимо знать величину A , определяемую (9.3). В эту формулу входят кроме величины C параметр объемного заряда Q и коэффициент $F_{0\text{ med}}$, определяемый (5.246). Значения $4Q$ как функции ζ_{a0} рассчитаны для разных значений отношения b'/a и приведены в виде кривых на рис. 9.10. Так как

$$4QC = \frac{a_q^2}{C^2} = \frac{a_p^2}{C^2} F_{0\text{ med}},$$

то величину $F_{0\text{ med}}$ можно найти на основании значений Q , C и

$$a_p = \frac{\omega_p}{\omega} = \frac{1,83 \cdot 10^{10} / \omega_0^{1/2} U_0^{-1/4}}{\omega}.$$

Она будет равна

$$F_{0\text{ med}} = \frac{4QC^3}{a_p^2}. \quad (9.14)$$

На основании изложенного можно определить величины $4QC$ и $F_{0\text{ med}}$, необходимые для расчета A и решения уравнения (9.2), определяющего величину x_2 .

Для определения полной длины замедляющей системы нужно знать протяженность сосредоточенного поглотителя, который

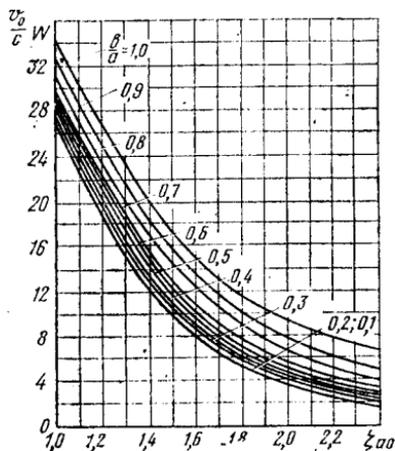


Рис. 9.9. Кривые для определения волнового сопротивления замедляющей системы

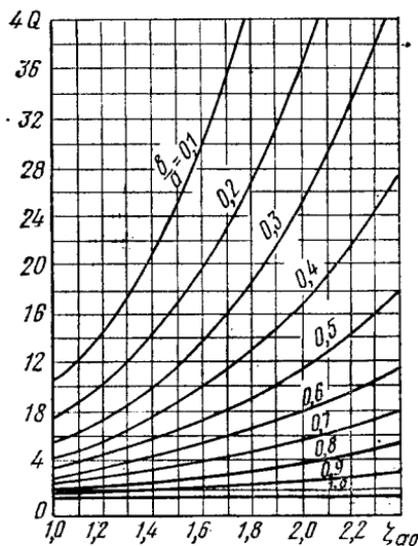


Рис. 9.10. Кривые, определяющие $4Q$ как функцию угла ζ_{a0} для разных значений отношения b'/a

в малосигнальных ЛБВ выполняется обычно в виде нанесенного на систему и крепящие ее кварцевые трубки аквадага. Практически длину поглотителя в диапазонах сантиметровых и децимет-

ровых волн выбирают в пределах $l_2 = 1,5 \div 4,0$ см. Поглотитель должен располагаться там, где возрастающая волна уже прева-лирует над остальными, т. е. при $CN \geq 0,25$ (см. [50]). На этом основании длина входной части замедляющей системы

$$l_{\text{вх}} = \frac{\xi_0 v_0}{2\pi f} = N \frac{v_0}{f} \geq 0,25 \frac{v_0}{fC} = 4,95 \cdot 10^{-4} \lambda \frac{\sqrt{U_0}}{C}. \quad (9.15)$$

Соответственно выходная часть будет равна $l_{\text{вых}} = l_1 - l_{\text{вх}}$, а полная протяженность замедляющей системы вместе с поглотителем окажется равной: $l = l_1 + l_2 = l_{\text{вх}} + l_2 + l_{\text{вых}}$.

§ 9.3. Особенности конструкций ЛБВ для усиления больших сигналов. О проектировании и гибридных приборах

В отличие от малосигнальных ЛБВ, где наряду с необходимостью получения большого усиления в широкой полосе частот решающим является малый уровень собственных шумов, в ЛБВ для усиления больших сигналов решающим является высокий к. п. д. В § 8.3 было показано, что высокий к. п. д. требует значительного торможения электронов, когда переменную составляющую скорости электронов можно сравнить с постоянной и в электронном потоке появляются значительные по амплитуде высшие гармоники, т. е. используется существенно нелинейный режим. В соответствии с этим расчет и проектирование ЛБВ для усиления больших сигналов должны вестись на основе нелинейной теории.

Особенности конструкции ЛБВ для усиления больших сигналов начнем с рассмотрения замедляющих систем. Теория и эксперимент показывают, что широкая полоса усиливаемых частот наиболее просто достигается применением спиральных замедляющих систем. Однако эти системы без принудительного охлаждения можно использовать только на уровнях средней мощности порядка единиц и десятков ватт. При достижении величины средней мощности порядка сотен ватт можно применять спиральные замедляющие системы с принудительным охлаждением. Такая система может быть осуществлена использованием для проводника спирали тонкостенной трубки, через которую пропускается охлаждающая жидкость. Так как диаметр проводника спирали и отверстие в нем должны быть малы, а его длина значительна, то выполнение спиральных замедляющих систем с жидкостным охлаждением представляет значительные конструктивные и технологические трудности. Одним из возможных решений такой задачи является применение охлаждающих жидкостей с большой текучестью, например эфира.

При переходе к средним мощностям порядка киловатт и более приходится применять другие виды замедляющих систем, которые при использовании в ЛБВ всегда дают меньшую полосу усиливаемых частот. Простейшей замедляющей системой для мощных

ЛБВ является диафрагмированный волновод. Такая замедляющая система, показанная на рис. 9.11, рассматривается как цепочка резонаторов с емкостной связью через отверстия. При слабой связи ($r_1 \ll r_2$) система имеет узкую полосу пропускания, а коэффициент замедления падает в ее коротковолновой части. При

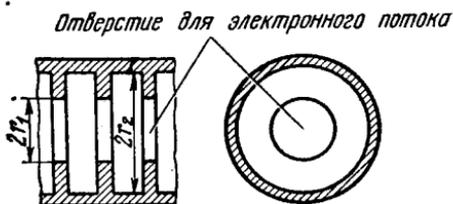


Рис. 9.11. Замедляющая система типа диафрагмированный волновод

увеличении связи ($r_1 \rightarrow r_2$) полоса расширяется, но одновременно уменьшается волновое сопротивление и амплитуда осевой составляющей электрического поля в пролетном канале. В современных мощных ЛБВ применяют замедляющие системы в виде цепочек резонаторов с индуктивной связью (рис. 9.12). Как видно из рисунка, связь резонатора осуществляется через овальные отверстия, смещенные в соседних секциях на 180° . Форма отверстий в диафрагмах дана в двух возможных вариантах. Вариант В устраняет возможность самовозбуждения.

Так как в этой замедляющей системе направление магнитных силовых линий в смежных резонаторах совпадает, то подобные системы называют системами с положительной взаим-

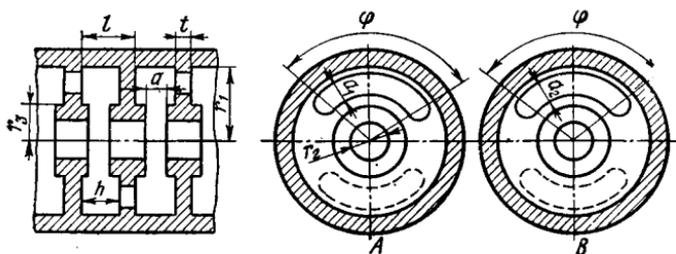


Рис. 9.12. Замедляющая система ЛБВ в виде цепочки резонаторов с положительной взаимной индуктивностью:

$r_1=13,2$ мм; $r_2=2,8$ мм; $a=3$ мм; $t=1$ мм; $l=8,5$ мм; $a_1=5$ мм; $a_2=4,1$ мм и $\varphi=75^\circ$

ной индуктивностью. В последнее время широко применяются замедляющие системы с отрицательной взаимной индуктивностью (магнитные поля в смежных резонаторах направлены противоположно) типа клеверный лист. Эта система состоит из колец a , образующих полость цилиндрической формы с четырьмя симметричными выступами, и диафрагм b с восемью радиальными щелями связи и отверстием в центре для электронного потока (рис. 9.13).

Замедляющая система типа клеверный лист, как и другие системы, используемые на основной гармонике, характеризуется сравнительно большим волновым сопротивлением.

Конструкция мощной высоковольтной ЛБВ [18], использующей замедляющую систему типа клеверный лист, показана на рис. 9.14, где дается ее поперечное сечение. Эта релятивистская ЛБВ имела ускоряющее напряжение 100 кВ и работала на волне 10 см в импульсном режиме при непрерывной откачке. Усиление по мощности составляло 35 дБ, величина выходной мощности достигала 3 МВт при к. п. д. 34 %.

При конструировании мощных ЛБВ сложно получить высокий к. п. д., который всегда ниже к. п. д. хорошо сконструированных пролетных клистронов. Одним из способов повышения к. п. д.

является метод рекуперации; другим перспективным способом повышения к. п. д. — изменение фазовой скорости волны или постоянной скорости электронов вдоль замедляющей системы. Возможность таким путем повысить к. п. д. определяется тем, что в ЛБВ с неизменной фазовой скоростью волны понижение постоянной скорости электронов (за счет их торможения полем волны) нарушает необходимый для работы лампы синхронизм между волной и электронами. Возможность сохранения синхронизма между волной и электронами была исследована в работах [53, 74], в результате были созданы так называемые изохронные ЛБВ, в которых вдоль оси лампы изменяются параметры замедляющей системы или электронного потока. Однако синхронизма между волной и электронами проще достигнуть изменением скорости электронов, т. е. применяя секционированную замедляющую систему с разными постоянными потенциалами на секциях. Расчеты [53], подтвержденные экспериментом, показывают, что возможное повышение к. п. д. за счет одного скачка скорости позволяет достигнуть величины к. п. д. 42,5 %, а двойного скачка — 45 %. Это сопоставимо с результатами, получаемыми в изохронных ЛБВ, в которых можно ожидать достижения к. п. д. 50 %. Однако использование секционированной замедляющей системы имеет и серьезный недостаток: часть колебательной мощности теряется на концах ее отрезков, где необходимо размещать согласованные с системой поглотители, обеспечивающие отсутствие отражения от концов и соответственно режим бегущей волны в используемых секциях замедляющей системы.

В ЛБВ, сечение которой приведено на рис. 9.14, используется фокусировка постоянным магнитным полем соленоида. Однако, так же как и в пролетных многорезонаторных клистронах, в современных мощных ЛБВ широко используется периодическая магнитная или электростатическая фокусировка. Особо отметим два типа электростатических фокусировок, применяемых

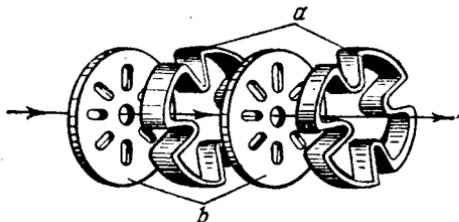


Рис. 9.13. Элементы замедляющей системы типа «клеверный лист» (для наглядности кольца *a* и диафрагмы *b* раздвинуты по оси)

в ЛБВ небольшой мощности. Первая является периодической и осуществляется применением замедляющей системы в виде двухзаходной спирали, в которой подаются разные по величине ускоряющие напряжения на каждую из составляющих ее спи-

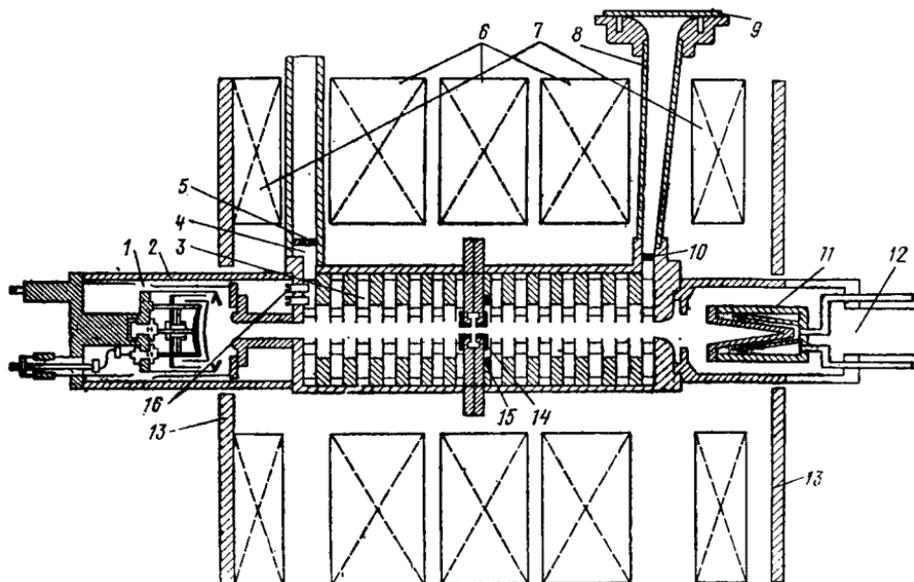


Рис. 9.14. Сечение мощной ЛБВ с замедляющей системой типа «клеверный лист»: 1 — электронная пушка; 2 — высоковольтный изолятор; 3 — замедляющая система; 4 — входной волновод с вакуумонепроницаемым окном 5; 6 — выходной волновод с вакуумонепроницаемым окном 9; 6 — основные соленоиды, создающие фокусирующее электронный поток магнитное поле; 7 — дополнительные соленоиды для компенсации поля основных соленоидов 6; 10 — окно, согласующее замедляющую систему с выходным волноводом; 11 — коллектор, охлаждаемый водой; 12 — труба, ведущая к откачной системе; 13 — магнитные экраны; 14 — согласующие кольца у поглотителя 15; 16 — винты подстройки согласования замедляющей системы с входным волноводом

ралей [75]. Вторая называется центробежной и реализуется конструктивно расположением по оси спиральной замедляющей системы центрального проводника с высоким положительным потенциалом по отношению к спирали. Электронный поток вводится под углом к оси замедляющей системы и за счет притяжения к центральному проводнику описывает вокруг него спираль, продвигаясь вдоль этой системы. Отметим, что с использованием центробежной электростатической фокусировки были разработаны ЛБВ, называемые спиратронами [76].

9.3.1. О проектировании мощных ЛБВ и гибридных приборах

Рассмотрим особенности проектирования ЛБВ для усиления больших сигналов. Отсутствие хорошо разработанной приближенной нелинейной теории, обеспечивающей необходимую точность расчета, не позволяет в настоящее время предложить аналитический метод проектирования. В качестве исходного материала

можно использовать диаграммы, приведенные на рис. 9.15 и 9.16. На этих диаграммах дана зависимость отношения η/C от величины QC и $\xi_{a0} = \omega a/v_0$ для двух случаев. Рис. 9.15 соответствует случаю максимального усиления малого сигнала на единицу длины замедляющей системы, а рис. 9.16 — случаю максималь-

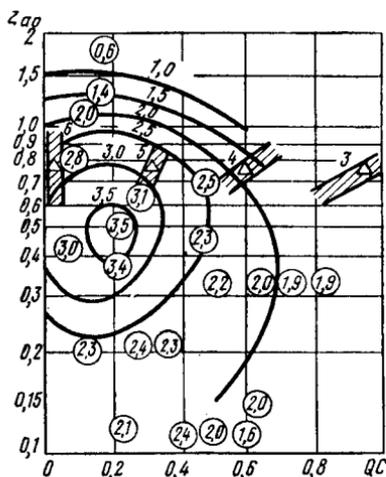
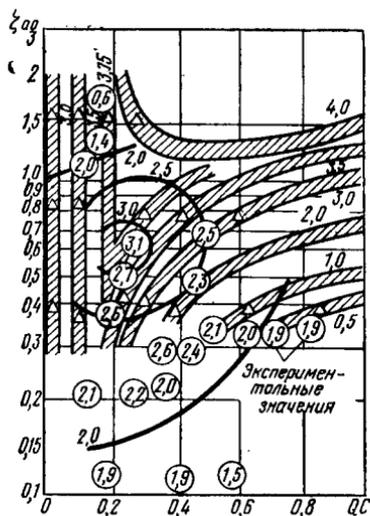


Рис. 9.15. Зависимость величины отношения η/C от QC и ξ_{a0} для случая максимального усиления малого сигнала на единицу длины замедляющей системы

Рис. 9.16. Зависимость величины отношения η/C от QC и ξ_{a0} для случая оптимального к. п. д.

ного к. п. д., получающегося при увеличенных значениях напряжения ускорения. На этих рисунках заштрихованные полосы

Таблица 9.1

| Диапазон, ГГц | $P_{\text{вых}}$ | | η , % | G , дБ | Δf , % | U_0 , кВ | I_0 , А | Тип прибора | Фирма |
|---------------|------------------|--------------|------------|----------|----------------|------------|-----------|-------------|-------------------|
| | импульсная, МВт | средняя, кВт | | | | | | | |
| 0,3—0,9 | — | 1 | 35 | 26 | 10 | 2,6 | 1,5 | MA-2003 | «Microwave» (США) |
| 7,7—7,9 | — | 20 | 40 | 13 | — | 23 | 2,5 | VA-148 | «Varian» (США) |
| 5,4—5,9 | 3 | 48 | 35 | 35 | 9 | 135 | 95 | VA-126 | То же |
| 8,3—10 | 1,8 | 10 | 30 | 30 | 18 | 130 | 47 | SYT-4341 | «Sylvania» (США) |
| | 3 | 12 | 20 | 50 | 37 | 175 | 160 | VA-143 | «Varian» (США) |
| | | | | | | | | (твистрон) | |

и треугольники взяты по данным расчета [77]. Кружками показаны данные эксперимента [78], а сплошные линии соответствуют постоянным значениям отношения η/C . Предварительные данные,

полученные из диаграмм, вместе с данными выбранной замедляющей системы должны быть использованы для расчета на ЭВМ на основе уравнений, выведенных в 8.3.1. Результаты этих расчетов позволяют обоснованно выбрать окончательную конструкцию проектируемой ЛБВ.

В связи с тем что в ЛБВ большой мощности применяются ускоряющие напряжения, превышающие 40 кВ, необходимо учи-

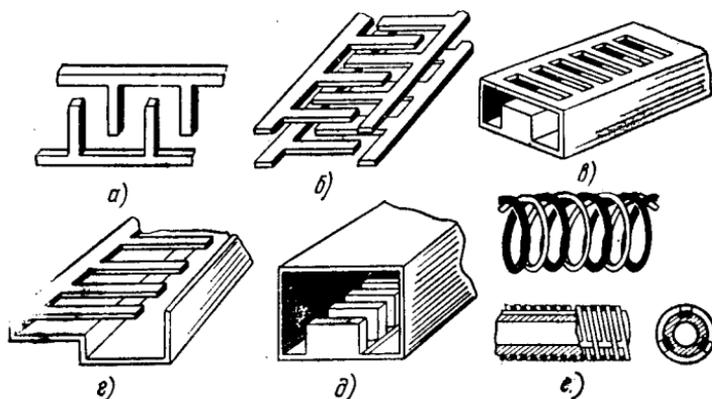


Рис. 9.17. Некоторые типы замедляющих систем, используемых в маломощных ЛОВ:

а — однорядная встречно-штыревая; *б* — двухрядная встречно-штыревая; *в* — лестничная; *г* — штыревая гребенка; *д* — плоская гребенка; *е* — двухзаходная спираль; *ж* — винт со спиралью

тывать влияние релятивистского эффекта. Этот вопрос рассматривался в ряде работ, например [53] и [79].

Как уже указывалось в § 8.1, в настоящее время конструируются гибридные приборы — твистроны, использующие клистронный группирователь и выходную систему в виде цепочки связанных резонаторов. Как правило, они имеют более высокий к. п. д. и лучшие фазовые характеристики, что важно для ряда применений. Весьма низким оказывается и собственный уровень шумов (55 дБ ниже уровня основного сигнала).

Для сопоставления данных твистрона, конструкция которого содержит широкополосную клистронную модулирующую систему на входе, секцию замедляющей системы типа «клеверный лист» и выходной многоззорный резонатор, с данными современных мощных ЛБВ дана в табл. 9.1. В таблице дается диапазон волн, выходная мощность $P_{\text{вых}}$, к. п. д. η , усиление по мощности G в дБ, полоса уснливаемых частот Δf , ускоряющее напряжение U_0 и ток I_0 . Для импульсных ламп одновременно дается импульсная и средняя мощности.

§ 9.4. Особенности конструкций ЛОВ

Рассмотрим применяемые виды замедляющих систем. На рис. 9.17 приведены замедляющие системы, используемые в ЛОВ

малой мощности. В таких ЛОВ применяются [47] замедляющие системы, показанные на рис. 9.18. Они представляют собой цепочки резонаторов с индуктивной связью, обеспечивающих взаимодействие электронного потока с обратной основной гармоникой. При увеличении размеров щелей связи (последовательный переход на рис. 9.18 от *а* к *б* и *в*) полоса пропускания системы расширяется вследствие увеличения статического коэффициента связи и резонансной длины волны щелей. Этим объясняется необходимость для широкополосных ЛОВ использовать большие размеры щелей.

Обратимся теперь к конструкциям согласующих устройств разных замедляющих систем с выводами энергии. На рис. 9.19 приведены возможные варианты конструкций.

В табл. 9.2 приводятся достижимые параметры для современных ЛОВ: выходная мощность $P_{\text{вых}}$, ускоряющее напряжение U_0 и ток I_0 .

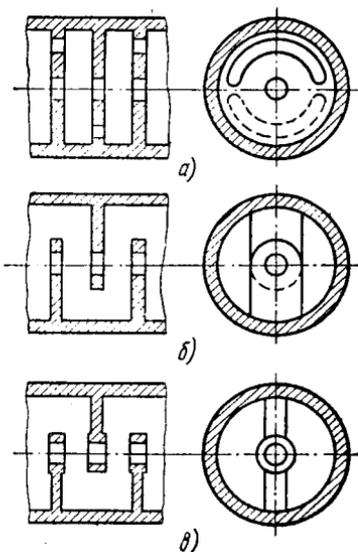


Рис. 9.18. Замедляющие системы, используемые в мощных ЛОВ

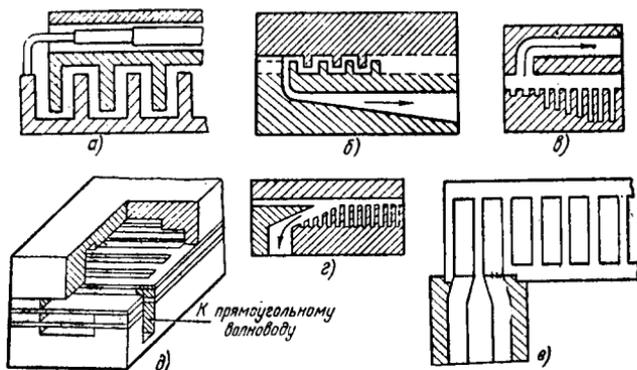


Рис. 9.19. Разные варианты конструкций согласования замедляющей системы с выводом энергии ЛОВ:

а — коаксиальный вывод энергии для замедляющей системы встречно-штыревого типа; *б* — волноводный вывод для той же системы; *в* и *г* — два варианта волноводного вывода для замедляющих систем гребенчатого типа; *д* — волноводный вывод энергии для замедляющей системы лестничного типа; *е* — коаксиальный вывод энергии для той же системы

| Диапазон, ГГц | Р _{вых} | | U ₀ , В | I _{октmax} , А | Тип прибора | Фирма |
|---------------|------------------|-------------|-------------------------|-------------------------|-------------|-------------------------------|
| | импульсная, кВт | средняя, Вт | | | | |
| 1—2 | — | 100 | — | 17 | SE-309 | «Watkins-Johnson Co» (США) |
| 8—12 | — | 0,05 | 450—1500 | 0,01 | WJ-2006 | То же |
| 26,5—40 | — | 0,01 | 2200 | 0,008 | SE-222 | » |
| 90 | 100 | 330 | 150—180·10 ³ | — | WJ-225 | » |

§ 9.5. Примеры проектирования ЛБВ

Пример 15. Проектирование малосигнальной ЛБВ. Спроектировать мало-сигнальную ЛБВ, обеспечивающую в средней части диапазона 2,2—3,5 ГГц, т. е. на волне $\lambda=9,7$ см. при ускоряющем напряжении $U_0=375$ В, усиление по мощности $G=20$ дБ.

Проектирование начнем с выбора условного угла пролета ζ_{a0} , величину которого примем равной 1,6. Тогда на основании (9,5) найдем величину среднего радиуса замедляющей спирали

$$a = 3,14 \cdot 10^{-4} \lambda \zeta_{a0} \sqrt{U_0} = 3,14 \cdot 10^{-4} \cdot 9,7 \cdot 1,6 \sqrt{375} = 0,094 \text{ см.}$$

Далее по (9.6а) определим шаг спирали

$$h = 39,6 \frac{a^2}{\lambda (0,310 + 0,925 \zeta_{a0}) (0,72 + 0,06 \zeta_{a0})} =$$

$$= 39,6 \frac{0,094^2}{9,7 (0,310 + 0,925 \cdot 1,6) (0,72 + 0,06 \cdot 1,6)} = 0,025 \text{ см.}$$

Величину диаметра проволоки замедляющей системы найдем на основании (9.7): $d = 0,5h = 0,5 \cdot 0,025 = 0,0125$ см.

Выбираем ближайший стандартный диаметр проволоки $d = 0,01$ см. Для определения радиуса внешнего проводника (экрана) замедляющей системы воспользуемся (9.8). Минимальная волна в заданной полосе 2,2—3,5 ГГц равна $\lambda_{\min} = 8,6$ см. Поэтому $R < \lambda_{\min}/4 = 2,15$ см и можно взять $R = 1,5$ см.

Для определения рабочей длины замедляющей системы обратимся к (9.11):

$$l_1 = 1,98 \cdot 10^{-8} \lambda \sqrt{U_0} \frac{23 + G}{54,6 C x_2}.$$

В этом выражении неизвестны величины C и x_2 . Величина параметра усиления равна

$$C = (W I_0 / 4 U_0)^{1/3},$$

где W и I_0 — волновое сопротивление и ток системы. Значение волнового сопротивления найдем на основании кривых рис. 9.9, задавшись отношением радиуса потока b' к среднему радиусу спирали a . Принимая $b'/a = 0,5$, по-

лучим величину волнового сопротивления $W = 9,67 \frac{C}{v_0} = 9,67 \frac{C}{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{375}} =$

$= 252$ Ом. Что же касается тока I_0 , то, выбирая плотность тока $j_0 = 12$ мА/см², получили на основании (9.13) для $b' = 0,5a = 0,047$ см: $I_0 = \pi b'^2 j_0 = \pi \cdot 0,047^2 \cdot 12 \cdot 10^{-3} =$

$= 0,84 \cdot 10^{-8}$ А.

Найденные значения W и l_0 дают следующую величину параметра усиления:

$$C = \left(\frac{252 \cdot 0,084 \cdot 10^{-3}}{4 \cdot 375} \right)^{1/3} = 0,024.$$

Определим далее x_2 . На основании (9.3) величина параметра A , определяющего решение характеристического уравнения методом основ, задается выражением

$$A = - \frac{(4QC)^3}{(1 - F_{0 \text{ med}})^2}.$$

В приведенном выражении неизвестны величины $4Q$ и $F_{0 \text{ med}}$. Первая находится из кривых рис. 9.10. Для принятых значений $\xi_{a0} = 1,6$ и $b'/a = 0,5$ имеем $4Q = 7,2$. Величина $F_{0 \text{ med}}$ определяется выражением: $F_{0 \text{ med}} = (4QC^3)/a_p^2$.

Входящая в это выражение величина

$$a_p = \frac{\omega_p}{\omega} = \frac{1,83 \cdot 10^{10} / 0^{1/2} U_0^{1/4}}{2\pi f} = \frac{1,83 \cdot 10^{10} \cdot 0,012^{1/2} \cdot 375^{-1/4}}{2\pi \cdot 3,1 \cdot 10^9} = 0,023.$$

Подставляя величины $4Q$, C и a_p в выражение для $F_{0 \text{ med}}$, получим $F_{0 \text{ med}} = 7,2 \cdot 0,024^3 / 0,023^2 = 0,19$. Возвращаясь к определению параметра A найдем

$$A = - \frac{(7,2 \cdot 0,024)^3}{(1 - 0,19)^2} = -7,9 \cdot 10^{-3}.$$

По таблицам, приведенным в [59], для этого значения A находим: $Z_1 = -0,212$; $\alpha = 0,758$.

Для предполагаемого синхронизма $b_0 = 0$ и

$$q/p = - \frac{1 - F_{0 \text{ med}}}{4QC} = - \frac{1 - 0,19}{7,2 \cdot 0,024} = -4,68.$$

Используя найденное значение q/p , получим $x_2 = \frac{q}{p} Z_1 \alpha = 4,68 \cdot 0,212 \cdot 0,758 = 0,75$. Теперь известны все величины, входящие в выражение для l_1 . Подставляя их, получим

$$l_1 = 1,98 \cdot 10^{-3} \cdot 9,7 \sqrt{375} \frac{23+20}{54,6 \cdot 0,02 \cdot 0,75} = 16,2 \text{ см.}$$

Протяженность активной части системы до поглотителя на основании (9.15) должна быть равна

$$l_{\text{вх}} > 4,95 \cdot 10^{-4} \lambda \frac{\sqrt{U_0}}{C} = 4,95 \cdot 10^{-4} \cdot 9,7 \frac{\sqrt{375}}{0,024} = 3,86 \text{ см.}$$

Таким образом, $l_{\text{вх}}$ можно принять равным 4 см. Выбирая протяженность поглотителя $l_2 = 3$ см, получим общую длину замедляющей системы: $l = l_1 + l_2 = 16,2 + 3 = 19,2$ см.

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СВЧ-ПРИБОРАХ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

§ 10.1. Введение

В приборах типа О, рассмотренных в гл. 5—9, магнитное поле, используемое для фокусирования электронного потока, направлено по его оси, т. е. совпадает с направлением постоянного электрического поля, создаваемого ускоряющим напряжением. Однако

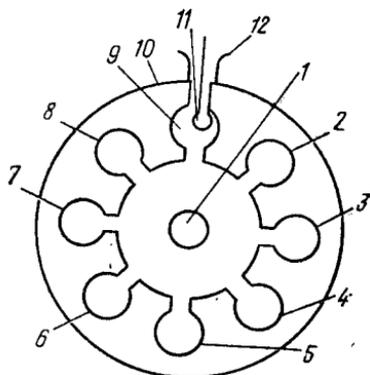


Рис. 10.1. Схема устройства восьмьрезонаторного магнетрона:
1 — катод; 2—9 — объемные резонаторы, выполненные в теле анода; 10; 11 — петля связи; 12 — коаксиальный вывод энергии

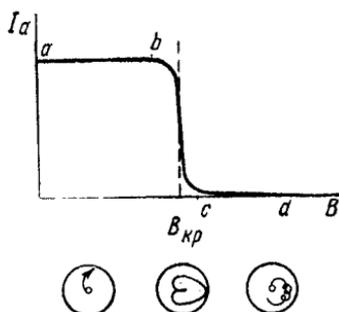


Рис. 10.2. Зависимость анодного тока от осевого магнитного поля в магнетроне.

имеется серия высокоэффективных приборов СВЧ, в которых магнитное поле используется для искривления траекторий электронов, т. е. преобразования прямолинейного движения электронов в криволинейное. В этом случае направление магнитного поля выбирается нормальным к постоянному электрическому полю, что и оправдывает широко используемый сейчас термин — приборы со скрещенными полями. Отметим, что вместе с ним используется и название — приборы типа М.

Среди приборов со скрещенными полями первым высокоэффективным прибором, используемым в настоящее время, является многорезонаторный магнетрон, представляющий собой автогенератор с высоким к. п. д., достигающим в хорошо сконструированных приборах в дециметровом диапазоне 70%. Рассмотрим принцип работы многорезонаторного магнетрона.

На рис. 10.1 дана схема устройства 8-резонаторного магнетрона. Движение электронов определяется не только анодным напряжением, но и значительным магнитным полем. Как известно [80], цилиндрический коаксиальный диод с осевым магнитным полем

можно использовать как клапан с магнитным управлением. На рис. 10.2 приведена зависимость анодного тока такого прибора от значения магнитного поля. Как видно из рисунка, кривая $I_a=f(B)$ имеет крутой падающий участок bc , которому соответствует напряженность магнитного поля, называемая критической и обозначаемая $B_{кр}$. В нижней части рисунка показана форма траектории электронов при различных значениях напряженности магнитного поля. На участке ab кривой $I_a=f(B)$ величина напряженности магнитного поля $B < B_{кр}$ и электроны по искривленным траекториям попадают на анод. На участке bc , где $B = B_{кр}$, траектории электронов касаются внутренней поверхности анода и их поступление на анод прекращается. На участке cd величина $B > B_{кр}$ и электроны описывают траектории, удаленные от анода. Элементарный расчет движения электронов в цилиндрическом диоде с осевым магнитным полем позволяет установить следующее критическое значение магнитной индукции, равной в вакууме значению напряженности магнитного поля, т. е.:

$$B_{кр} = 6,75 \frac{\sqrt{U_{a0}}}{r_a(1 - r_k/r_a)^2} \cdot 10^{-4}, \quad (10.1)$$

где U_{a0} — постоянное анодное напряжение, В; r_a и r_k — внутренний радиус анода и внешний радиус катода, см. Многорезонаторный магнетрон работает в области $B > B_{кр}$, где вследствие взаимодействия электронов с СВЧ-полем резонаторов они могут попадать на анод и поддерживать анодный ток. Анод с резонаторами, выполненными в его теле, называют резонаторным блоком, представляющим свернутую заземляющую систему, замкнутую на себя. Теория процессов в резонаторном блоке и их расчет — раздел курса техники СВЧ и здесь рассматриваться не будет. Отметим только интересную монографию [81], где подробно изложен материал по расчету процессов в резонаторном блоке. Для излагаемого далее материала по теории и расчету электронных процессов в магнетроне существенно, что в системе резонаторов, используемой в приборе, при его работе возникает бегущая волна СВЧ-поля, синхронизированная, как и в ЛБВ, с движением электронов в пространстве между катодом и анодом, которое принято называть пространством взаимодействия. На рис. 10.3 показана картина электрического поля, создаваемого бегущей волной. Так как в современных многорезонаторных магнетронах радиус катода составляет значительную часть радиуса анода, т. е. отношение

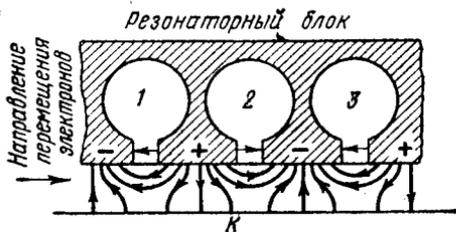


Рис. 10.3. Электрическое поле бегущей волны

[81], где подробно изложен материал по расчету процессов в резонаторном блоке. Для излагаемого далее материала по теории и расчету электронных процессов в магнетроне существенно, что в системе резонаторов, используемой в приборе, при его работе возникает бегущая волна СВЧ-поля, синхронизированная, как и в ЛБВ, с движением электронов в пространстве между катодом и анодом, которое принято называть пространством взаимодействия. На рис. 10.3 показана картина электрического поля, создаваемого бегущей волной. Так как в современных многорезонаторных магнетронах радиус катода составляет значительную часть радиуса анода, т. е. отношение

r_a/r_k мало, то хорошим приближением к реальному цилиндрическому магнетрону может быть модель магнетрона с плоскими параллельными электродами, изображенная на рис. 10.3. На рисунке дана картина поля при так называемом противофазном виде колебаний или колебаниях π -вида, когда потенциалы на соседних сегментах анода находятся в противофазе. Из рис. 10.3 видно, что электроны, перемещающиеся слева направо против щели резонатора 1, испытывают ускорение в тангенциальном направлении, а при дальнейшем движении против щели резонатора 2 — торможение в том же направлении. Напротив, под сегментами анода между первым и вторым и вторым и третьим резонаторами основное влияние на движение электронов будет оказывать нормальная (радиальная для реального цилиндрического магнетрона) составляющая поля, причем для указанной на рисунке полярности потенциала на сегментах в первом случае ускоряющая по направлению к аноду, а во втором тормозящая их движение.

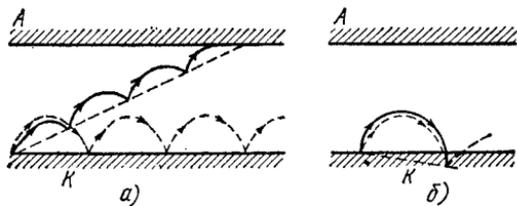


Рис. 10.4. Траектории электронов в магнетроне при наличии поля бегущей волны

При рассмотрении процессов в пространстве взаимодействия принято говорить о сортировке и группировании электронов.

Процесс сортировки происходит под действием тангенциальной составляющей поля бегущей волны и сводится к тому, что затормаживаемые электроны, отдающие энергию полю, постепенно перемещаются к аноду, а электроны, ускоряемые полем, возвращаются сразу на катод и далее не участвуют в процессе взаимодействия с полем. Расчет траекторий электронов в плоском диоде при наличии магнитного поля, направленного нормально к силовым линиям электрического поля [82], показывает, что электроны двигаются по циклоидам, т. е. кривым, описываемым точкой катящегося по прямой круга. Особенность движения электронов при наличии поля бегущей волны — дополнительное изменение скорости электронов. Это изменение скорости для затормаживаемых электронов приведет к их остановке в точке, более удаленной от катода, чем точка начала их движения по циклоиде, как это показано на рис. 10.4, а.

В отличие от циклоидальных траекторий электронов для случая отсутствия поля бегущей волны, показанных пунктиром, траектория затормаживаемого электрона смещается в направлении к аноду, где и заканчивается. В соответствии с результатом взаимодействия таких электронов с полем их принято называть электронами отдачи.

В соответствии с результатом взаимодействия таких электронов с полем их принято называть электронами отдачи.

ные электроды можно изготавливать из угля, графита, дерева, кирпича, пластмасс и т. д.

Для удаления с электродов уловленного продукта (если он не удаляется самотеком) в мокрых электрофильтрах используют брызгалки и форсунки, с помощью которых периодически или непрерывно промывается поверхность электродов. Коронирующие электроды промывают также через надетые на них воронки, заполняемые промывной жидкостью.

В сухих электрофильтрах для удаления с электродов уловленного продукта применяют различные механизмы встряхивания. Ими могут быть ударно-молотковый, пружинно-кулачковый, магнитно-импульсный и др.

Для подачи высокого напряжения к осадительным электродам электрофильтра прокладывают стальную шину положительной полярности, которую в нескольких местах присоединяют к контуру заземления. Разрывы линии положительной полярности от выпрямителя к электрофильтру недопустимы, так как в этом случае прикосновение к линии положительной полярности выпрямителя может вызвать поражение электрическим током. Для предотвращения этого у самого выпрямителя линия положительной полярности снабжена искровым предохранителем — прямым ответвлением к заземлению через небольшой воздушный промежуток. При разрыве цепи этот промежуток пробивается искрой и ток в цепи заземления восстанавливается автоматически.

К коронирующим электродам ток подводится по высоковольтному бронированному одножильному кабелю.

В случае небольшого расстояния от подстанции до электрофильтров к ним можно подводить ток по стальным шинам диаметром 10—12 мм, расположенным на опорных изоляторах внутри защитных кожухов.

§ 19.2. Источники питания электрофильтров и регулирование их параметров

Агрегаты питания электрофильтров, их схемы, конструкции блоков и способы регулирования напряжения определяют надежность и эффективность процесса электроочистки газовых сред.

В состав агрегата питания входят регулятор напряжения, повышающий трансформатор, выпрямитель и интегратор. По принципу действия среди них различают источники тока и источники напряжения. При питании фильтра от источника тока (автотрансформатор, магнитный усилитель с самонасыщением, тиристорный регулятор) ток короны практически остается постоянным, а выходное напряжение изменяется пропорционально сопротивлению нагрузки. При питании от источника напряжения (магнитный усилитель с последовательным, параллельным или смешанным соединением обмоток) ток короны сильно зависит от напряжения.

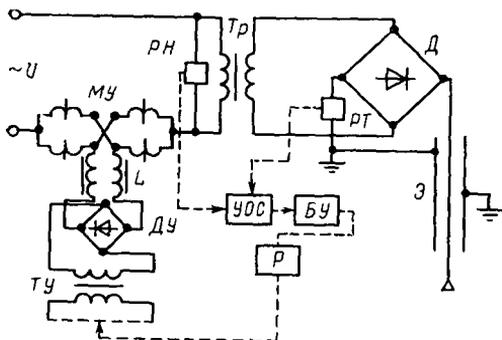


Рис. 19.2. Схема источника питания электрофилтра типа АИФ

Системы регулирования агрегатов питания электрофилтров снабжены устройствами, которые обеспечивают: автоматическое регулирование напряжения от U_{\min} до U_{\max} и поддерживают его в пределах пробивного и сниженного на заданное значение; ограничение энергии, выделяющейся при дуговых разрядах в электрофилтре (для предотвращения оп-

лавления электродов), и минимальные перемены в подаче питания, необходимые для гашения дуги при пробое; включение высокого напряжения только минимального значения; возможность повышения и понижения напряжения вручную; аварийное отключение агрегата; сигнализацию исправной работы агрегата и аварийного положения.

Агрегат, показанный на рис. 19.2, состоит из повысительно-выпрямительного блока с высоковольтным переключателем и панели управления. Блок включает в себя высоковольтный повышающий трансформатор Tr и высоковольтный выпрямитель $Д$, расположенные в общем баке, заполненном трансформаторным маслом. Высоковольтный трансформатор питает электрофилтр $Э$ через выпрямитель $Д$. Отрицательный полюс выпрямителя соединен с коронирующими электродами электрофилтра, а положительный полюс и осадительные электроды заземлены. Магнитный усилитель $МУ$, включенный последовательно с первичной обмоткой трансформатора, позволяет в широких пределах регулировать высокое напряжение за счет изменения тока подмагничивания.

Во время работы регулятор напряжения $Р$, снабженный исполнительным механизмом, по команде блока управления $БУ$ понижает или повышает напряжение на первичной обмотке трансформатора управления $ТУ$. Со вторичной обмотки трансформатора управления через выпрямитель $Д$ и сглаживающие дроссели L выпрямленное регулируемое по значению напряжение подается в цепь подмагничивания магнитного усилителя $МУ$, чем регулируется напряжение высоковольтного трансформатора Tr . При отключении цепи подмагничивания напряжение на высоковольтном трансформаторе снижается до установленного минимума.

Блок управления $БУ$ представляет собой релейно-контактную систему, состоящую из контакторов, реле, а также защитной и сигнальной аппаратуры. Устройство обратной связи $УОС$ получает импульсы от датчиков — реле напряжения $РН$ и реле тока $РТ$ и

передает в блок управления *БУ* для воздействия на регулятор напряжения *P*.

Автоматическое регулирование происходит следующим образом. После подачи напряжения на панель управления система автоматики приводит аппаратуру агрегата в пусковое положение. Напряжение подается на высоковольтный трансформатор *Tr*, и регулятор *P* начинает повышать напряжение на трансформаторе управления *TУ*, увеличивая ток подмагничивания магнитного усилителя *МУ*. При этом повышается напряжение на высоковольтном трансформаторе *Tr* и на электродах электрофильтра. Повышение напряжения продолжается до максимально возможного значения или до возникновения электрических разрядов в электрофильтре.

При возникновении искровых разрядов напряжение на электрофильтре автоматически резко снижается, что приводит к снижению тока. После этого искровые разряды прекращаются. Если возникает устойчивая электрическая дуга, срабатывает максимально-токовое реле *РТ*, а из-за резкого увеличения падения напряжения на магнитном усилителе отключается реле напряжения *РН*. В обоих случаях срабатывает соответствующее реле защиты и отключает в блоке управления контактор в цепи подмагничивания магнитного усилителя *МУ*. Напряжение на высоковольтном трансформаторе снижается до минимального значения и возникшая дуга гаснет.

При отсутствии пробоев в течение установленного времени соответствующее реле включает исполнительный механизм на повышение напряжения в цепи подмагничивания магнитного усилителя до напряжения пробоя, после чего процесс снижения и повышения напряжения повторяется.

В случае возникновения длительных электрических пробоев или коротких замыканий в электрофильтре, т. е. при большом числе циклов понижения напряжения, специальное реле отключает электроагрегат и включает световую и звуковую аварийную сигнализацию.

Контроль работы электроагрегата осуществляется с помощью контрольно-измерительных приборов — вольтметра, амперметра, миллиамперметра и сигнальных ламп. Специальные блокировки служат для сочетания работы агрегата с технологическим процессом производства.

В некоторых источниках питания электрофильтров осуществляется экстремальное регулирование. При этом ведется непрерывный автоматический поиск электрического режима, соответствующего максимальному уровню среднего значения напряжения на электродах фильтра. В них осуществляется ручное и автоматическое управление напряжением и током короны от нуля до номинального значения. Система автоматического управления обеспечивает отрицательную обратную связь между интенсивностью иск-

ровых разрядов и напряжением на выходе источника питания. Интенсивность определяется суммарной длительностью искровых разрядов за некоторый период усреднения, длительность которого может регулироваться. При каждой серии разрядов производится скачкообразное снижение напряжения на фильтре на 0,5—1,5 % от номинального с последующим его плавным повышением. Глубина снижения напряжения агрегата тем больше, чем выше интенсивность разрядов и уровень напряжения перед разрядом.

В результате на электрофильтре существует некоторый близкий к оптимальному динамический уровень напряжения, который изменяется в зависимости от режима его работы.

При возникновении дугового разряда между электродами электрофильтра управляющее устройство на 0,01—0,02 с полностью снимает напряжение с электродов, а затем оно плавно восстанавливается до прежнего уровня в течение 0,02—0,03 с.

При прекращении тока происходит деионизация дугового канала в электрофильтре за время порядка 0,01 с. Такое быстрое действие схем происходит вследствие замены магнитного усилителя тиристорами. Схема силовой цепи такого источника питания показана на рис. 19.3. Тиристорный силовой блок 3 выполняет функции коммутирующей аппаратуры и плавного регулирования напряжения на входе повышающего трансформатора.

Преобразовательные подстанции для электрофильтров. Электроагрегаты для питания электрофильтров устанавливают в специальном помещении — преобразовательной подстанции, относящейся к разряду электрических установок напряжением выше 1000 В. Высоковольтное оборудование агрегата с механическим выпрямителем (трансформатор, механический выпрямитель и высоковольтный переключатель) смонтировано в закрытых металлических

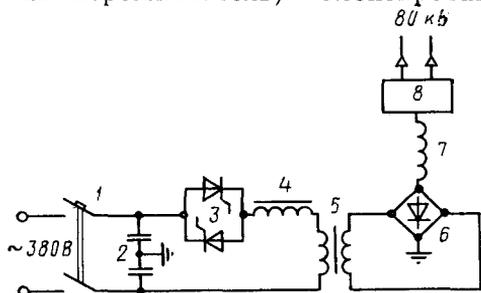


Рис. 19.3. Принципиальная электрическая схема источника питания типа АТФ:

1 — сетевой автомат; 2 — фильтр защиты от помех; 3 — силовой тиристорный блок; 4 — реактор, ограничивающий броски тока при переходных процессах и подавляющий высшие гармоники; 5 — повышающий трансформатор; 6 — кремниевый выпрямитель; 7 — сглаживающий реактор; 8 — высоковольтное распределительное устройство

ячейках, двери которых снабжены механическими и электрическими блокировочными устройствами.

Высоковольтные трансформаторно-выпрямительные блоки с полупроводниковыми выпрямителями установлены в подстанции без ячеек, а при соответствующем исполнении могут быть установлены и вне подстанций возле электрофильтра или в цехе.

Панели (пульта) управления размещают рядом с ячейками (блоками) или напротив. Кроме электроаг-

На рис. 10,4, б показана траектория электрона, испытывающего ускорение полем бегущей волны. Увеличение скорости электрона приводит к тому, что точка его остановки смещается ниже поверхности катода, т. е. он ударяется о катод с заметной энергией, подогревая его. Это позволяет в некоторых типах магнетронов выключать питание накала катода после возникновения генерации. Хотя эти электроны, называемые электронами потерь, и отбирают энергию от поля бегущей волны, они настолько быстро выводятся из пространства взаимодействия, что не мешают получению высокого к. п. д. магнетрона по мощности, подводимой к анодной цепи.

Группирование электронов связано с влиянием нормальной (или радиальной) составляющей поля бегущей волны. Электроны, выходящие из катода под сегментом, обладающим положительной величиной переменной составляющей потенциала (сегмент между 1 и 2 резонаторами на рис. 10.3), получают дополнительное радиальное ускорение и увеличение радиальной скорости. Далее изгиб траектории под действием магнитного поля увеличивает тангенциальную скорость, с которой электроны будут приближаться к щели резонатора 2. Электроны же, выходящие из катода под сегментом с отрицательной величиной переменной составляющей потенциала (сегмент между 2 и 3 резонаторами на рис. 10.3), будут уменьшать свою радиальную скорость. В результате при дальнейшем изгибе траектории у них будет меньшая тангенциальная скорость и их уход от щели резонатора 2 замедлится. Так радиальная составляющая поля способствует группированию электронов в щели резонатора 2. Проведенные рассуждения относятся к моменту, когда на сегментах анода имеется указанная на рис. 10.3 полярность переменной составляющей потенциала. При работе магнетрона происходит непрерывное изменение потенциалов сегментов в соответствии с движением бегущей волны, а образующееся электронное уплотнение перемещается вместе с этой волной.

В результате совместного действия сортировки и группирования электронов вращающееся вокруг катода электронное облако приобретает вид цилиндра у катода с выступающими электронными уплотнениями, называемыми спицами или язычками. Число образующихся спиц, как и областей торможения электронов, в два раза меньше, чем число резонаторов, так как половина щелей резонаторов будет создавать

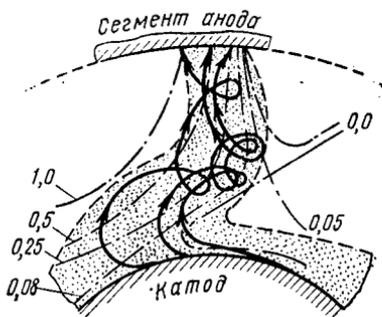


Рис. 10.5. Траектории электронов в подвижной системе координат, рассчитанные методом самосогласованного поля

ускоряющее поле, где перемещаются электроны потерь, быстро выводимые из пространства взаимодействия. Спицы вращаются синхронно, следуя за бегущей волной. На рис. 10.5 показана одна из спиц, образующаяся в цилиндрическом магнетроне. Форма спицы и показанные в ней траектории электронов полу-

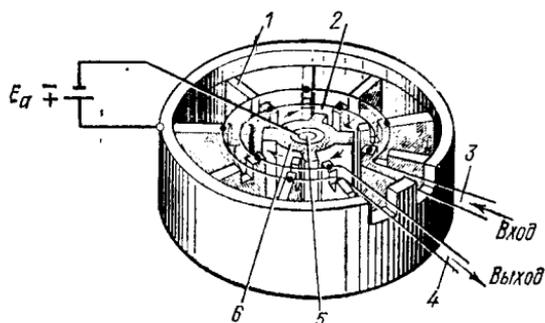


Рис. 10.6. Устройство амплитрона

чены в результате расчета движения электронов в подвижной системе координат методом согласованного поля. Расчет был проведен для магнетрона со следующими данными [83]: радиус катода $r_k = 0,3$ см, радиус анода $r_a = 0,8$ см, число резонаторов восемь, генерируемая частота колебаний $f = 3$ ГГц, анодное постоянное напряжение $U_{a0} = 28,5$ кВ, амплитуда напряжения на резонаторах $U_{m1} = 8,5$ кВ, анодный ток $I_{a0} = 17,5$ А и напряженность магнитного поля $B = 0,23$ Тл. Надо отметить, что образующиеся из электронного облака спицы, вращаясь синхронно с бегущей волной, заканчиваются на тех сегментах, которые в этот момент имеют отрицательное значение переменной составляющей потенциала, т. е. электроны, движущиеся к аноду, находятся в тормозящем поле до момента выхода их на анод.

Прямым усовершенствованием многорезонаторного магнетрона является широкополосный прибор с замкнутым электронным потоком, называемый амплитроном [84]. Схематически устройство амплитрона показано на рис. 10.6. На этом рисунке: 1 — одна из ламелей резонаторной системы, выполненной в виде внешнего кольца с размещенными внутри ламелями; 2 — системы связей, т. е. двухпроводная линия, к проводникам которой подключены ламели; 3 и 4 — вход и выход этой линии; 5 — катод; 6 — электронное облако со сформировавшимися спицами. Взаимодействие электронного потока с замедляющей системой из резонаторов происходит обычно на одной из обратных гармоник (см. гл. 8), хотя амплитрон может работать и как усилитель прямой волны.

Амплитрон характеризуется высокими значениями к.п.д., достигающими 50—80 %, и усилением порядка 10—20 дБ при полосе частот усиливаемых колебаний около 10 %. При под-

ключении специальной цепи обратной связи, включающей высокодобротный резонатор, он превращается в автогенератор с высокой стабильностью частоты, превышающей в 5—100 раз стабильность обычного многорезонаторного магнетрона.

Следующим прибором СВЧ со скрещенными полями является ЛОВ типа М цилиндрической конструкции, внешне похо-

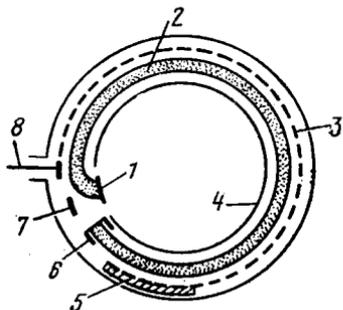


Рис. 10.7. Схематическое изображение ЛОВ типа М

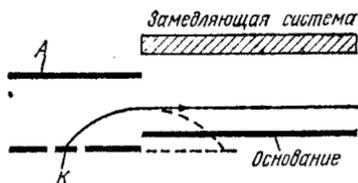


Рис. 10.8. Получение прямолинейного электронного потока в приборах типа М

жей на многорезонаторный магнетрон. Однако в отличие от него в таком приборе электронный поток разомкнут.

На рис. 10.7 дана схема устройства ЛОВ типа М. Здесь 1 — катод; 2 — электронный поток, который под действием электрического поля анода 7 и нормального к плоскости рисунка магнитного поля движется по кривой, близкой к циклоиде, и далее вводится в пространство взаимодействия между замедляющей системой 3 и основанием 4; 6 — коллектор, на котором рассеивается электронный поток; 8 — коаксиальный выход; 5 — поглотитель, устраняющий отражение волн от коллекторного конца замедляющей системы.

ЛОВ типа М присущи все особенности, характерные для приборов со скрещенными полями: группирование электронов под действием поперечного переменного электрического поля, преобразование энергии электронов за счет его тангенциальной составляющей и высокий к. п. д. Кроме того, ЛОВ типа М имеет важное в практическом отношении свойство — линейную частотную характеристику.

При использовании незамкнутого электронного потока в приборах со скрещенными полями не обязательно применение цилиндрической конструкции. Используя так называемую систему короткой оптики [82], можно получить в пространстве взаимодействия между линейной замедляющей системой и параллельным ей основанием электронный поток, близкий к прямолинейному (рис. 10.8). Как видно из рисунка, катод располагается параллельно поверхности основания, на которое подается отрицательный по отношению к катоду потенциал. Над катодом размещается анод, используемый как

управляющий ток катода электрод. Электроны, выходящие из катода, двигаются между катодом и анодом в электрическом поле и нормальном к нему магнитном поле по циклоидальной траектории. При соответствующем подборе расстояния от катода до входа в пространство взаимодействия можно получить условия, при которых электроны будут поступать в пространство взаимодействия в момент, когда они достигают вершины циклоиды, как это показано на рисунке. Так как в этой точке электроны имеют только тангенциальную составляющую скорости, то дальнейшее движение электронов при определенных условиях может совершаться по траекториям, близким к прямолинейным, параллельным замедляющей системе. На практике остающиеся слабые пульсации потока не оказывают существенного влияния. Укажем, что для приближения траекторий электронов к линейным они должны вводиться в пространство взаимодействия по эквипотенциалам, соответствующим скоростям электронов в вольтах, полученным в электронной пушке, а электрическое поле в пространстве взаимодействия должно быть в два раза больше поля в пушке.

Приборы типа М с линейным электронным потоком в пространстве взаимодействия с плоскими электродами используются и как ЛБВ, и как ЛОВ. Однако линейность электронного потока в этих приборах не делает их с точки зрения протекающих в них процессов эквивалентными приборами типа О. В гл. 5 было показано, что скоростная модуляция электронного потока в приборах типа О приводит к относительному смещению электронных слоев по оси с переходом кинетической энергии, полученной при скоростной модуляции, в потенциальную энергию образующегося электронного уплотнения. Этот процесс носит колебательный характер, причем роль сил упругости выполняют силы электростатического расталкивания объемного электронного заряда. В приборах же типа М продольные силы объемного заряда приводят к дополнительной деформации потока, существенным образом изменяющей характер происходящих процессов.

В реальном приборе типа М с линейным потоком продольная скорость электронов является функцией поперечной координаты в соответствии с тем, что указывалось ранее об условиях создания линейного потока. При этом электронные слои скользят друг относительно друга. При возмущении потока полем замедляющей системы происходит модуляция продольной составляющей скорости электронов, как и в приборах типа О, но ускоренные электроны будут перемещаться при этом к основанию, а заторможенные — к замедляющей системе, подобно тому, как это происходит с электронами потерь и отдачи в многорезонаторном магнетроне. В линейном приближении группирование в электронном потоке и деформация его границ происходит таким образом, что плотность объемного заряда остается постоянной [85]. При этом не возникают

электронные уплотнения с запасом потенциальной энергии, определяющие колебательный характер в электронном потоке приборов типа 'О.

§ 10.2. Теория и расчет физических процессов в многорезонаторном магнетроне

Многорезонаторный магнетрон широко применяется на практике уже более 40 лет. Однако развитие его теории находилось в мало удовлетворительном состоянии, хотя этому вопросу и посвящалось большое число исследований. Существенный вклад в выяснение природы физических процессов, происходящих в многорезонаторном магнетроне, был внесен работой П. Л. Капицы, выполненной в 1952 г., но опубликованной значительно позднее [86]. Отметим дальнейшее развитие теории в [87].

Изложение теории магнетрона следует начать с элементарной теории, не учитывающей влияние объемного заряда. Как уже указывалось, плоская модель пространства взаимодействия является хорошим приближением для современного цилиндрического магнетрона с малым отношением радиусов анода и катода. Она полностью соответствует частному случаю — планотрону, предложенному П. Л. Капицей. Отметим, что рассмотрение элементарной теории и ее уточнений будет проведено, следуя методике, изложенной в [49].

Ознакомление с элементарной теорией магнетрона начнем с так называемого дрейфового приближения.

10.2.1. Расчет движения электронов в дрейфовом приближении

Для плоской модели пространства взаимодействия (рис. 10.9), предполагая направление магнитного поля перпендикулярным плоскости рисунка, можно, при пренебрежении влиянием объемного заряда, написать следующие уравнения движения:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z}{dt^2} - \Omega \frac{dy}{dt} &= \frac{e}{m} E_z, \\ \frac{d^2 y}{dt^2} + \Omega \frac{dz}{dt} &= \frac{e}{m} E_y, \end{aligned} \quad (10.2)$$

где Ω — циклотронная, или Ларморова, частота; E_z и E_y — составляющие напряженности суммарного электрического поля, т. е. суммы постоянного и переменного полей по осям Z и Y . Величина циклотронной частоты

$$\Omega = \frac{e}{m} \frac{B}{c} = 1,76 \cdot 10^{11} B,$$

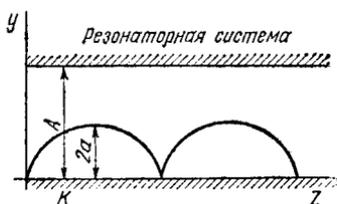


Рис. 10.9. Плоская модель пространства взаимодействия магнетрона

где e и m — заряд и масса электрона; B — магнитная индукция, равная в вакууме напряженности магнитного поля, Тл; c — скорость света.

При постоянных во времени и пространстве силах $\frac{e}{m} E_z = f_z$ и $\frac{e}{m} E_y = f_y$ уравнения (10.2) имеют общее решение:

$$\begin{aligned} z &= z_0 + \frac{f_y}{\Omega} t + a \cos(-\Omega t + \varphi), \\ y &= y_0 - \frac{f_z}{\Omega} t + a \sin(-\Omega t + \varphi). \end{aligned} \quad (10.3)$$

Этот результат можно рассматривать как перемещение электронов по окружности радиуса a , центр которой непрерывно дрейфует с течением времени так:

$$\begin{aligned} z &= z_0 + \frac{f_y}{\Omega} t, \\ y &= y_0 - \frac{f_z}{\Omega} t, \end{aligned} \quad (10.3a)$$

где y и z — координаты центра окружности.

Смысл понятия дрейф заключается в том, что движение ведущего центра происходит медленно — обратно пропорционально величине циклотронной частоты Ω .

Интересен пример дрейфа в плоском магнетроне при отсутствии переменной составляющей поля, когда $E_z = 0$ и $E_y = E_{y0} = \text{const}$, т. е. когда есть только постоянная составляющая электрического поля по оси Y . При этом

$$\left. \begin{aligned} z &= z_0 + v_0 t, \\ y &= y_0, \\ v_0 &= c \frac{E_{y0}}{B}. \end{aligned} \right\} \quad (10.3b)$$

Величина радиуса a окружности, по которой вращается электрон, определяется начальными условиями. Так, при

$$v_z \Big|_{t=0} = \frac{dz}{dt} \Big|_{t=0} = v_0 \quad \text{и} \quad v_y \Big|_{t=0} = \frac{dy}{dt} \Big|_{t=0} = 0$$

имеем $a=0$, т. е. электрон только дрейфует по оси Z , что соответствует условиям ввода электрона в пространство взаимодействия приборов типа М с линейным лучом (см. § 10.1). Если в начальный момент $v_z|_{t=0} = 0$ и $v_y|_{t=0} = 0$, т. е. электрон не движется, то величина радиуса

$$a = \frac{v_0}{\Omega} = \frac{mc^2 E_{y0}}{eB^2}. \quad (10.4)$$

Электрон будет двигаться по циклоиде с максимальным удалением от начальной точки на величину $2a$, как это показано на рис. 10.9 для электрона, выходящего из катода.

Из (10.3а) следует, что уравнения движения ведущего центра при постоянных f_z и f_y имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= \frac{f_y}{\Omega}, \\ \frac{dy}{dt} &= -\frac{f_z}{\Omega}. \end{aligned} \right\} \quad (10.5)$$

Эти уравнения применяются и в тех случаях, когда f_z и f_y являются функциями координат Z , Y и времени t . Однако их точность, пределы применимости и сама возможность разложения движения электронов на дрейф центра и быстрое обращение с частотой Ω требуют анализа, который будет приведен далее. Очевидно, что этим разложением разумно пользоваться только при описании движения частицы в течение промежутка времени Δt , ограниченного неравенством

$$\Omega \Delta t \gg 1. \quad (10.6)$$

Кроме того, необходимо медленное изменение f_z и f_y в пространстве и времени, а именно: эти величины должны мало изменяться на расстояниях порядка a и за время порядка $1/\Omega$. При невыполнении этих условий дрейфовым приближением все же можно пользоваться, если, как будет показано далее, нет так называемых орбитальных резонансов.

Как уже было установлено, при отсутствии СВЧ-поля в плоском магнетроне происходит дрейф по оси Z со скоростью v_0 . Однако даже при слабом СВЧ-поле, если фазовая скорость бегущей волны v_ϕ близка к скорости дрейфа v_0 , происходит существенное изменение движения электронов. Наоборот, при сильном рассинхронизме СВЧ-поле приводит лишь к небольшим колебаниям, накладывающимся на дрейф.

В плоском магнетроне с гладким катодом, когда $E_z|_{y=0} = 0$, можно, пренебрегая влиянием объемного заряда, для бегущей волны при колебаниях π -вида, когда колебания в соседних щелях находятся в противофазе, принять следующее выражение для скалярного потенциала:

$$u_\sim = \frac{E_m}{h} \sin h(z - v_\phi t) \operatorname{sh}(hy), \quad (10.7)$$

где E_m — амплитуда составляющей E_y в плоскости $y=0$; $h = \pi/D$ (D — период неоднородностей замедляющей системы по оси Z).

Полагая наличие СВЧ-поля, заданного (10.7), и учитывая постоянное поле E_{y0} , дрейфовые уравнения (10.5) перепишем так:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= v_0 - \frac{c}{B} \frac{\partial u_\sim}{\partial y}, \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{c}{B} \frac{\partial u_\sim}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (10.8)$$

Далее перейдем к движущейся системе координат, перемещающейся со скоростью v_Φ , с помощью замены переменных

$$z' = z - v_\Phi t;$$

$$U = \frac{v_\Phi - v_0}{c} By + u = - \left(E_{y0} - \frac{v_\Phi}{c} B \right) y + \frac{E_m}{h} \sin hz' \operatorname{sh}(hy), \quad (10.9)$$

где U — потенциал, определяющий перемещение электронов в движущейся системе координат и являющийся суммой постоянного потенциала, соответствующего однородному полю

$$E'_y = E_{y0} - \frac{v_\Phi}{c} B \quad (10.9a)$$

и СВЧ потенциала

$$u' = \frac{E_m}{h} \sin hz' \operatorname{sh}(hy), \quad (10.7a)$$

который в движущейся системе координат не зависит от времени t .

Используя указанную замену переменных в (10.8), получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{dz'}{dt} &= - \frac{c}{B} \frac{\partial U}{\partial y}, \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{c}{B} \frac{\partial U}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (10.10)$$

Выражение (10.9a) согласно релятивистским формулам преобразования электромагнитных полей определяет при $\frac{v_\Phi}{c} \ll 1$ электрическое поле, воспринимаемое в движущейся со скоростью v_Φ системе координат вместо поля E_{y0} , имеющегося в неподвижной системе. Это преобразование вытекает из того, что поле E'_y определяет дрейф по оси Z со скоростью $c \frac{E'_y}{B} = v_0 - v_\Phi$, т. е. реальный дрейф в движущейся со скоростью v_Φ системе координат.

Из проведенного расчета следуют некоторые общие свойства ведущих центров. Так, из (10.8) вытекает, что поскольку мгновенная скорость ведущего центра перпендикулярна $\operatorname{grad} U$, то траектории ведущих центров совпадают с эквипотенциальными поверхностями $U = \operatorname{const}$, что важно для их построения и расчета. Скорость ведущих центров, определяемая вектором с составляющими $v_{z'} = \frac{dz'}{dt}$ и $v_y = \frac{dy}{dt}$;

$$\frac{\partial v_{z'}}{\partial z} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0. \quad (10.11)$$

Отсюда следует вывод о таком движении ведущих центров, при котором их плотность остается постоянной.

10.2.2. Приближенная теория образования спиц

В § 10.1 рассматривались элементарные соображения о сортировке и группировании электронов, ведущие к образованию

спиц. С помощью проведенного расчета движения электронов можно описать процесс их образования.

Как было установлено, движение электронов в плоском магнетроне под действием постоянного однородного поля и поля бегущей волны в движущейся системе координат сводится к дрейфу ведущих центров в соответствии с уравнениями (10.10) и обращению электронов вокруг них с угловой скоростью Ω .

При $v_\phi = v_0$ (полный синхронизм бегущей волны и электронов) уравнение траекторий ведущих центров будет

$$u' = \text{const} \quad (10.12)$$

или

$$\sin hz' \operatorname{sh}(hy) = \text{const}. \quad (10.12a)$$

Определяемые этими уравнениями траектории электронов показаны на рис. 10.10, а. Из рисунка видно, что при $-\pi/2 < hz' < \pi/2$ электроны движутся от катода вверх к аноду, а при $\pi/2 < hz' < 3\pi/2$ — вниз от анода к катоду. Однако на рисунке не учтено, как вводятся электроны в пространство взаимодействия, что определяет фактическое заполнение изображенных траекторий реальными электронами. Так как электроны эмиттируются только катодом, то при пренебрежении начальными скоростями надо считать, что ведущие центры возникают в плоскости $y = a$, где величина a определяется (10.4). Отсюда они перемещаются к аноду, образуя спицу, показанную на рис. 10.10, б. В промежутках между спицами электроны направляются к катоду, вызывая его дополнительный разогрев. Такая картина будет соответствовать происходящим в плоском магнетроне процессам, если расстояние между катодом и анодом $A > 2a^*$ и время дрейфа ведущих центров через слой $a < y < A - a$ существенно больше $1/\Omega$. Обозначая это время через τ , вместо неравенства (10.6) будем иметь $\Omega\tau \gg 1$.

Наименьшее значение τ определяется ведущими центрами, движущимися вертикально (при $hz' = 0$), и равно

$$\tau = \frac{B}{hc E_m} \left[\ln \operatorname{th} \frac{h(A-a)}{2} - \ln \operatorname{th} \frac{ha}{2} \right]. \quad (10.66)$$

Из рис. 10.10, б следует, что бегущая волна произвольно малой амплитуды создает спицы, а вместе с тем анодный ток

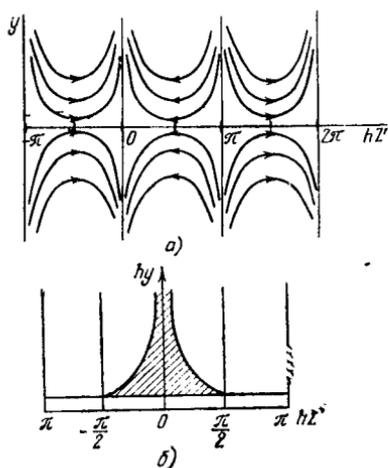


Рис. 10.10. Эквипотенциальные поверхности и теоретически возможные траектории (а), реальные траектории, образующие спицу (б)

* Т. е. при магнитном поле $B > B_{кр}$.

I_{a0} . Анодное напряжение $U_{a0} = AE_{y0}$ при наличии тока определяет мощность питания прибора по анодной цепи, равную $P_0 = I_{a0}U_{a0}$. Для определения мощности, отдаваемой электронами полю бегущей волны, следует учесть, что электроны проходят через слой $2a < y < A$, между границами которого существует постоянная разность потенциалов

$$U_0 = E_{y0}(A - 2a) = U_{a0}(1 - 2a/A). \quad (10.13)$$

Таким образом, отдаваемая электронами мощность

$$P_{\sim} = I_{a0}U_0 = P_0(1 - 2a/A),$$

а соответствующее значение к. п. д.

$$\eta_e = P_{\sim}/P_0 = 1 - 2a/A. \quad (10.14)$$

Это значение к. п. д. является максимально достижимым [86].

Теперь рассмотрим случай рассинхронизма, когда $v_{\phi} \neq v_0$. В этом случае траектории ведущих центров определяются вместо (10.12) уравнением

$$U = \text{const} \quad (10.15)$$

или

$$-\sigma hy + \sin hz' \operatorname{sh}(hy) = \text{const}, \quad (10.15a)$$

где

$$\sigma = \frac{(v_0 - v_{\phi})B}{cE_m} = \frac{E_{y0} - \frac{v_{\phi}}{c}B}{E_m}. \quad (10.16)$$

Значение слагаемого с коэффициентом σ в (10.15a) определяет тем, что в движущейся системе координат при рассинхронизме имеется дополнительное смещение по оси Z . При синхронизме спица полностью располагается в полосе $-\frac{\pi}{2} < hz' < \frac{\pi}{2}$, где ведущие центры движутся к аноду. Под влиянием дополнительного дрейфа по оси Z ведущие центры могут выйти в полосу $\frac{\pi}{2} < hz' < \frac{3\pi}{2}$, где повернут к катоду, в результате чего анодный ток уменьшится или упадет до нуля. Таким образом, рассинхронизм может изогнуть спицы и даже воспрепятствовать их образованию.

Из (10.66) и (10.16) следует, что форма траектории при расстройке скоростей определяется параметром $\sigma \sim h\Delta z$, где $\Delta z = (v_0 - v_{\phi})\tau$ — дополнительное перемещение ведущего центра (за время пролета τ) по оси Z .

Уравнение (10.15a) можно переписать в виде

$$\sin hz' = \frac{\sigma h(y - a) + \sin hz'_0 \operatorname{sh}(ha)}{\operatorname{sh}(hy)}, \quad (10.17)$$

где z'_0 — начальная координата ведущего центра, появляющегося при $y = a$.

Спицы, построенные по уравнению (10.17), приведены на рис. 10.11 для разных значений величины

$$\gamma = \frac{\sigma}{\text{ch}(ha)} = \frac{E'_y}{E_m \text{ch}(ha)}, \quad (10.18)$$

где E'_y определяют из (10.9а); $E_m \text{ch}(ha)$ — согласно (10.7) амплитуда составляющей E_y поля бегущей волны в плоскости $y=a$;

$$E_y = \pm E_m \text{ch}(ha) \quad (10.19)$$

при $hz' = \pm \frac{\pi}{2}$.

Эта составляющая группирует электроны к вертикальной прямой $hz'=0$, обеспечивая образование спицы и ее сужение по направлению оси Y . Составляющая же E_z определяет сортировку, т. е. движение электронов к аноду или катоду.

Проводя расчеты, можно установить, что при $-1 \leq \gamma < 1$ спица искривляется, становится асимметричной, но анодный ток не изменяется, так как все ведущие центры, начавшие свое движение в области $-\frac{\pi}{2} < hz' <$

$< \frac{\pi}{2}$, достигают анода. При $\gamma = 1$ группирующее поле еще удерживает первый край спицы слева от вертикали $hz' = \pi/2$. При $\gamma > 1$ этот край перемещается в область $hz' > \pi/2$,

где начинается возврат электронов к катоду. При достаточно больших $\gamma > \gamma_{\max}$ в обратный дрейф вовлекаются все ведущие центры, анодный ток падает до нуля и поле бегущей волны создает лишь выступы в прикатодном электронном слое, которые не достигают анода.

Расчет анодного тока при $1 < \gamma < \gamma_{\max}$ можно сделать так. Возвращение ведущих центров к исходной плоскости $y=a$, т. е. плоскости катода, возникает вследствие образования седловой точки S в системе траекторий $U = \text{const}$, показанной на рис. 10.11 для $\gamma \approx 1,2$. В этой точке

$$\partial U / \partial z' = \partial U / \partial y = 0.$$

Используя это в (10.15а) при взятии производных по z' и y , можно написать для точки S с координатами z'_s и y_s , что $\cos hz'_s = 0$ и соответственно $hz'_s = \pm \frac{\pi}{2}$, а $\text{ch}(hy_s) = |\sigma|$. Из послед-

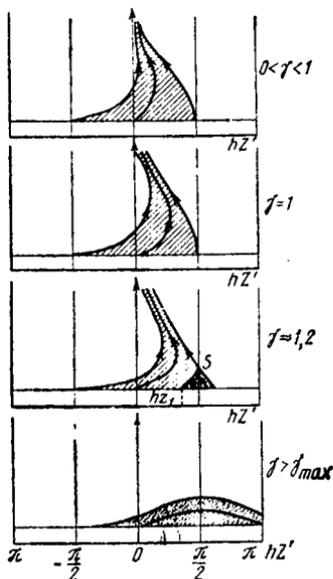


Рис. 10.11. Изменение форм спиц при рассинхронизме

него равенства следует, что точка S появляется над катодом ($y_s > a$) только при $|\sigma| > \text{ch}(ha)$ или $|\gamma| > 1$. Для траектории, проходящей через точку S и начинающейся при $z' = z_1$ и $y = a$ на основании (10.17), имеем

$$\sin hz' = \frac{\text{sh}(hy_s) + (ha - hy_s) \text{ch}(hy_s)}{\text{sh}(ha)}. \quad (10.20)$$

К аноду смогут пройти ведущие центры, определяемые неравенством

$$-\frac{\pi}{2} < hz'_0 < hz_1 \quad (\gamma > 0). \quad (10.21)$$

Поэтому отношение анодного тока I_{a0} к максимальному $I_{a0 \text{ max}}$, имеющему место при $\gamma = 0$, для $1 < \gamma < \gamma_{\text{max}}$ будет равно

$$I_{a0}/I_{a0 \text{ max}} = (hz'_1 + \pi/2)/\pi. \quad (10.22)$$

Причем γ_{max} соответствует значению $hz'_1 = -\pi/2$. На рис. 10.12 дана зависимость $I_{a0}/I_{a0 \text{ max}}$ от γ . Отметим, что приведенная кривая не зависит от знака γ : при отрицательных значениях γ изменяется направление искривления спиц.

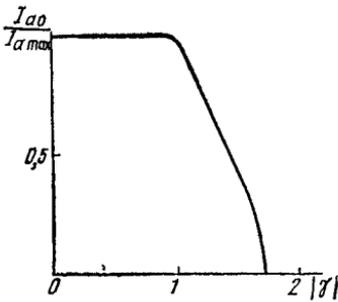


Рис. 10.12. Зависимость анодного тока от рассинхронизма, определяемого параметром γ

Прежде чем перейти к рассмотрению уточнения теории, основанной на дрейфовом приближении и пренебрежении влиянием объема заряда, надо отметить особенности, которые должны быть учтены при переходе от плоской модели пространства взаимодействия к реальному пространству в цилиндрическом многорезонаторном магнетроне. В этом случае можно применить дрейфовые уравнения, перейдя от декартовых координат z, y к полярным

координатам r, ϕ . Однако в отличие от плоской модели, где постоянное во времени поле не изменяется по координате y , в цилиндрическом пространстве взаимодействия это поле убывает от катода к аноду как $1/r$. При этом скорость дрейфа v_0 , создаваемая постоянным во времени полем, зависит от r по закону:

$$v_0 = \bar{v} \frac{r}{r_0}, \quad \text{где } \bar{v} \text{ — скорость при } r = r_0.$$

Напротив, фазовая скорость бегущей волны v_ϕ будет зависеть от r по закону* $v_\phi = \bar{v}_\phi \frac{r}{r_0}$, т. е. возрастает с увеличением r .

Из приведенных формул следует, что в цилиндрическом магнетроне синхронизм между бегущей волной и перемещающимися

* Так как линейная скорость $v_\phi = r\omega_\phi$, где ω_ϕ — угловая скорость бегущей волны.

электронами может быть достигнут для одной цилиндрической поверхности соосной с катодом: выше и ниже имеет место рас- синхронизм с разным знаком параметра γ .

10.2.3. Уточнение теории

Изложенную теорию надо уточнить с точки зрения установле- ния пределов применимости дрейфового приближения и воз- можного учета влияния объемного заряда.

Пределы применимости дрейфового приближения можно установить, рассматривая его как частный случай метода ус- реднения, предложенного П. Л. Капицей.

Уравнения движения (10.2) можно свести к одному уравне- нию введением комплексных переменных

$$\left. \begin{aligned} Z &= z + jy, \\ f &= f_x + jf_y. \end{aligned} \right\} \quad (10.23)$$

Использование (10.23) дает

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} + i\Omega \frac{dZ}{dt} = f. \quad (10.24)$$

Комплексное ускорение f можно представить как сумму ускорения от постоянного поля E_0 , имеющего составляющие по осям E_{0y} и $E_{0z}=0$, и СВЧ-поля E_{\sim} :

$$f = f_0 + f_{\sim}, \quad (10.25)$$

где $f_0 = jf_{y0} = j \frac{e}{m} E_{y0} = j\Omega v_0$; f_{\sim} определяется полем E_{\sim} .

Величину f_{\sim} можно принять произвольной функцией z , y и t , или

$$f_{\sim} = F(Z, Z^*, t), \quad (10.26)$$

где Z^* — комплексно сопряженная с Z величина.

Решение (10.24) можно искать по аналогии с (10.3а) в сле- дующем виде:

$$Z = \alpha + v_0 t + \beta e^{-j\Omega t}. \quad (10.27)$$

Это выражение дает точное решение при $f_{\sim}=0$, если считать α и β комплексными постоянными. При $f_{\sim} \neq 0$ можно, исходя из (10.27), применить «метод вариации постоянных». Полагая

$$\frac{dZ}{dt} = v_0 - j\Omega\beta e^{-j\Omega t} \quad \text{и} \quad \frac{d\alpha}{dt} + \frac{d\beta}{dt} e^{-j\Omega t} = 0,$$

получим

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = -\Omega^2 \beta e^{-j\Omega t} - j\Omega \frac{d\beta}{dt} e^{-j\Omega t}.$$

Подставим эти выражения в (10.24):

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= -j \frac{1}{\Omega} f_{\sim}, \\ \frac{d\beta}{dt} &= j \frac{1}{\Omega} f_{\sim} e^{j\Omega t}. \end{aligned} \right\} \quad (10.28)$$

Эти уравнения в своей совокупности эквивалентны (10.24) и исходным уравнениям (10.2). Подстановка Z из (10.27) в (10.26) делает правые части (10.28) функциями α , α^* , β , β^* и t . Наличие слагаемых $\beta e^{\mp i n \Omega t}$ в Z и Z^* приводит к тому, что в правых частях (10.28) оказываются быстро колеблющиеся члены, пропорциональные $e^{\mp i n \Omega t}$, где $n=1, 2, 3, \dots$. Соответственно в α и β появляются малые быстро колеблющиеся слагаемые, накладывающиеся на плавные изменения α и β во времени и усложняющие анализ. Опуская эти малые и быстрые колебания, можно заменить правые части (10.24) их усредненными значениями, т. е.

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= -j \frac{1}{\Omega} \bar{f}_{\sim}, \\ \frac{d\beta}{dt} &= j \frac{1}{\Omega} f_{\sim} e^{j\Omega t}. \end{aligned} \right\} \quad (10.29)$$

Это позволяет анализировать усредненное движение электронов в магнетроне.

Изложенный метод во многом аналогичен методу Ван-дер-Поля, предложенному для анализа нелинейных колебаний, близких к гармоническим.

Обратимся к условиям, в которых проведенное в (10.29) усреднение не искажает существенно характер движения электронов. Следует указать на то, что время пролета должно быть значительно больше времени усреднения, которое имеет порядок $2\pi/\Omega$. Кроме того, необходимо, чтобы опускаемые при усреднении малые колебания не создавали перемещения электронов в область, где изменяется характер поля. Если полагать, что в правых частях (10.28) наряду с постоянными слагаемыми имеются составляющие, пропорциональные $e^{\mp i n \Omega t}$, то их амплитуда получается равной

$$\delta = |\bar{f}_{\sim}| / \Omega^2. \quad (10.30)$$

Малость величины δ по сравнению с расстоянием катод — анод A или периодом неоднородностей заземляющей системы D можно рассматривать как достаточное условие применимости усредненных уравнений (10.29).

Полагая, как и раньше, возможным задать потенциал поля бегущей волны (10.7), для составляющих f_{\sim} имеем

$$\left. \begin{aligned} f_{\sim z} &= -\frac{e}{m} \frac{\partial u_{\sim}}{\partial z} = -\frac{e}{m} E_m \cos h(z - v_{\Phi} t) \operatorname{sh}(hy); \\ f_{\sim y} &= -\frac{e}{m} \frac{\partial u_{\sim}}{\partial y} = -\frac{e}{m} E_m \sin h(z - v_{\Phi} t) \operatorname{ch}(hy). \end{aligned} \right\} \quad (10.31)$$

Далее, переходя к функции комплексного переменного, можно получить

$$f_{\sim} = -j \frac{e}{m} E_m \sin h(Z - v_{\phi} t - jy) = -j \frac{e}{m} E_m \sin h(Z^* - v_{\phi} t)$$

или

$$\begin{aligned} f_{\sim} &= \frac{e}{2m} E_m \left[e^{jh(Z^* - v_{\phi} t)} - e^{-jh(Z^* - v_{\phi} t)} \right] = \\ &= -\frac{e}{2m} E_m \left\{ e^{jh[\alpha^* - (v_0 - v_{\phi}) t]} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jh\beta^*)^n}{n!} e^{jn\Omega t} - \right. \\ &\quad \left. - e^{-jh[\alpha^* - (v_0 - v_{\phi}) t]} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-jh\beta^*)^n}{n!} e^{jn\Omega t} \right\}. \end{aligned} \quad (10.32)$$

Если выполняются условия синхронизма и $v_0 = v_{\phi}$, то

$$\left. \begin{aligned} \bar{f}_{\sim} &= -j \frac{e}{m} E_m \sin h\alpha^*, \\ \bar{f}_{\sim} e^{j\Omega t} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (10.33)$$

и уравнения (10.29) принимают вид

$$\frac{d\alpha}{dt} = -c \frac{E_m}{B} \sin h\alpha^* \quad \text{и} \quad \frac{d\beta}{dt} = 0. \quad (10.34)$$

В соответствии с (10.27) первое из них дает дрейфовое приближение, а второе — постоянство радиуса орбиты и угловой скорости.

При рассинхронизме можно ввести условие

$$\omega \left(\frac{v_0}{v_{\phi}} - 1 \right) = n\Omega, \quad (10.35)$$

где $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

При этом

$$f_{\sim} = \mp \frac{e}{2m} E_m e^{\pm jh\alpha^*} \frac{(\pm jh\beta^*)^{|n|-1}}{|n!|}; \quad (10.35a)$$

$$\bar{f}_{\sim} e^{j\Omega t} = \mp \frac{e}{2m} E_m e^{\pm jh\alpha^*} \frac{(\pm jh\beta^*)^{|n|-1}}{|n!|}. \quad (10.35b)$$

Условие (10.35), которое следует называть условием орбитальных или циклотронных резонансов, определяет движение, существенно отличное от дрейфового приближения.

При орбитальных резонансах радиус орбиты, как правило, увеличивается, что соответствует увеличению потерь. Поэтому наличие орбитальных резонансов в обычном магнетроне является вредным. Отметим, что орбитальный резонанс можно вызвать

взаимодействием одной из пространственных гармоник, для которой имеется рассинхронизм.

Проведенное в [49] более общее исследование показывает, что когда f_{ω} определяется (10.31), то усреднение не приводит к заметной ошибке при $h\delta \ll 1$.

Рассмотрим влияние объемного заряда. Учет этого влияния заставляет определять величину потенциала u не уравнением Лапласа, а уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \omega_p^2, \quad (10.36)$$

где ω_p — собственная частота колебаний электронного потока, определенная для данной точки пространства взаимодействия, где плотность объемного заряда есть ρ .

Такое локальное значение ω_p равно

$$\omega_p = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0} \frac{e}{m} \rho}.$$

Рассмотрение влияния объемного заряда позволяет установить, что частота обращения электронов с учетом этого влияния получается равной

$$\Omega_p = \frac{\Omega}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{2\omega_p^2}{\Omega^2}} \right). \quad (10.37)$$

Величина Ω_p оказывается вещественной, т. е. объемный заряд не разрушает орбитального движения при

$$\omega_p^2 < 0,5\Omega^2. \quad (10.37a)$$

Это условие как бы определяет фундаментальное свойство магнитного поля — компенсировать расталкивание электронных зарядов.

Влияние объемного заряда сказывается и на дрейфе электронов. П. Л. Капица показал, что объемный заряд вызывает разгруппирующее ускорение, равное

$$\Delta f_y \approx -\frac{e}{m} \rho K D, \quad (10.38)$$

где ρ — объемная плотность электронного заряда в спиче; K — постоянная, близкая к единице; D — период неоднородностей замедляющей системы.

Сопоставляя (10.38) со вторым выражением из (10.31), находим условие сохранения механизма группирования

$$E_m \operatorname{ch}(hy) > \rho K D. \quad (10.39)$$

Условие (10.37a) можно рассматривать как условие существования устойчивого кругового потока, при котором электронное

облако движется как твердое тело. Если же электронные потоки скользят друг относительно друга, то возникает неустойчивость, определяемая их взаимодействием. Решая численным методом задачу движения электронов с учетом влияния объемного заряда, можно получить спицы, которые оказываются нестационарными, а анодный ток пульсирующим. Последнее свидетельствует о том, что электронное облако движется не как твердое тело, а представляет собой сложную колебательную систему, связанную с другой колебательной системой — резонаторным блоком.

Изложив основную часть результатов разработки теории магнетрона, приведенных в [49], остановимся на возможной физической интерпретации колебательных явлений в электронном потоке многорезонаторного магнетрона. В § 10.1 указывалось, что при малых возмущениях в электронном потоке его границы деформируются при постоянной плотности объемного заряда. При больших возмущениях, которые имеют место в работающем многорезонаторном магнетроне, возникают спицы и плотность объемного заряда существенно изменяется. Процессы сортировки и группирования ведут к тому, что движение электронов в канале, образованном ограничивающей спицу поверхностью, происходит с существенными изменениями объемной плотности их заряда. Это изменение определяется непрерывным уменьшением сечения спицы и изменением скорости электронов. Усредняя процесс вдоль осевого направления спицы, можно считать, что в момент попадания заторможенных электронов на анод достигается почти полное преобразование кинетической энергии электронов в потенциальную энергию электронного уплотнения. Особенности, отличающими этот процесс от колебаний электронного потока в приборе типа О с непрерывным взаимодействием, являются: ускорение электронов постоянным полем в пространстве взаимодействия и разный характер взаимодействия с радиальной и тангенциальной составляющими поля бегущей волны. Общее в этих колебаниях можно видеть в появлении разгруппирующего ускорения, вызванного в обоих случаях полем образующихся уплотнений электронного объемного заряда.

10.2.4. Режимы многорезонаторного магнетрона цилиндрической конструкции и основные расчетные соотношения

То обстоятельство, что в цилиндрической конструкции магнетрона замедляющая система замкнута, позволяет просто установить режим синхронизма между бегущей волной и вращающимся электронным облаком, определяемый равенством переносной тангенциальной скорости электронов и фазовой скорости волны, т. е. $v_0 = v_{\text{ф}}$. Для цилиндрической конструкции удобнее перейти к угловым скоростям и считать, что синхронизм определяется их равенством.

Найдем угловую скорость для электронов. Постоянное радиальное поле в цилиндрическом магнетроне E_{R0} соответствует полю E_{y0} плоской модели. Примем среднее значение радиального поля равным полю плоской модели, т. е. положим $\bar{E}_{R0 \text{ сред}} = E_{y0}$. Величина $E_{R0 \text{ сред}}$ будет равна

$$E_{R0 \text{ сред}} = U_{a0} / (r_a - r_k),$$

где r_a и r_k — радиусы анода и катода.

Используя найденное значение поля в выражении для v_0 из (10.36), имеем

$$v_0 = c \frac{E_{R0 \text{ сред}}}{B} = 10^4 \frac{U_{a0}}{(r_a - r_k) B},$$

где U_{a0} — в В, а B — в Тл.

Среднее значение угловой скорости, соответствующее среднему значению радиуса $\frac{r_a + r_k}{2}$, при найденном значении v_0 будет равно

$$\frac{d\theta}{dt} \text{ сред} = 2 \cdot 10^4 \frac{U_{a0}}{r_a^2 B} \frac{1}{(1 - r_k^2/r_a^2)}. \quad (10.40)$$

Если же число периодов, в течение которых электроны пробегают мимо всех N щелей анода, есть k , то средняя угловая скорость электронов

$$\frac{d\theta}{dt} \Big|_{\text{сред}} = \frac{2\pi}{kT}, \quad (10.41)$$

где T — период генерируемых колебаний.

Приравнивая (10.40) к (10.41), получим условие синхронизма в многорезонаторном магнетроне цилиндрической конструкции. Если при этом перейти от периода T к длине волны $\lambda = 3 \cdot 10^{10} T$ см, то получим

$$U_{a0} = 9,42 \cdot 10^6 \frac{B r_k^2}{|k| \lambda} \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right), \quad (10.42)$$

где k — величина, которой при движении электронов в направлении, обратном движению бегущей волны, можно приписать знак минус, взята по абсолютной величине.

Теперь определим величину k , исходя из условий взаимодействия электронов с полем резонаторов анодного блока. Обозначим через ψ фазовый угол между колебаниями двух соседних резонаторов. Если число резонаторов обозначить через N , то $\psi = 2\pi \frac{n}{N}$, где $n = 1, 2, 3, \dots, N/2$. Значению $n = N/2$ соответствует противофазность колебаний в соседних резонаторах, т. е. режим, который получил название колебаний π -вида. Для синхронизма между бегущей волной и электронами необходимо,

чтобы проходимый последними угол φ при перемещении от одной щели до другой был равен

$$\varphi = \psi \pm 2\pi p, \quad (10.43)$$

где $p=0, 1, 2, 3$ и т. д.

Если учесть, что величина k показывает, сколько периодов генерируемых колебаний тратят электроны на перемещение вдоль щелей всех N резонаторов, то $\varphi = 2\pi \frac{k}{N}$. Подставив значения φ

и $\psi = 2\pi \frac{n}{N}$ в (10.43), получим

$$k = n \pm Np. \quad (10.44)$$

Это соотношение можно интерпретировать следующим образом. На рис. 10.13 в виде заштрихованных прямоугольников даны

сегменты анода и под ними графики изменения потенциала, соответствующие моментам времени, отстоящим друг от друга на $\frac{1}{4}$ периода для восьмirezонаторного магнетрона при колебаниях π -вида, т. е. при $n = N/2 = 4$. Пунктирными линиями на рисунке изображено перемещение электронов при разных значениях $|k|$: 4 ($p=0$), 12 ($p=1$), 20 ($p=2$) и 28 ($p=3$). Отметим, что при колебаниях π -вида, когда волна потенциала является стоячей, т. е. представляет собой сумму

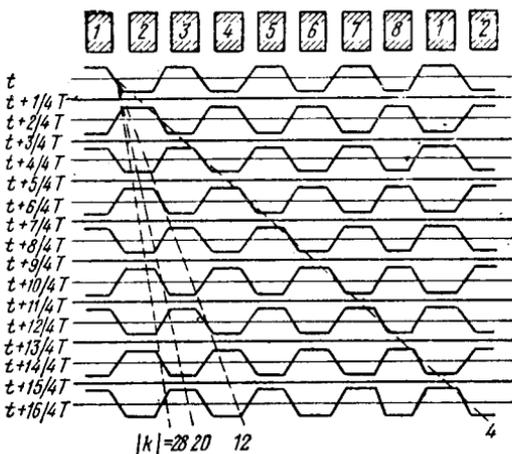


Рис. 10.13. Изменение волны потенциала на сегментах восьмirezонаторного магнетрона и графики перемещения электронов (пунктирные линии) при различных значениях $|k|$

двух бегущих навстречу друг другу волн, направление движения электронов по отношению к волне не имеет значения, так как оно всегда будет совпадать с направлением одной из бегущих волн.

В соответствии с принятым приближением, в котором пространство взаимодействия предполагается плоским, радиальная составляющая напряженности электрического поля принималась равной отношению $U_{a0}/(r_a - r_k)$. При более точном определении поля, соответствующем цилиндрической конструкции электродов, его величина и соответствующее ей значение средней скорости электронов в азимутальном направлении оказываются другими. При этом (10.42) принимает вид [88]:

$$U_{a0} = 9,42 \cdot 10^6 \frac{r_a^2}{|k|\lambda} \left[1 - \left(\frac{r_k}{r_a} \right)^2 \right] \left(B - \frac{1,07}{|k|\lambda} \right). \quad (10.42a)$$

При $v_0 = v_\phi$ имеем $\gamma = 0$, при $v_0 > v_\phi$ будем иметь $\gamma > 0$ и, наоборот, при $v_0 < v_\phi$ получим $\gamma < 0$.

Значительное изменение анодного тока при рассинхронизме, определяемое относительно небольшим изменением анодного напряжения, дало основание связывать отклонение частоты магнетрона с изменениями анодного тока и вводить соответствующие характеристики электронного смещения частоты. На рис. 10.14 дается пример такой характеристики для одного из экспериментальных магнетронов.

Отметим, что вопросы приближенного расчета характеристик электронного смещения частоты магнетронов подробно исследовались в [89].

§ 10.3. О теории и режимах работы амплитрона

Вопросам теории амплитрона кроме работы [84] посвящен еще ряд других исследований, изложенных подробно в [90, 91].

Наиболее общий подход к разработке теории прибора может быть достигнут при использовании метода самосогласованного поля. Он базируется, как и в случае ЛБВ, на совместном решении уравнения возбуждения замедляющей системы электронным потоком, уравнений движения электронов и уравнения Пуассона. Основные принимаемые при этом допущения: ограничение двухмерным рассмотрением электронных процессов, пренебрежение релятивистскими эффектами и предположение, что электронные спицы формируются под действием лишь «синхронной» пространственной гармонике поля замедляющей системы. Совместное решение указанных уравнений возможно только численными методами на ЭВМ, что затрудняет анализ режима амплитрона при работе в полосе частот и расчет его параметров.

Для упрощения расчетов можно использовать метод эквивалентных магнетронов, в котором процесс формирования электронных спиц рассматривается как бы независимым от времени. Метод основан на предположении, что процессы в пространстве взаимодействия прибора протекают так же, как и в таком

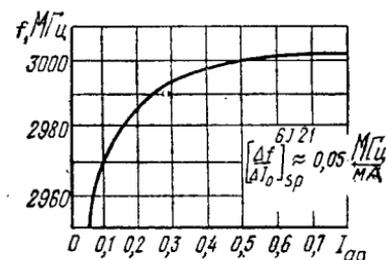


Рис. 10.14. Зависимость частоты от анодного тока для одного из экспериментальных магнетронов

же пространстве магнетрона, называемом эквивалентным, если одинаковы период замедляющей системы и одни и те же величины анодного напряжения, магнитного поля и амплитуды взаимодействующей гармонике поля.

Существенным фактором, определяющим условия формирования спицы в амплитроне, является изменение амплитуды поля замедляющей системы при переходе от одной ячейки к другой.

Поэтому наиболее близкой к реальной картине физических явлений в приборе является модель «безынерционной» спицы, основанной на предположении, что процессы группирования электронов обусловлены величиной амплитуды поля замедляющей системы в том секторе, где находится в данный момент спица. При этом предполагается, что имеется мгновенная реакция электронов на изменение поля при движении спицы вдоль замедляющей системы. Может быть введена модель так называемой «инерционной» спицы. В этом случае предполагается, что спица формируется под действием поля, усредненного по всем ячейкам замедляющей системы. Тогда форма, геометрические размеры и фазовое положение спицы в поле бегущей волны остаются неизменными усредненными при ее вращении вокруг катода. Наконец, возможно введение «жесткой» спицы [92]. При этом принимают, что объемный заряд в амплитроне формируется так же, как и магнетроне, в виде целого числа электронных спиц, не изменяющихся при вращении вокруг катода. Последнее справедливо и для инерционной спицы. Однако имеется и существенная разница: если параметры жесткой спицы зависят только от постоянных значений анодного потенциала и магнитного поля, то параметры инерционной спицы зависят еще от средней амплитуды поля замедляющей системы.

10.3.1. Режимы работы амплитрона

Рассмотрим режимы работы амплитрона, исходя из простейшей модели жесткой спицы. При установившемся режиме работы прибора после каждого оборота спицы вокруг катода она должна встречать поле замедляющей системы в той же фазе. Поэтому время оборота должно быть, как и в многорезонаторном магнетроне, равно целому числу периодов усиливаемых колебаний, т. е. $t_{\text{обр}} = kT$, где k — целое число; T — величина периода. Необходимое для этого значение анодного потенциала будет, как и в случае магнетрона, определяться (10.42а). Так как каждый тормозящий полупериод создает спицу, то величина k будет одновременно определять и число образующихся за время $t_{\text{обр}}$ спиц.

Как видно из рис. 10.6, анодный блок амплитрона отличается от анодного блока магнетрона нечетным числом ячеек замедляющей системы, из которых одна используется для ввода и вывода усиливаемых колебаний. Для этого используется двухпроводная линия, один проводник которой соединяет, подобно связкам в магнетроне, все четные ламели, а другие — все нечетные ламели активной части замедляющей системы. Таким образом, если анодный блок амплитрона содержит N ячеек, то число активно взаимодействующих ячеек M должно быть меньше. При конструкции амплитрона, показанной на рис. 10.6, величина $M = N - 1$. Возможно и другое соотношение между M и N и даже замена области между активными ячейками замедляющей системы пролетным пространством без СВЧ-поля замедляющей системы. Наличие

одной неактивной ячейки не может не влиять на процессы в приборе и согласование движения спиц и волны в замедляющей системе.

Угловая скорость вращения спицы объемного заряда

$$\Omega = 2\pi/kT = \omega/k.$$

Отсюда постоянная распространения, характеризующая перемещение спиц в азимутальном направлении вдоль ячеек заземляющей системы, $k = \omega/\Omega$.

Таким образом величина k определяет не только число спиц, но и постоянную распространения. С другой стороны, при выключенном катоде угловую скорость «холодной» волны можно также определить выражением

$$\Omega_c = \omega/\gamma,$$

где теперь γ — постоянная распространения в азимутальном направлении «холодной» волны.

Для синхронного движения электронных спиц и волны замедляющей системы необходимо равенство $k = \gamma$.

Дисперсионные характеристики реальных замедляющих систем не могут обеспечить выполнение этого условия в полосе частот. Скорость вращения спиц и скорость волны совпадают лишь в дискретных точках, где фазовый сдвиг на ячейку замедляющей системы

$$\varphi = 2\pi \frac{k}{N},$$

где $k = 1, 2, 3, \dots, (N - 1)/2$. Так, при $N = 17$ и $k = (17 - 1)/2 = 8$ будем иметь 16 активно действующих ячеек и фазовый сдвиг на одну ячейку будет $\varphi = 2\pi \frac{8}{17} = 0,941\pi$. Этот результат указывает

на то, что в отличие от магнетрона в амплитроне соседние ячейки не будут точно находиться в противофазе и не будет соответственно точно режима π -вида. Однако этот режим является оптимальным для отбора энергии от электронов, составляющих спицы, и поэтому следует ожидать усиления амплитрона не в одной точке дисперсионной характеристики замедляющей системы, а в некоторой рабочей зоне. На рис. 10.15 приведена дисперсионная характеристика замедляющей системы амплитрона и показаны рабочие зоны для $N = 17$ и $k = 5, 6, 7$ и 8 , причем рабочие зоны отмечены штриховкой.

То обстоятельство, что активная ячейка составляет только часть угла 2π , проходимого спицами за время $t_{обр}$, позволяет

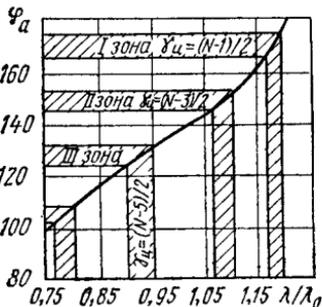


Рис. 10.15. Дисперсионная характеристика замедляющей системы амплитрона и рабочие зоны при $N = 17$

определить рабочую часть пространства взаимодействия центральным углом: $\psi = 2\pi \frac{M}{N}$. Учитывая эту особенность амплитрона, можно показать, что область значений постоянной распространения волны замедляющей системы, где возможно усиление, определяется соотношением

$$\gamma = k \pm N/M. \quad (10.52)$$

Из формулы (10.52) следует, что рабочие зоны амплитрона могут быть широкими и возможно перекрытие соседних зон, что подтверждается экспериментально. В результате получается усиление во всей полосе пропускания замедляющей системы.

§ 10.4. Теория и расчет физических процессов в ЛБВ и ЛОВ типа М

Для ЛБВ и ЛОВ типа М (сокращенно ЛБВМ и ЛОВМ) может быть по аналогии с материалом § 8.2 рассмотрена линейная теория, справедливая для малосигнального приближения. Однако для приборов со скрещенными полями это не представляет значительного интереса, даже для ЛБВМ, так как для усиления малых сигналов применение таких приборов затруднено большим уровнем собственных шумов и сложностью конструкции. Отметив, что линейная теория подробно излагается в [85], где приведены и оригинальные исследования автора в области приборов со скрещенными полями, перейдем к рассмотрению нелинейной теории, подробно исследованной в [53] и [91], где дается подобный обзор литературы.

10.4.1. Нелинейная теория ЛБВМ

Возможные схемы устройства ЛБВМ с плоским прямолинейным электронным потоком приведена на рис. 10.16, где даны три варианта: *a* — замедляющая система — отрицательный электрод (основание); *б* — замедляющая система (основание) — положительный электрод; *в* — смешанный вариант, когда в области предварительной группировки используется замедляющая система (основание) — положительный электрод, а далее замедляющая система — отрицательный электрод (основание).

Отметив, что такие варианты возможны и в ЛОВМ, остановимся на рассмотрении ЛБВМ, соответствующей первому наиболее распространенному случаю. Для этого обратимся к рис. 10.17, где показано расположение координатных осей и электронного потока, имеющего толщину w и ширину h . Положение потока в зазоре между заземляющей системой и отрицательным электродом, отстоящими друг от друга на $2a$, определяется координатой его оси $y_{00} = a$. Обращаясь к (10.2), учитываем, что постоянная составляющая поля E_{y0} имеет дополнительную слагающую, определяемую объемным зарядом электронного потока плотности ρ_0 .

Она равна нулю на оси потока при $y=y_{00}$, когда силы объемного заряда скомпенсированы. При $y > y_{00}$ объемный заряд увеличивает поле E_{y0} , а при $y < y_{00}$ уменьшает его. Для области, ограниченной значениями $y_1 = y_{00} - \omega/2$ и $y_2 = y_{00} + \omega/2$, величина дополнительной составляющей поля E_{y0} будет равна

$$E_{y0p} = \frac{\rho_0}{\epsilon_0} (y - y_{00}).$$

В результате третье уравнение из (10.36), определяющее скорость электронов по оси Z , будет

$$v_{0z} = c \frac{E_{y0}}{B} = c \frac{E_{y00}}{B} + c \frac{\rho_0}{\epsilon_0 B} (y - y_0), \quad (10.53)$$

где $E_{y00} = U_{a0}/2a$ — постоянное поле, создаваемое разностью потенциалов между замедляющей системой и отрицательным электродом U_{a0} , расположенными на расстоянии $2a$ друг от друга.

Обозначая скорость электронов на оси потока через $v_0 =$

$c \frac{E_{y00}}{B}$ и учитывая, что $\frac{1}{\epsilon_0} \frac{e}{m} \rho_0 = \omega_p^2$ и $\frac{e}{m} \frac{B}{c} = \Omega$, перепишем (10.53) так:

$$v_{0z} = v_0 + \frac{\omega_p^2}{\Omega} (y - y_0). \quad (10.53a)$$

Из этого уравнения следует, что скорость электронов изменяется линейно по сечению потока и электронные слои, на которые можно разделить поток по оси Y , скользят друг относительно друга.

Ограничиваясь рассмотрением так называемых ламинарных бриллюэновских потоков, наиболее интересных для приборов со скрещенными полями, в (10.53a) следует считать $\omega_p = \Omega$. Это известное условие Бриллюэна для прямолинейного движения потока [93]. Используя его, из (10.53a) получим

$$v_{0z} = v_0 + \Omega (y - y_0), \quad (10.53b)$$

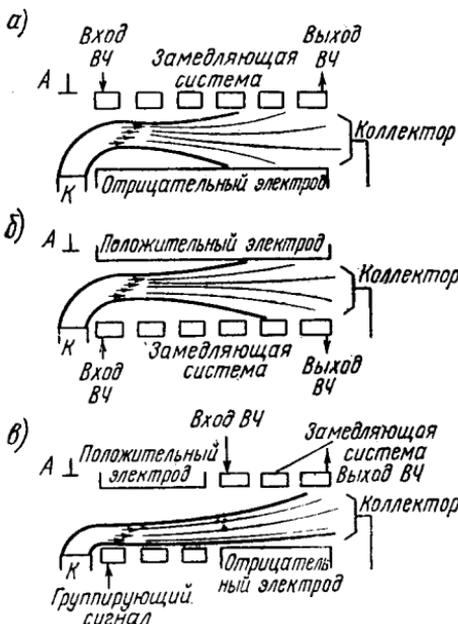


Рис. 10.16. Схема усилителя прямой волны со скрещенными полями ЛБВ-М:

а — с отрицательным электродом; б — с положительным электродом; в — с отрицательным электродом и областью предварительной группировки с положительным электродом

т. е. скорость электронов по оси Z оказывается заданной скоростью на оси потока v_0 и разностью $(y - y_{00})$.

Обращаясь к уравнениям (10.2), можно переписать их применительно к рассматриваемой задаче так:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_z}{dt} &= \frac{e}{m} \frac{\partial U_c}{\partial z} + \frac{e}{m} \frac{\partial U_{pz}}{\partial z} + \Omega v_y, \\ \frac{dv_y}{dt} &= \frac{e}{m} \frac{\partial U_c}{\partial y} + \frac{e}{m} \frac{\partial U_{py}}{\partial y} - \Omega v_z, \end{aligned} \right\} \quad (10.2a)$$

где U_c и U_p — потенциалы, создаваемые в области движения электронов замедляющей системой и объемным зарядом.

По аналогии со сделанным в § 8.3.1 можно ввести нормали-

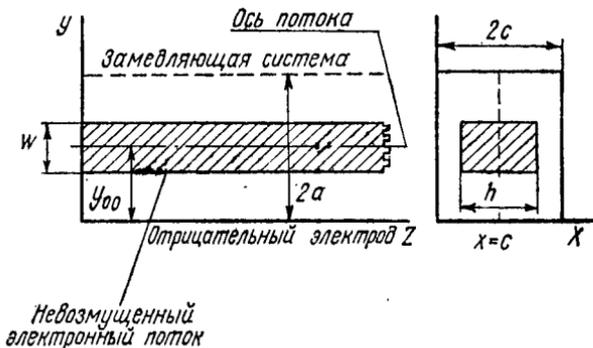


Рис. 10.17. К расчету явлений в ЛБВ-М с плоским прямолинейным электронным потоком

зованные переменные. Вместо параметра усиления G для ЛБВ типа θ введем для ЛБВМ величину

$$D = \left(\frac{\Omega}{\omega} \frac{I_0 W}{2U_0} \right)^{1/2},$$

где I_0 — ток; U_0 — половина (для предлагаемого здесь равенства $y_{00} = a$) постоянной разности потенциалов U_{a0} между замедляющей системой и отрицательным электродом, т. е. $U_0 = 0,5U_{a0}$, равная скорости электронов по оси потока*, W — волновое сопротивление замедляющей системы.

Используя параметр D , за нормализованную длину в ЛБВМ можно принять величину

$$q = D \frac{\omega z}{v_0} = D \xi_0, \quad (10.54)$$

где ξ_0 — постоянный угол пролета по оси электронного потока.

* В соответствии с изложенным в § 10.1 электроны вводятся в пространство взаимодействия по эквипотенциалам, соответствующим скоростям электронов.

Вместо координаты y можно взять нормализованную величину $p = y/\omega$, причем будем иметь $p_{00} = y_{00}/\omega$, $p_{01} = y_1/\omega = p_{00} - 1/2$ и $p_{02} = y_2/\omega = p_{00} + 1/2$.

Начальную координату z_0 , определяющую момент поступления электронов в поле замедляющей системы, заменим начальной фазой

$$\Phi_0 = (\omega z_0)/v_{0z}, \quad (10.55)$$

где v_{0z} — согласно (10.53б) — функция y_0 (зависит от расположения рассматриваемого слоя электронного потока по координате y).

В соответствии с (10.55) определим текущую фазу

$$\Phi(y, z, t) = \omega(z/v_{0z} - t) + \theta(z), \quad (10.56)$$

где $\theta(z)$ — зависимая переменная, соответствующая разности фаз между действительной и гипотетической волной, перемещающейся со скоростью v_{0z} .

По аналогии с (8.35) запишем полную скорость электронов по оси Z для данного слоя электронного потока, определяемого при $z = z_0$ (или $q = 0$) координатой y_0 :

$$v_z = v_{0z} [1 + 2D \varnothing(y_0, z_0, z)] = v_{0z} [1 + 2D \varnothing(p_0, \Phi_0, q)]. \quad (10.57)$$

При послыном рассмотрении электронного потока введем параметр рассинхронизма

$$b(p_0) = \frac{1}{D} (v_{0z}/v_\phi - 1) \quad (10.58)$$

и примем

$$v_{0z} = v_\phi [1 + Db(p_0)]. \quad (10.58a)$$

При работе ЛБВМ имеются перемещения не только по оси Z , но и по оси Y , которые определяются соответствующей составляющей переменной скорости $v_y = \frac{dy}{dt}$. Зададим ее нормализованное значение

$$v_{y\omega} = \frac{1}{\omega\omega} \frac{dy}{dt} = \frac{1}{\omega} \frac{dp}{dt}. \quad (10.59)$$

При этом координату p определим выражением

$$p(p_0, \Phi_0, q) = p_0 + \int_0^q \frac{v_{y\omega}}{D [1 + 2D \varnothing(p_0, \Phi_0, q)]} dq. \quad (10.60)$$

Важным упрощающим предположением, вводимым в [53], является пренебрежение влиянием изменения постоянной скорости электронов по сечению потока на фазовую постоянную. Это допущение определяется так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial z} &= \frac{\omega}{v_{0z}} + \frac{\partial \theta(z)}{\partial z} = \frac{\omega}{v_{0z}} + D \frac{\omega}{v_0} \frac{\partial \theta(q)}{\partial q} = \\ &= \frac{\omega}{v_0} \left[\frac{v_0}{v_{0z}} + D \frac{\partial \theta(q)}{\partial q} \right] \approx \frac{\omega}{v_0} \left[1 + D \frac{d\theta(q)}{dq} \right]. \end{aligned} \quad (10.61)$$

Так как в принимаемом приближении $\theta(q)$ — функция только q , то сделана замена $\frac{\partial \theta(q)}{\partial q} = \frac{d\theta(q)}{dq}$.

При указанном допущении, согласно (10.53б) приемлемым для $\Omega \frac{\omega}{2} \ll v_0$, все приведенные формулы упрощаются заменой v_{0z} на v_0 и параметр рассинхронизма b перестает быть функцией координаты y_0 (или p_0).

Теперь рассмотрим уравнение движения (10.2а). Если принять, что сопротивление замедляющей системы велико только для усиливаемого сигнала и гармониками можно пренебречь, то возбуждение системы будет определяться только первой гармоникой электронного потока. В этом случае СВЧ-составляющую потенциала U_c , создаваемую замедляющей системой, можно записать так:

$$U_B(p_0, \Phi_0, q) = \operatorname{Re} \left[\frac{W I_0}{D} A(q) \psi(p) e^{-i\Phi} \right], \quad (10.62)$$

где $A(q)$ — амплитудная функция; $\psi(p)$ — функция связи, учитывающая падение СВЧ-потенциала от замедляющей системы к отрицательному электроду.

Для рассматриваемой плоской задачи найдем

$$\psi(p) = \frac{\operatorname{ch} \frac{\omega y}{v_\Phi}}{\operatorname{ch} \frac{\omega 2a}{v_\Phi}} = \frac{\operatorname{ch} \frac{\omega \omega p}{v_\Phi}}{\operatorname{ch} \frac{\omega 2a}{v_\Phi}}. \quad (10.63)$$

Суммарный потенциал $U_c = U_B + U_n$, где U_n — потенциал, заданный постоянной разностью потенциалов U_{a0} между замедляющей системой и отрицательным электродом. Постоянное поле, создаваемое разностью потенциалов U_n , будет $E_{y\omega} = U_{a0}/2a = U_0/a$. Составляющие поля объемного заряда E_p , равные $E_{pz} = \frac{\partial U_p}{\partial z}$ и $E_{py} = \frac{\partial U_p}{\partial y}$, можно вычислить на основе расчета поля в двухмерной прямоугольной системе, показанной на рис. 10.17.

В [53] получены следующие выражения для E_{pz} и E_{py} :

$$E_{pz} = \frac{\rho_0 \omega v_0}{\pi \epsilon_0 \omega a} F_{pz}, \quad (10.64)$$

$$E_{py} = \frac{\rho_0 \omega v_0}{\pi \epsilon_0 \omega a} F_{py}, \quad (10.65)$$

где F_{pz} и F_{py} представляют собой следующие интегралы:

$$F_{pz} = c_f \int_0^{2\pi} \int_{\frac{a}{w} - \frac{1}{2}}^{\frac{a}{w} + \frac{1}{2}} (1 - e^{-2|\xi|}) \sin\left(\frac{\pi w}{2a} \rho\right) \chi \operatorname{sign}(\xi) d\rho_0 d\Phi_0, \quad (10.66)$$

$$F_{py} = c'_f \int_0^{2\pi} \int_{\frac{a}{w} - \frac{1}{2}}^{\frac{a}{w} + \frac{1}{2}} \left[(1 + e^{-2|\xi|}) \cos\left(\frac{\pi w}{2a} \rho\right) - 2e^{-|\xi|} \cos\left(\frac{\pi w}{2a} \rho'\right) \right] \chi d\rho_0 d\Phi_0. \quad (10.67)$$

В этих выражениях $\xi = \frac{\pi}{2a}(z - z')$ — приведенное расстояние между группами зарядов, расположенных в точках с координатами z и z' ;

$$\chi = \frac{\frac{v_0}{v_z} \sin \frac{\pi w}{2a} \rho' F\left(\frac{h}{2c}, \frac{a}{c} |\xi|\right)}{\left[(1 + e^{-2|\xi|}) - 2e^{-|\xi|} \cos \frac{\pi w}{a} (\rho + \rho') \right] \times \left[(1 + e^{-2|\xi|}) - 2e^{-|\xi|} \cos \frac{\pi w}{2a} (\rho - \rho') \right]}, \quad (10.68)$$

где

$$F\left(\frac{h}{2c}, \frac{a}{c} |\xi|\right) = \operatorname{ctg} \frac{\sin \frac{\pi h}{4c}}{e^{\frac{a}{c} |\xi|} - \cos \frac{\pi h}{4c}} + \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{2 \sin \frac{\pi h}{2c} \left(e^{\frac{a}{c} |\xi|} + \cos \frac{\pi h}{4c} \right)}{\left(e^{\frac{a}{c} |\xi|} + \cos \frac{\pi h}{4c} \right)^2 - \sin^2 \frac{\pi h}{c}}; \quad (10.69)$$

c_f и c'_f — корректирующие коэффициенты, которые при имеющем обычно место $\frac{ac}{(a+c)^2} \ll 1$ можно принять равными единице.

Используя (10.62) — (10.69) в уравнениях (10.2а), получим

$$\begin{aligned} & [1 + 2D \varnothing(p_0, \Phi_0, q)] \frac{\partial \varnothing(p_0, \Phi_0, q)}{\partial q} = \\ & = \frac{\omega \Psi(\rho)}{2\Omega} \left\{ \frac{dA(q)}{dq} \cos \Phi - \frac{A(q) \sin \Phi}{D} \left[1 + D \frac{d\theta(q)}{dq} \right] \right\} + \\ & + \frac{\omega \Omega}{2D^2} \frac{v_{y\omega}}{v_0} + a_p^2 \left(\frac{\omega}{a} \right) F_{pz}. \end{aligned} \quad (10.70)$$

$$\begin{aligned}
& [1+2D \varnothing (\rho_0, \Phi_0, q)] \left[\frac{\partial v_{y\omega}}{\partial q} + \frac{\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)}{D\zeta_{\omega 0}} \right] = \\
& = \frac{a}{\omega} \left[1+D \frac{d\theta(q)}{dq} \right] \frac{\operatorname{ch} \left\{ \zeta_{\omega 0} \rho \left[1+D \frac{d\theta(q)}{dq} \right] \right\}}{\operatorname{ch} \left\{ 2\zeta_{a0} \left[1+D \frac{d\theta(q)}{dq} \right] \right\}} A(q) \cos \Phi + \\
& + \frac{1}{2D\zeta_{a0}\zeta_{\omega 0}} - \frac{a_p^2}{\pi D\zeta_{a0}} F_{py}. \tag{10.71}
\end{aligned}$$

Здесь $\zeta_{a0} = \omega a / v_0$ и $\zeta_{\omega 0} = \omega \omega / v_0$ — условные углы пролета; $a_p = \omega_p / \omega$ — параметр расталкивания для электронного потока бесконечного сечения.

Процессы, происходящие в электронном потоке в результате движения электронов, определяемого (10.70) и (10.71), приводят к изменению объемного заряда, которое можно определить на основе закона сохранения заряда. В рассматриваемом случае заряд с плотностью $\rho_0(z_0, y_0, 0)$, входящий с элементарной площадки $dz_0 dy_0$, далее превращается в заряд $\rho(z, y, t)$ на элементе площадки $dz dy$. На основании этого запишем закон сохранения заряда в таком виде:

$$\rho(y, z, t) dy dz = \rho_0(y_0, z_0, 0) \sum |dy_0 dz_0|, \tag{10.72}$$

где знак суммы учитывает совмещение зарядов за счет перегона.

Используя (10.72), определим линейный заряд, наведенный в замедляющей системе:

$$\begin{aligned}
\rho_l(z, t) &= h \int \psi(y) \rho(y, z, t) dy = \\
&= -|\rho_0| h \int \sum \frac{\psi(y) v_{0z}}{v_0 [1+2D \varnothing (\rho_0, \Phi_0, q)]} \frac{\partial \Phi_0}{\partial \Phi} \frac{\partial y_0}{\partial y} dy, \tag{10.73}
\end{aligned}$$

где в принимаемом ранее приближении можно положить $v_{0z} = v_0$.

После замены в (10.73) переменных можно, разлагая $\rho_l(\Phi, z)$ в ряд Фурье, получить для основной гармоники линейного заряда синусоидальную и косинусоидальную компоненты

$$\rho_{l1s} = -|\rho_0| h \omega \int_0^{\frac{a}{\omega} + \frac{1}{2}} \int_{\frac{a}{\omega} - \frac{1}{2}}^{\frac{a}{\omega} + \frac{1}{2}} \frac{\psi(\rho)}{1+2D \varnothing (\rho_0, \Phi_0, q)} \sin \Phi d\Phi_0 d\rho_0, \tag{10.74}$$

$$\rho_{l1c} = -|\rho_0| h \omega \int_0^{\frac{a}{\omega} + \frac{1}{2}} \int_{\frac{a}{\omega} - \frac{1}{2}}^{\frac{a}{\omega} + \frac{1}{2}} \frac{\psi(\rho)}{1+2D \varnothing (\rho_0, \Phi_0, q)} \cos \Phi d\Phi_0 d\rho_0. \tag{10.75}$$

В качестве простейшего варианта эквивалентной линии может быть взята одномерная однородная эквивалентная линия. Для рассматриваемого случая выражение (8.33) можно переписать так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U_B(z, t)}{\partial t^2} - \frac{\omega^2}{\delta_0^2} \frac{\partial^2 U_B(z, t)}{\partial z^2} + 2\omega D d \frac{\partial U_B(z, t)}{\partial t} = \\ = \frac{\omega}{\delta_0} W \left[\frac{\partial^2 \rho_{11}(z, t)}{\partial t^2} + 2\omega D d \frac{\partial \rho_{11}(z, t)}{\partial t} \right]. \end{aligned} \quad (10.76)$$

Подставляя в это уравнение производные из (10.62), а в правую часть — из (10.74) и (10.75), получим:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A(q)}{dq^2} - A(q) \left[\left(\frac{1}{D} + \frac{d\theta(q)}{dq} \right)^2 - \left(\frac{1+Db}{D} \right)^2 \right] = \\ = - \frac{1+Db}{\pi D} \left[\int_0^{\frac{a}{w} + \frac{1}{2}} \int_0^{2\pi \frac{a}{w} + \frac{1}{2}} \frac{\psi(\rho)}{1+2D \varnothing(\rho_0, \Phi_0, q)} \cos \Phi d\Phi_0 d\rho_0 + \right. \\ \left. + 2dD \int_0^{\frac{a}{w} + \frac{1}{2}} \int_0^{2\pi \frac{a}{w} + \frac{1}{2}} \frac{\psi(\rho)}{1+2D \varnothing(\rho_0, \Phi_0, q)} \sin \Phi d\Phi_0 d\rho_0 \right] \end{aligned} \quad (10.77)$$

и

$$\begin{aligned} 2 \frac{dA(q)}{dq} \left(\frac{1}{D} + \frac{d\theta(q)}{dq} \right) + A(q) \left[\frac{d^2 \theta(q)}{dq^2} + \frac{2d}{D} (1+Db)^2 \right] = \\ = \frac{1+Db}{\pi D} \left[\int_0^{\frac{a}{w} + \frac{1}{2}} \int_0^{2\pi \frac{a}{w} + \frac{1}{2}} \frac{\psi(\rho)}{1+2D \varnothing(\rho_0, \Phi_0, q)} \cos \Phi d\Phi_0 d\rho_0 - \right. \\ \left. - 2dD \int_0^{\frac{a}{w} + \frac{1}{2}} \int_0^{2\pi \frac{a}{w} + \frac{1}{2}} \frac{\psi(\rho)}{1+2D \varnothing(\rho_0, \Phi_0, q)} \sin \Phi d\Phi_0 d\rho_0 \right]. \end{aligned} \quad (10.78)$$

Для того чтобы сделать систему уравнений (10.70) — (10.78) замкнутой, дополним ее уравнением, связывающим скорость, фазу и координату. Дифференцируя (10.56) и вводя соответствующие нормализованные переменные, получим

$$\frac{\partial \Phi(\rho_0, \Phi_0, q)}{\partial q} - \frac{d\theta(q)}{dq} = \frac{1}{D} \left[1 - \frac{1}{1+2D \varnothing(\rho_0, \Phi_0, q)} \right]. \quad (10.79)$$

Для совместного решения приведенных уравнений необходимо установить начальные условия. Для этого определим зависимые переменные и их производные при $q=0$.

На входной плоскости области взаимодействия электронный поток может быть разделен на ряд слоев, параллельных замедляющей системе, а каждый из слоев — на ряд эквивалентных зарядов. Для получения необходимой точности требуется, чтобы каждый слой составлял 4—5 % от общей высоты области взаимодействия $2a$ и имел по крайней мере 32 группы зарядов на слой [53]. При этом начальные координаты ρ и Φ_0 запишем так:

$$\rho_{0j, k} = (a/\omega - 1/2) + k/(n - 1), \quad (10.80)$$

где $k=0, 1, 2, \dots, n$; n — число слоев;

$$\Phi_{0j, k} = 2\pi j/m; \quad (10.81)$$

здесь $j=0, 1, 2, \dots, m$; m — число групп зарядов.

Начальные значения скоростей равны

$$\left. \begin{aligned} v_z &= v_0, \\ v_{y\omega} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10.82)$$

Определим переменные, связанные наличием бегущей волны:

$$\left. \begin{aligned} A(0) &= A_0, \\ \theta(0) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (10.83)$$

где A_0 — произвольная нормализованная амплитуда, подведенная в начале системы.

Предполагая, что изменение $A(q)$ происходит в результате взаимодействия волны с электронами, можно принять

$$\left. \frac{dA(q)}{dq} \right|_{q=0} = 0. \quad (10.84)$$

Изменение фазы Φ в начале замедляющей системы, пока еще не сказалось взаимодействие электронного потока с бегущей волной, определяется параметром рассинхронизма b :

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\omega}{v_0} + \frac{\partial \theta(z)}{\partial z} = \frac{\omega}{v_0} + b. \quad (10.85)$$

Использование приведенных начальных условий позволяет решать систему уравнений (10.70)—(10.79) на ЭВМ и получать данные о физических процессах, протекающих в ЛБВМ.

10.4.2. Результаты расчета по нелинейной теории ЛБВМ

Полученные результаты расчета по приведенным уравнениям [53] приведены далее.

Так как максимальная выходная мощность достигается при полном синхронизме, то расчеты проводились для $b=0$. Вычисление выходной мощности и электронного к. п. д. делалось на основании обычных выражений

$$P_{\text{вых}} = U_m^2 / (2W), \quad (10.86)$$

$$\eta_e = P_{\text{вых}} / (I_0 U_{a0}). \quad (10.87)$$

В (10.86) U_m — амплитуда переменного напряжения на конце замедляющей системы, где $A = A_{\max}$. Величину U_m можно выразить через A_{\max} :

$$U_m^2 = \frac{W^2 I_0^2}{D^2} A_{\max}^2 = W I_0 2U_0 \frac{\omega}{\Omega} A_{\max}^2 = W I_0 U_{a0} \frac{\omega}{\Omega} A_{\max}^2.$$

При этом выражение для электронного к. п. д. можно переписать так:

$$\eta_e = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\Omega} A_{\max}^2. \quad (10.87a)$$

Задаваемый при расчетах уровень входного сигнала определялся в децибелах относительно величины $\frac{\omega}{\Omega} \frac{I_0 U_0}{2}$, т. е. был равен

$$K = 10 \lg \frac{A_0^2}{\frac{\omega}{\Omega} \frac{I_0 U_0}{2}}.$$

На рис. 10.18 приведены кривые $A(q)$ при изменении q от 0 до 10 для значений $D=0,1$, $b=0$, $K=-30$, $\Omega/\omega = 0,5$, $\frac{\omega}{a} = 0,1$ и величинах $a_p = \omega_p/\omega$, равных 0 и 0,5, т. е. при отсутствии влияния объемного заряда и значительном его влиянии. Как видно из сопоставления кривых, влияние объемного заряда уменьшает величину нормализованной амплитуды $A(q)$ и требуется до-

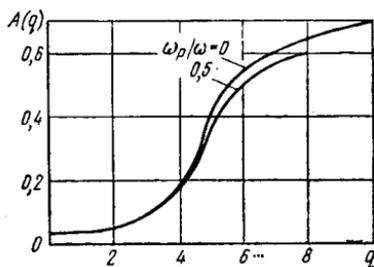


Рис. 10.18. Кривые зависимости амплитуды напряжения на замедляющей системе от ее длины при отсутствии влияния и значительном влиянии объемного заряда для бриллюэновского потока

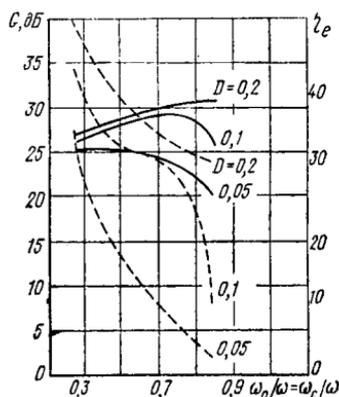


Рис. 10.19. Влияние объемного заряда на усиление (сплошные кривые) и к. п. д. (пунктирные кривые) для $\omega/a=0,1$, $k=-30$ и $b=0$

полнительное увеличение нормализованной длины q для получения того же значения величины амплитуды. Отметим, что кривые, приведенные на рисунке, хорошо отображают эффект насыщения.

Обратимся теперь к влиянию объемного заряда на коэффициент усиления по мощности G и электронный к. п. д. η_e . Соответ-

ствующие кривые для $a_p = \omega_p / \omega = \Omega / \omega$, т. е. бриллюэновского потока, при $\omega/a = 1$, $K = -30$ и $b = 0$ показаны на рис. 10.19. Кривые рассчитаны для такой протяженности замедляющей системы, когда на нее попадает 70 % тока. Сплошные кривые, отображающие значения G , показывают относительно небольшое изменение этой величины при росте a_p в три раза, причем для $D = 0,2$ наблюдается даже рост усиления по мощности. Пунктирные кривые, отображающие изменение η_e , указывают на значительное падение электронного к. п. д. при любых значениях D .

Результаты расчета величин G и η_e при разном отборе тока на замедляющую систему для $D = 0,005$, $b = 0$, $\omega/a = 0,1$, $a_p = \Omega/\omega$ для четырех значений $a_p = 0,25$; 0,50; 0,75 и 1 даны в табл. 10.1.

Таблица 10.1

| a_p | Отбор тока | | | | | |
|-------|------------|----------|--------------|------|----------|--------------|
| | 50 % | | | 70 % | | |
| | q | G , дБ | η_e , % | q | G , дБ | η_e , % |
| 0,25 | 7,3 | 24,24 | 26,10 | 8,5 | 25,43 | 34,38 |
| 0,50 | 3,4 | 24,90 | 15,30 | 5,7 | 25,30 | 17,00 |
| 0,75 | 5,4 | 23,00 | 6,50 | 5,5 | 24,30 | 8,80 |
| 1,00 | 2,9 | 9,70 | 0,23 | 5,95 | 20,00 | 2,50 |

Как видно из таблицы, когда $y_{00} = a$ и $U_0 = \frac{1}{2} U_{a0}$, электронный к. п. д. при заметном влиянии объемного заряда не превышает 40 %. Так как запас потенциальной энергии электронного потока, который может быть передан замедляющей системе, опре-

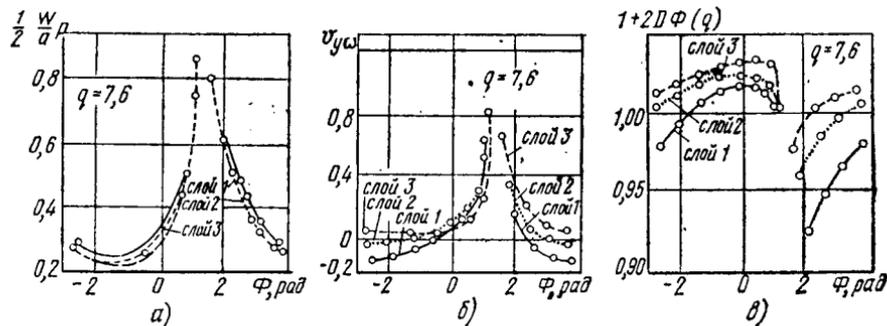


Рис. 10.20. Расположение электронов в пространстве взаимодействия и скорости электронов при значениях q , соответствующих 70 % отбору тока

деляется разностью потенциалов между электронным потоком и системой, то при $y_{00} = a$ и соответственно $U_0 = \frac{1}{2} U_{a0}$ достижимый в приборе к. п. д. всегда будет меньше: $\eta_{e \max} = 1 - U_0 / U_{a0} = 0,50$.

Далее приведены результаты расчета траекторий и скоростей электронов при значении q , соответствующем 70 % отбора тока в зависимости от фазы для $D=0,05$, $\omega/a=0,1$, $b=0$, $K=-30$ и $a_p=\Omega/\omega=0,25$ для трех электронных слоев. На рис. 10.20, *a* дается расположение электронов в пространстве взаимодействия, причем значения $\frac{1}{2} \frac{\omega}{a} p=0$ и $\frac{1}{2} \frac{\omega}{a} p=1$ соответствуют положению отрицательного электрода и замедляющей системы. На рис. 10.20, *б* даны величины переменной скорости по оси Y , т. е. значения $v_{y\omega}$.

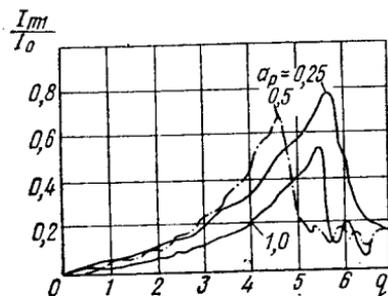


Рис. 10.21. Результаты расчета амплитуды тока первой гармоники для разных значений a_p

I_{m1}/I_0 от значения нормализованной длины q . Расчеты производились при $D=0,1$, $b=0$, $\omega/a=0,1$ и $K=-30$ для трех значений $a_p=\Omega/\omega=0,25$; 0,5 и 1. Из кривых видно, что максимальное значение отношения I_{m1}/I_0 приближается к 0,8 при $a_p=0,25$.

На рис. 10.20, *в* приведены значения скорости электронов по оси Z в относительных единицах $v_z/v_0=1+2D\phi(q)$. Как и следовало ожидать, электроны, находящиеся в максимуме тормозящей фазы ($\Phi=\pi/2$), имеют наибольшее отклонение по оси Y и соответственно наибольшее значение скорости $v_{y\omega}$. Скорость v_z имеет минимум в той же точке.

Теперь укажем результат расчета амплитуды первой гармоники тока I_{m1} . На рис. 10.21 даны кривые зависимости отношения

10.4.3. О нелинейной теории ЛОВМ. Результаты расчета

При рассмотрении теории ЛОВ типа О было показано, что она может быть построена на основе уравнений теории ЛБВ. При этом необходимо только изменить знак правой части в уравнении возбуждения. То же будет и при переходе от ЛБВМ к ЛОВМ.

Изменение знака в правой части уравнения (10.76) и соответственно в правой части вытекающих из него выражений (10.77) и (10.78) делают выведенную систему уравнений пригодной для расчетов физических процессов в ЛОВМ. Приведем результаты этих расчетов, полученных в [53].

В табл. 10.2 приводятся данные, определяющие пусковые условия ЛОВ при $D=0,05$ и $\omega/a=0,1$.

Таблица 10.2

| $\frac{\Omega}{\omega}$ | $2E_{a0}$ | γ_{\min} | $(DN_s)_{\min}$ |
|-------------------------|-----------|-----------------|-----------------|
| 0,25 | 4,10 | 3,08 | 0,490 |
| 0,5 | 2,05 | 2,21 | 0,552 |
| 1,0 | 1,03 | 2,44 | 0,388 |

Третий столбец таблицы дает минимальные значения нормализованной длины $q = D\zeta_0 = D \frac{\omega z}{v_0}$, а четвертый — соответствующие минимальные значения произведения DN_s , ($N_s = \zeta_0/2\pi$) — число замедленных волн, укладываемых вдоль замедляющей системы.

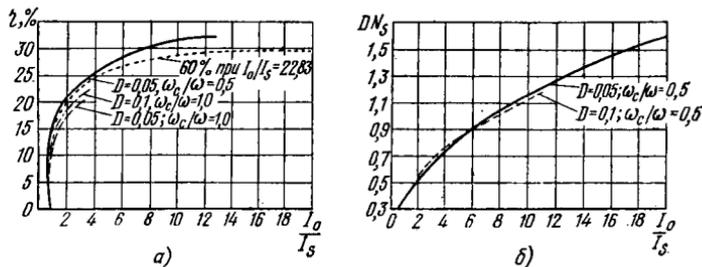


Рис. 10.22. Кривые, определяющие зависимость электронного к. п. д. и длины замедляющей системы в зависимости от отношения I_0/I_s

На рис. 10.22, а даны результаты расчета электронного к. п. д. в зависимости от отношения рабочего тока к пусковому, т. е. I_0/I_s . Расчеты приведены для двух значений величин $\Omega/\omega = 0,5$ и 1 и $D = 0,05$ и 0,10.

Так как отношение I_0/I_s определяется величиной DN_s , то на рис. 10.22, б дается зависимость $DN_s = f(I_0/I_s)$. Отметим, что данные рис. 10.22 получены в приближении, соответствующем пренебрежению влиянием объемного заряда.

§ 10.5. Примеры расчета магнетронов

Пример 16. Расчеты анодного напряжения и полного к. п. д. многорезонаторного магнетрона.

Рассчитать анодное напряжение U_{a0} и полный к. п. д. четырех многорезонаторных магнетронов с данными, приведенными в табл. 10.3.

Таблица 10.3

| Тип магнетрона | Число резонаторов N | Радиусы | | Длина волны λ , см | Магнитная индукция B , Гл | Контурный к. п. д. η_k , % | Примечание |
|-----------------|-----------------------|-------------------|------------------|----------------------------|-----------------------------|---------------------------------|------------|
| | | катода r_k , см | анода r_a , см | | | | |
| 700 AD 5J22 | 6 | 0,4050 | 1,7410 | 43,0 | 0,065 | 95 | Непакетный |
| | 8 | 0,9500 | 1,7400 | 23,4 | 0,140 | 82 | |
| 720 A—E 4J50 | 8 | 0,2710 | 0,7200 | 10,7 | 0,260 | 93 | Непакетный |
| | 16 | 0,2642 | 0,4400 | 3,2 | 0,690 | 71 | |

Обращаясь к формулам (10.42а), (10.45), (10.47) и подставляя в них значения величин из таблицы, получим:

для 700 AD, полагая $|k| = N/2 = 3$,

$$U_{a0} = 9,42 \cdot 10^6 \frac{r_a^2}{|k|\lambda} \left[1 - \left(\frac{r_k}{r_a} \right)^2 \right] \left(B - \frac{1,07}{|k|\lambda} \right) = 9,42 \cdot 10^6 \frac{1,741^2}{3 \cdot 43,0} \times$$

$$\times \left[1 - \left(\frac{0,405}{1,741} \right)^2 \right] \left(0,065 - \frac{1,07 \cdot 10^4}{3 \cdot 43,0} \right) = 11,9 \cdot 10^3 \text{ В,}$$

$$\eta_e = 1 - 11,4 \frac{10^{-8} U_{a0}}{(r_a - r_k)^2 B^2} = 1 - 11,4 \frac{10^{-8} \cdot 11,9 \cdot 10^3}{(1,741 - 0,405)^2 \cdot 0,065^2} = 0,82;$$

$$\eta = \eta_e \eta_k = 0,82 \cdot 0,95 = 0,78;$$

для 5J22, полагая $|k| = N/2 = 4$,

$$U_{a0} = 9,42 \cdot 10^6 \frac{1,740^2}{4 \cdot 23,4} \left[1 - \left(\frac{0,950}{1,740} \right)^2 \right] \left(0,140 - \frac{1,07}{4 \cdot 23,4} \right) = 28 \cdot 10^3 \text{ В;}$$

$$\eta_e = 1 - 11,4 \frac{10^{-8} \cdot 28 \cdot 10^3}{(1,740 - 0,950)^2 \cdot 0,140^2} = 0,74;$$

$$\eta = 0,74 \cdot 0,82 = 0,60;$$

для 720 А—Е, полагая $|k| = N/2 = 4$,

$$U_{a0} = 9,42 \cdot 10^6 \frac{0,720^2}{4 \cdot 10,7} \left[1 - \left(\frac{0,271}{0,720} \right)^2 \right] \left(2600 - \frac{1,07}{4 \cdot 1,07} \right) = 23 \cdot 10^3 \text{ В;}$$

$$\eta_e = 1 - 11,4 \frac{10^{-8} \cdot 23 \cdot 10^3}{(0,720 - 0,271)^2 \cdot 2600^2} = 0,81;$$

$$\eta = 0,93 \cdot 0,81 = 0,75;$$

для 4J50, полагая $|k| = N/2 = 8$,

$$U_{a0} = 9,42 \cdot 10^6 \frac{0,4400}{8 \cdot 3,2} \left[1 - \left(\frac{0,2642}{0,4400} \right)^2 \right] \left(0,690 - \frac{1,07}{8 \cdot 3,2} \right) = 2,96 \cdot 10^3 \text{ В;}$$

$$\eta_e = 1 - 11,4 \frac{10^{-8} \cdot 2,96 \cdot 10^3}{(0,4400 - 0,2642)^2 \cdot 0,690^2} = 0,77;$$

$$\eta = 0,77 \cdot 0,71 = 0,55.$$

Результаты расчета сведены в табл. 10.4, где приведены и значения относительной ошибки расчетов.

Таблица 10.4

| Тип лампы | Анодное напряжение | | | Полный к. п. д. | | |
|-----------|-----------------------------------|-----------------------------------|--|----------------------|---------------------|---|
| | значения | | относительная ошибка $\frac{U_{a0} - U_{a0}''}{U_{a0}} \times 100, \%$ | значения | | относительная ошибка $\frac{\eta' - \eta''}{\eta''} \times 100, \%$ |
| | расчетные $U_{a0}, \text{ кВ}$ | опытные $U_{a0}'', \text{ кВ}$ | | расчетные η' | опытные η'' | |
| 700 AD | 11,9 | 12,0 | 0,8 | 0,78 | 0,33 | 136 |
| 5J22 | 28,0 | 27,0 | 3,7 | 0,60 | 0,48 | 25 |
| 720 А—Е | 22,6 | 24,0 | 5,7 | 0,75 | 0,63 | 19 |
| 4J50 | 29,6 | 27,0 | 5,9 | 0,55 | 0,47 | 17 |

Как видно из данных таблицы, расчет анодного напряжения дает очень малую погрешность. Worse обстоит дело с расчетом к. п. д. Если же исключить магнетрон 700 AD, у которого отсутствуют связи и имеется большое отношение $r_a/r_k = 4,3$, что делает его малопригодным для расчетов с использованием принятой плоской модели пространства взаимодействия, то расчеты для других приборов можно считать имеющими приемлемое приближение.

Отметим, что получающиеся завышенные значения расчетного к. п. д. согласуются с тем, что формула (10.45) дает максимально достижимое значение электронного к. п. д.

ГЛАВА 11

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИЙ ПРИБОРОВ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

§ 11.1. Введение

Современное состояние приборов со скрещенными полями является результатом многочисленных отечественных и зарубежных исследований. Прежде всего надо отметить работы, проведенные в институте радиоэлектронной промышленности в конце 30-х — начале 40-х годов по инициативе известного советского радиоспециалиста профессора М. А. Бонч-Бруевича. В этих исследованиях, выполненных Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым [94], и были впервые созданы мощные высокоэффективные магнетроны с объемными резонаторами в теле анода, что явилось основой современной конструкции таких приборов. Далее, в отраслевой вакуумной лаборатории при заводе «Светлана» коллективом, работавшим под руководством С. А. Зусмановского, были созданы первые промышленные образцы многорезонаторных магнетронов большой мощности. Отметим большое значение проведенных в СССР работ по созданию аксиально развитых и двумерно периодических структур для современного развития мощных многорезонаторных магнетронов.

Важным этапом развития отечественной науки в области приборов со скрещенными полями явились работы, проведенные коллективом под руководством П. Л. Капицы. Эти работы имели не только фундаментальное значение для развития теории многорезонаторных магнетронов (см. § 10.1), но и привели к созданию нового мощного высокоэффективного прибора — ниготрона [87, 95], имеющего промышленный образец [96].

В заключение укажем работы по созданию приборов со скрещенными полями, использующих взаимодействие пространственно-периодических (винтовых и трохонидальных) электронных потоков с незамедленными электромагнитными волнами в волноводах. Такая возможность была установлена С. И. Тетельбаумом, создавшим прибор с незамедленной волной, получивший название фазохрон [97]. В дальнейшем этот вопрос был развит в исследованиях А. В. Гапонова-Грехова и его сотрудников [98, 99, 100, 101 и 102]. В результате этих исследований было создано новое научное направление, приведшее к разработке серии принципиально новых приборов, использующих явление циклотронного резонанса. Авторы называли эти приборы мазерами циклотронного резонанса.

на н с а (МЦР). В научной литературе употребляется и другой термин — гирорезонансные приборы [49].

Отметим, что физика явлений в приборах, использующих циклотронный резонанс, будет кратко рассмотрена в приложении VII.

§ 11.2. Особенности конструкций приборов, использующих замкнутый электронный поток

Рассмотрение конструкций приборов с замкнутым электронным потоком начнем с многорезонаторных магнетронов. На рис. 11.1 приведены три типа резонаторов, используемых в многорезонаторных магнетронах. Каждый из изображенных резонаторов имеет одну и ту же резонансную частоту. Тип *a* является короткозамкнутым на одном конце отрезком плоской линии, длина которого равна четверти длины резонансной волны. Длина резонаторов типов *б* и *в* меньше длины резонатора типа *a* благодаря влиянию емкости у открытого конца.

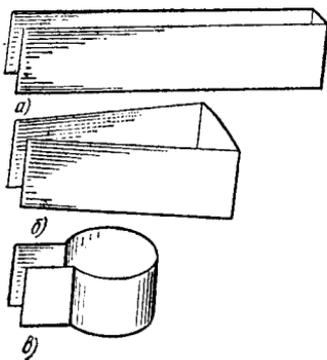


Рис. 11.1. Три характерных типа полостей, применяемых в резонаторной системе магнетрона

При использовании любой формы резонаторов в анодном блоке возникает связь между ними, что делает систему с N резонаторами способной к N видам колебаний. Собственные частоты колебаний разных видов близки к собственной частоте колебаний типа λ , используемой в работе магнетрона, что существенно ухудшает его работу.

При использовании любой формы резонаторов в анодном блоке возникает связь между ними, что делает систему с N резонаторами способной к N видам колебаний. Собственные частоты колебаний разных видов близки к собственной частоте колебаний типа λ , используемой в работе магнетрона, что существенно ухудшает его работу.

Для разнесения по шкале частот рабочих и паразитных колебаний применяют два метода. *Первый* основан на том, что увеличение связи между резонаторами увеличивает расстояние между возможными частотами колебаний. Этот метод реализуется применением так называемых связок. *При втором* методе возможные частоты колебаний связанных резонаторов могут быть разнесены за счет расстройки резонаторов. Такой метод использован в системе, называемой *разнорезонаторной*.

Для пояснения первого метода рассмотрим рис. 11.2, где приведены четыре возможных варианта осуществления связок применительно к восьмirezонаторному магнетрону: *a* — изображает тип несимметричного связывания проволочными дужками; *б* — тип единичного кольцевого связывания; *в* — представляет случай ступенчатого проволочного связывания и *г* — случай двойного кольцевого связывания. В вариантах *a* и *б* связки укрепляются на противоположных основаниях цилиндра анодного блока, причем в левой части рисунка радиусы пока-

заны разными только во избежание слияния линий. Представленный внизу рисунка разрез по линии АА для случая связок типа *г* дает представление о том, как связывающие кольца могут быть погружены в анодный блок с целью их экранировки. Отметим, что вариант *г* дает наибольший эффект раз-

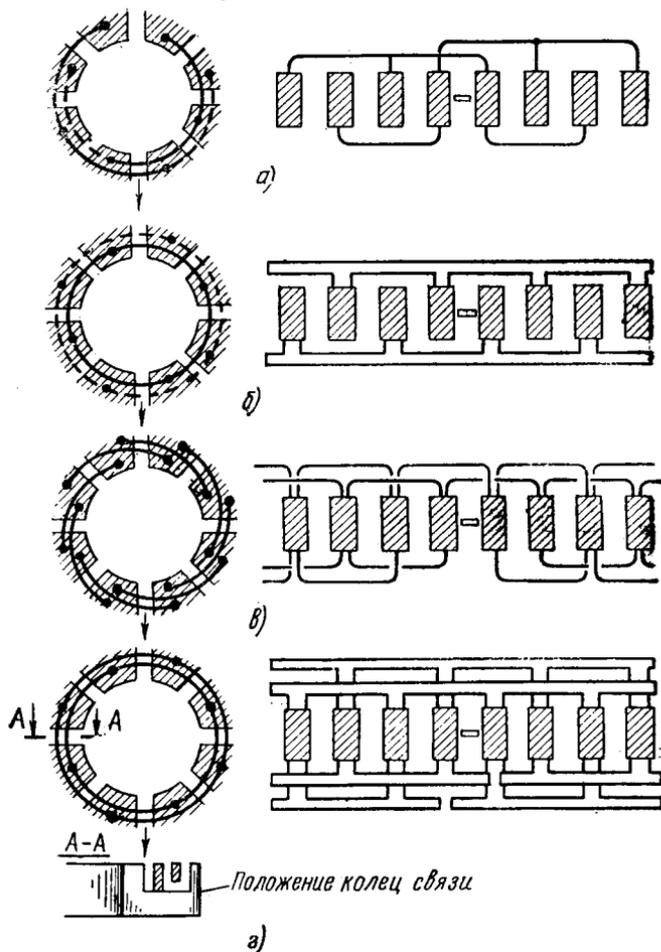


Рис. 11.2. Схема четырех различных типов связок в системе резонаторов магнетрона. Слева показан цилиндр анодного блока со связками со стороны его основания, справа изображен анодный блок со связками в развернутом виде

носа частот различных видов колебаний, так как обеспечивает наибольший коэффициент связи между резонаторами. Если при отсутствии связок волны всех четырех возможных видов колебаний укладываются в интервалы длин волн между 9 и 10 см, то в случае *г* получается два вида колебаний $n = 1$ волна $\lambda \approx 5$ см, для $n = 2$ $\lambda \approx 6,5$ см, для $n = 3$ $\lambda \approx 8,5$ см и для рабо-

чего вида колебаний $n = 4$ волна $\lambda \approx 13,5$ см. Опыт показывает, что для хорошей работы резонаторной системы магнетрона надо внести в систему асимметрию. Она необходима для создания определенной ориентации стоячих волн, возникающих в резонаторном блоке, по отношению к резонатору с петлей связи, также создающем асимметрию. Связь типа *a* на

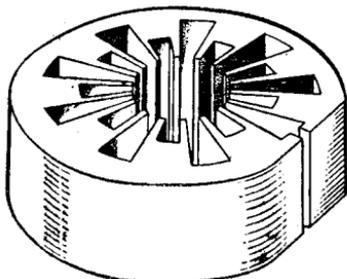


Рис. 11.3. Разнорезонаторная система магнетрона.

На рисунке представлен случай 18 резонаторов. Вывод высокочастотной энергии осуществляется через щель, выточенную в задней стенке одного из резонаторов (в правой части резонаторной системы на рисунке)

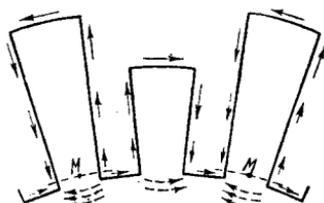


Рис. 11.4. Диаграмма, поясняющая возникновение в высокочастотном поле взаимодействия разнорезонаторной системы составляющей, не зависящей от азимутального угла, при колебаниях типа π

рис. 11.2 является асимметричной. Что же касается типов *b*, *v* и *g*, то эти связи симметричны, но их симметрия обычно преднамеренно нарушается так называемыми разрывами, которые показаны на рис. 11.2 применительно к случаям *v* и *g*. В случае *v* удалены две связывающие дужки, а в случае *g* сделаны разрывы в сплошных симметричных (до разрыва) кольцевых связках. Отметим, что разрывы делаются обычно в местах, диаметрально противоположных резонатору с петлей связи.

Обратимся теперь к другому методу разнесения частот различных видов колебаний, использующему разнорезонаторную систему, которая приведена на рис. 11.3 для случая 18 резонаторов. Как следует из сказанного ранее, эта система дает хорошее разнесение частот без применения связок, что особенно важно при конструировании магнетронов на диапазоны очень коротких волн, где осуществление связок затруднено. Их отсутствие в разнорезонаторной системе позволяет получить более высокую ненагруженную добротность и соответственно более высокое значение контурного к. п. д. Однако эта система имеет существенный недостаток. Он заключается в возникновении в пространстве взаимодействия составляющей СВЧ-поля, которая не зависит от азимутального угла. Появление этой составляющей можно объяснить следующим образом. Частота используемых колебаний типа π лежит между частотами собственных колебаний больших и малых резонаторов. Поэтому электрические размеры большого резонатора оказы-

ваются больше, а малого — меньше тех, при которых максимум СВЧ-потенциала и соответственно узел тока могут быть на поверхности анодного цилиндра в центре щелей резонаторов. В результате максимум СВЧ-потенциала оказывается смещенным в щель большого резонатора, как это показано на рис. 11.4, где максимум отмечен точкой *M*. Этому соответствует большее поле между сегментами у входа в большой резонатор и меньшее у входа в малый. На рисунке это показано пунктирными стрелками. Так как все большие резонаторы колеблются в одной фазе, противоположной фазе колебаний малых, то поля соседних неравных резонаторов не компенсируются и появляется составляющая СВЧ-поля, независящая от азимутального угла. В результате на поверхности сегментов анода возникают составляющие тока, текущие в одном направлении, как показано на рисунке, где сплошными стрелками отмечаются токи на внутренней поверхности анодного блока, причем длина стрелок соответствует величине текущего тока.

Степень разделения частот возрастает в разнорезонаторной системе с увеличением отношения размеров больших и малых резонаторов. Одновременно увеличивается и составляющая СВЧ-поля, независящая от азимутального угла, которая может существенно уменьшать эффективность взаимодействия электронного потока с полем бегущей волны. Если электроны взаимодействуют с полем основных колебаний вида π в течение сравнительно большого времени в несколько периодов, то действие составляющей, независящей от азимутального угла, усредняясь, сводится к нулю. Однако на очень коротких волнах, когда циклотронная частота может приближаться к частоте резонаторной системы (из-за технических трудностей получения очень больших магнитных полей), дело обстоит иначе. Когда произведение длины рабочей волны на индукцию магнитного поля для цилиндрических конструкций, уменьшаясь, оказывается близкой к значению $\lambda B = 1,25$ Тл·см, электронные траектории под действием составляющей, не зависящей от азимутального угла, сильно искажаются и к.п.д. магнетрона падает. В таких случаях увеличение отношения размеров больших и малых резонаторов, полезное для разнесения частот, должно быть ограничено из-за необходимости уменьшения составляющей поля, не зависящей от азимутального угла.

11.2.1. Механическая перестройка рабочей волны многорезонаторных магнетронов

Важной особенностью конструкций современных многорезонаторных магнетронов является введение устройств, позволяющих производить механическую перестройку рабочей волны. Обычно применяется так называемый симметричный вид настройки, при которой производится одновременная настройка всех резонаторов анодного блока так, чтобы не нарушить угловую симметрию рабочего вида колебаний (обычно

п-вида). Имеется три вида настройки: *индуктивная, емкостная* и настройка *с помощью связанного контура*. В первом случае индуктивность резонансной системы регулируется изменением отношения объема и поверхности той области резонаторов, где

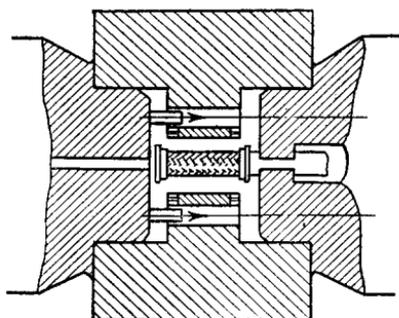


Рис. 11.5. Магнетрон 2J51, настраиваемый индуктивной коронкой

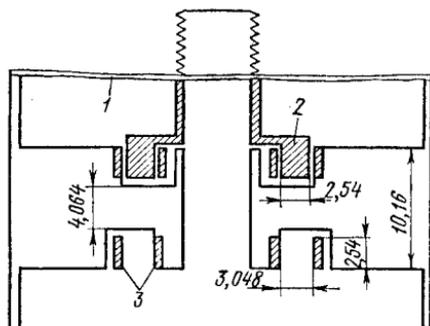


Рис. 11.6. Резонансная система магнетрона QK59, настраиваемого емкостной коронкой:

1 — вакуумная мембрана; 2 — настраиваемое кольцо; 3 — связки

протекают наибольшие токи. При этом меняется и ненагруженная добротность резонаторов.

На рис. 11.5 дается пример индуктивной настройки в магнетроне 2J51. Из рисунка видно, что стержни, размещенные на специальной коронке, перемещаясь по линиям, параллельным оси магнетрона, могут входить в резонаторы, меняя объем и, следовательно, их индуктивность.

Один из возможных вариантов емкостной настройки показан на рис. 11.6 на примере магнетрона QK59. В промежуток между кольцевыми связками магнетрона с двойной системой связей

вдвигается полый металлический цилиндр, увеличивающий общую емкость связей, а вместе с тем и резонансную волну магнетрона. Отметим, что недостатком емкостной настройки является возможность появления пробоя, так как настраиваемый элемент находится в области высоких напряжений.

Наибольший диапазон механической перестройки может быть достигнут при одновременном использовании индуктивной и емкостной настроек. Этот способ пояснен рис. 11.7 на примере магнетрона ZP639. Как видно из рисунка, кольцо

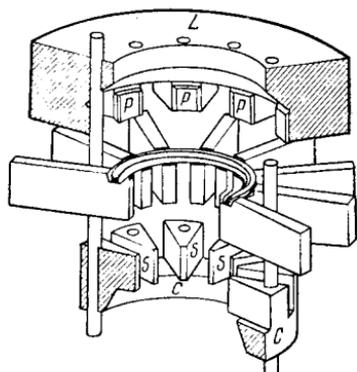


Рис. 11.7. Конструкция магнетрона ZP639, в котором индуктивная настройка сочетается с емкостной

С, создающее емкостную настройку с помощью элементов S, меняющих емкость между концами сегментов анода, соедине-

но стержнями, проходящими через резонаторы, с кольцом L , создающим с помощью элементов P индуктивную настройку. При вертикальном перемещении этой системы из колец C и L емкость и индуктивность резонаторов одновременно увеличиваются или уменьшаются. Такая система перестройки обеспе-

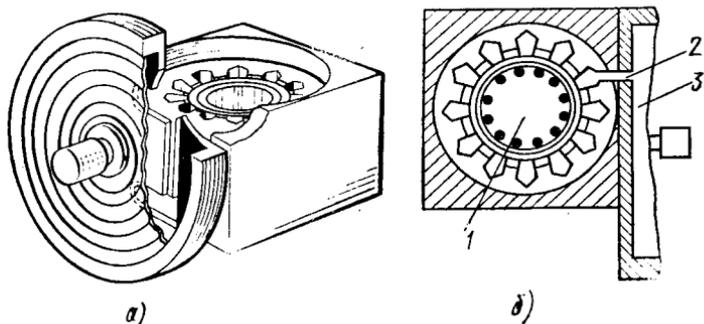


Рис. 11.8. Магнетрон 4J75, настраиваемый объемным резонатором при щелевой связи с резонаторным блоком:

a — общий вид; b — разрез; 1 — магнетрон; 2 — щель; 3 — объемный резонатор

чивает изменение длины рабочей волны от 12 до 17 см при изменении к. п. д. от 53 до 60 % при анодном напряжении $U_{a0} = 5$ кВ и подводимой мощности $P_0 = 1$ кВт.

Настройка с помощью вспомогательного объемного резонатора, связанного с резонансной системой магнетрона, показана на рис. 11.8 на примере магнетрона 4J75. Как видно из рисунка, объемный резонатор с гибкой диафрагмой для перестройки связывается через щель с одним из резонаторов магнетрона. Приведенная конструкция дает возможность перестройки рабочей волны λ от 9,9 до 10,6 см при изменении к. п. д. от 40 до 45 % при импульсном анодном напряжении 28,1—29,1 кВ, индукции магнитного поля $B = 0,27$ Тл и выходной мощности 800—870 кВт. Достоинством метода перестройки частоты магнетрона с использованием вспомогательного резонатора является возможность получения большой нагруженной добротности и увеличения стабильности генерируемой частоты.

11.2.2. Конструкция выводов многорезонаторных магнетронов. Катоды

Как и в других мощных приборах СВЧ, в зависимости от длины волны в многорезонаторных магнетронах используется либо коаксиальная, либо волноводная конструкция вывода энергии. На рис. 11.9 приведена конструкция типового коаксиального вывода магнетронов на волну 10 см и более. Особый интерес представляет бесконтактная или дроссельная связь, примененная во внутреннем и внешнем проводниках и состоящая из сложенного участка концентрической линии, имеющего полное сопротивление у зазора, равное нулю. Случаи a и b —

два варианта дросселя во внешнем проводнике. На рис. 11.10 дается конструкция типового волноводного вывода, используемого на волнах короче 10 см. Отметим, что форма резонаторов может быть другая (см., например, рис. 11.3), а трансформатор

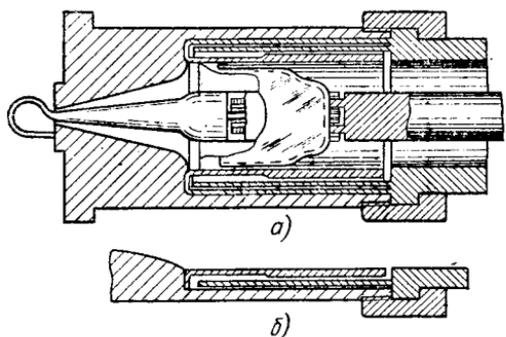


Рис. 11.9. Разрез типового коаксиального вывода, применяемого в магнетронах на волну 10 см и более

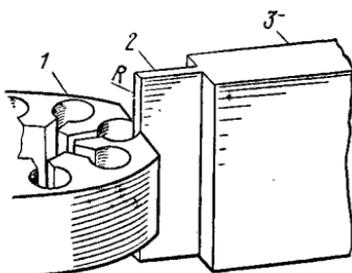


Рис. 11.10. Вывод волнового типа:

1 — резонаторная система; 2 — трансформаторная часть; 3 — волновод

маторная часть вывода может иметь сечение, отличное от прямоугольного (например, двутавровое).

На рис. 11.11 дана конструкция катодов для многорезонаторных импульсных магнетронов сантиметровых волн, где для

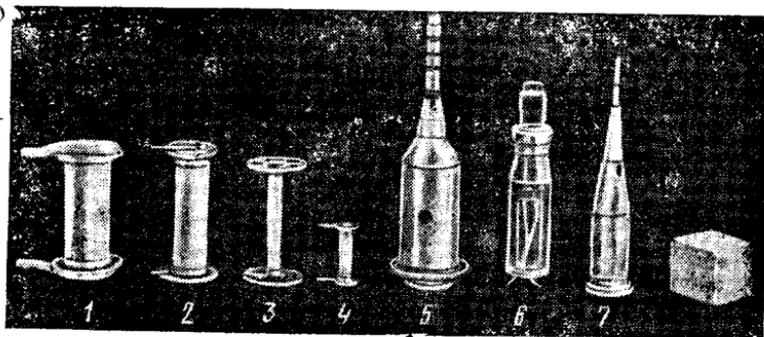


Рис. 11.11. Примеры конструкций катодов магнетронов.

В случаях 5, 6 и 7 показаны катоды вместе с их держателями, причем активная часть катодов отмечена обложкой

сравнения показан кубик с ребрами в 1 см. На этом рисунке: 1, 2 — катоды с оксидным покрытием на шероховатой подложке; 3 — металлизированный катод, оксидное покрытие на подложке из никелевой сетки; 4 — катод с оксидным покрытием на гладкой никелевой подложке; 5, 6, и 7 — катоды с оксидным покрытием на синтезированной матричной основе из никелевого порошка. В случаях 1, 2, 3, и 4 хорошо видны дисковые экраны на концах катода, служащие для экранирования прост-

ранства взаимодействия и препятствующие выходу электронов из него и бомбардировке электронами колбы магнетрона. В случаях 5, 6 и 7 показано крепление катодов, причем активная часть катода отмечена скобкой. Отметим, что возможны и другие виды катодов, которые описаны в § 1.11 курса ЭЛ.

11.2.3. Примеры конструкций мощных многорезонаторных магнетронов. Конструкция и данные амплитрона. Ниготрон

На рис. 11.12 и 11.13 показаны импульсные магнетроны. На рис. 11.12 изображен магнетрон, отдающий 1 МВт импульс-

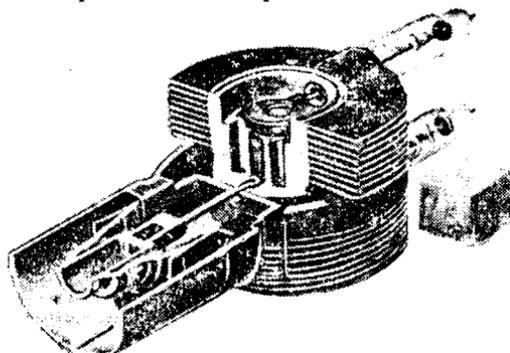


Рис. 11.12. Типичный импульсный магнетрон ($\lambda = 10,7$ см; $P_{\text{вых}} = 1$ МВт и $\eta = 63\%$)

ной мощности при $\lambda = 10,7$ см, $\eta = 63\%$. На рисунке видны радиаторы воздушного охлаждения, а сделанный вырез позволяет увидеть петлю связи и конструкцию вывода, а также один из боковых экранов катода. На рис. 11.13 изображен импульсный пакетированный (т. е. имеющий смонтированные вместе с приборами постоянные магниты) магнетрон с механической перестройкой частоты, отдающую импульсную мощность 55 кВт в диапазоне $\lambda = 3,12 \div 3,54$ см при $\eta = 28\%$. На рисунке через вырез видны механизм настройки, вакуумный сильфон и центральный проводник выходной коаксиальной линии, конец которого образует антенну в волноводе.

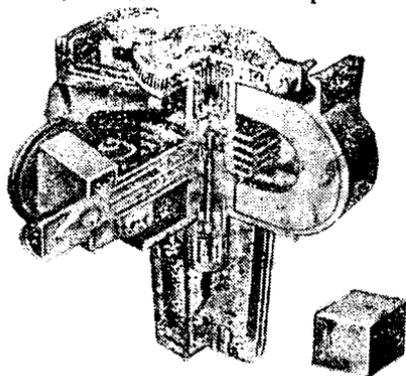


Рис. 11.13. Типичный импульсный пакетированный магнетрон с механической перестройкой частоты ($\lambda = 3,12 \div 3,54$ см; $P_{\text{вых}} = 55$ кВт и $\eta = 28\%$)

Одним из важнейших достижений в технике современных

многорезонаторных магнетронов (см. § 11.1) является использование аксиально развитых систем, т. е. магнетронов с длинным анодом. При этом возникают затруднения с обеспечением синхронизма по всей длине магнетрона, и использование связок оказывается бесполезным, так как они перестают влиять на процессы в центральной части анодного блока. Возможность вредного влияния высших аксиальных колебаний является единственной и основной проблемой в конструировании длинного резонаторного блока. Решить вопрос можно при использовании симметричного выходного устройства, которое аксиально отводит энергию из резонаторов к одному из торцов анода. При этом для создания магнитного поля используется соленоид. На рис. 11.14 и 11.15 приведена конструкция магнетрона с анодом, приблизительно равным длине волны. Из рисунков видно, что выходная антенна 8 на рис. 11.14 присоединяется к резонаторам через один с помощью коротких переходов 1 на рис. 11.15. Для нейтрализации емкости между антенной и экраном катода (на нижнем конце последнего), способствующей возникновению паразитных колебаний, введены нейтрализующие стержни 2 на

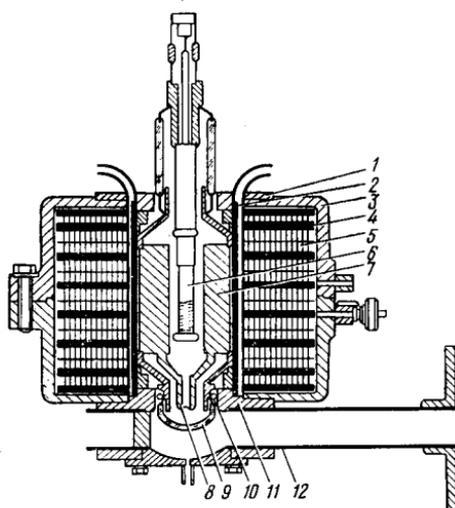


Рис. 11.14. Магнетрон с длинным анодом; лампа, соленоид и волноводный узел: 1 — верхний полюсный наконечник; 2 — рубашка охлаждения; 3 — кожух соленоида; 4 — охлаждающий диск; 5 — обмотка соленоида; 6 — катод; 7 — анод; 8 — коаксиальный вывод; 9 — выходное окно; 10 — контактная пружина; 11 — нижний полюсный наконечник; 12 — выходной волновод

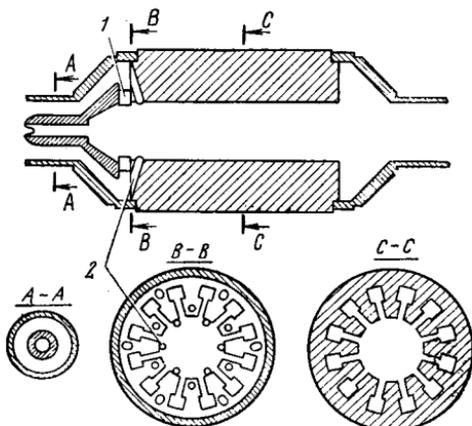


Рис. 11.15. Анод и детали вывода энергии магнетрона с длинным анодом

рис. 11.15. Этот магнетрон позволяет получить на волне $\lambda = 10,7$ см при к. п. д. $\eta = 50\%$ выходную мощность $P_{\text{вых}} = 5$ МВт [82].

Рассмотрев конструктивные особенности многорезонаторных магнетронов, перейдем к изложению материала по амплитронам. На рис. 11.16 показан дециметровый амплитрон QR434 без боковой крышки, что позволяет увидеть его внутреннее устройство. На рис. 11.17 дано схематическое изображение платинотрона, позволяющее рассмотреть основные элементы прибора. Здесь хорошо видны лопаточная конструкция анодного блока и двухпроводная линия в виде дисковых колец 1 и 2, замыкающих лопатки анода через одну.

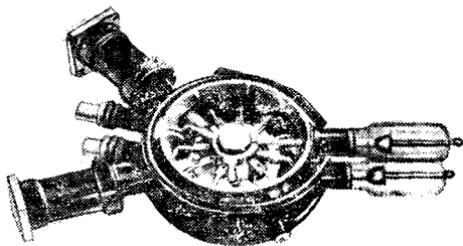


Рис. 11.16. Общий вид амплитрона (без магнита и крышки)

Использование этого амплитрона в качестве усилителя, т. е. в режиме амплитрона, можно охарактеризовать кривыми, приведенными на рис. 11.18. Они показывают зависимость выходной мощности от входной при разных значениях мощности анодного питания P_0 . Рассмотрение кривых показывает, что выходная мощность больше зависит от мощности питания, чем от мощности возбуждения. Этот результат понятен, если учесть особенности электронного механизма амплитрона, обеспечивающего возбуждение колебаний даже без входного сигнала.

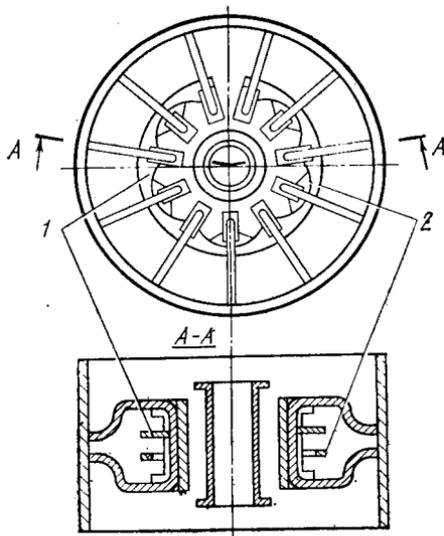


Рис. 11.17. Поперечное и продольное сечения амплитрона дециметрового диапазона

Как указывалось в § 11.1, амплитрон при использовании специальной цепи обратной связи превращается в стабилизированный по частоте генератор — стабилизитрон. Он состоит из четырех основных элементов, показанных на рис. 11.19: амплитрона, стабилизирующего резонатора, выходного отражателя и передающих линий, соединяющих все вместе.

Возможности использования амплитрона QR434 в режиме стабилизитрона можно проиллюстрировать кривыми рис. 11.20, которые сняты при $B = 0,105$ Тл, $I_{a0} = 36$ А, длительности импульса 5 мкс и коэффициенте заполнения 0,0035. Из кривых видно, что к. п. д. прибора практически постоянен в диапазоне

частот $f = 1250 \div 1360$ МГц ($\lambda = 22 \div 24$ см) и превышает 45%. Во всем этом диапазоне степень затягивания частоты была меньше 0,5 МГц, а электронное смещение частоты при рабочих значениях анодного тока не превышала 10 кГц/А. Это в 50 раз меньше электронного смещения частоты магнетрона 5J26 при одном и том же модуляторе, обеспечивающем импульсное питание приборов. Более высокое значение стабильности позволяет использовать импульсные режимы большой длительности (20—40 мкс).

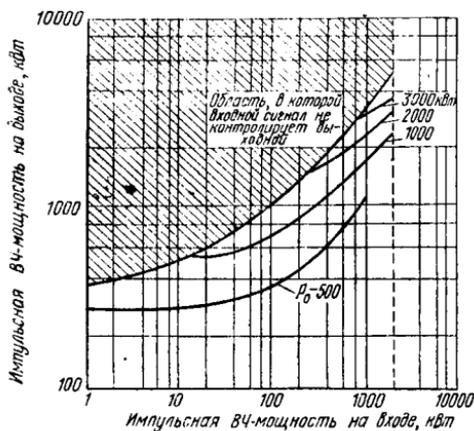


Рис. 11.18. Зависимость между выходной и входной мощностями амплитрона QR434 при различных значениях подводимой мощности от модулятора

при одном и том же сдвиге фазы. Величину можно найти с помощью выражения

$$S_k = \frac{\Delta f_u}{\Delta f_s} \approx \frac{2Q_n}{f_0} \frac{df}{d\theta_r}, \quad (11.1)$$

где Q_n — нагруженная добротность стабилизирующего резонатора; f_0 — собственная частота; θ_r — сдвиг фазы в резонаторе. Отметим, что для QR434 величина $S_k = 70$.

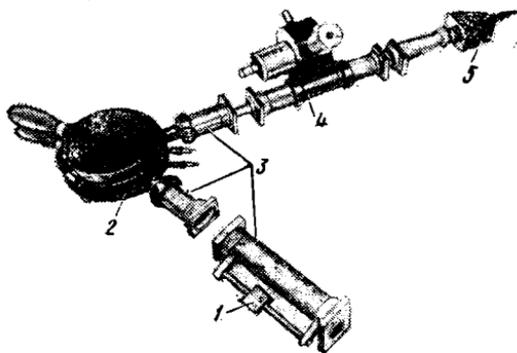


Рис. 11.19. Основные детали стабилизатора: 1 — подвижной отражатель на выходе; 2 — амплитрон; 3 и 5 — линии передачи; 4 — высокодобротный настраиваемый резонатор

На рис. 11.21 даются кривые зависимости фазового угла Θ , от частоты f вблизи точки, где $\Theta = 2\pi n$ и $n = 0, 1, 2$ и т.д.

Здесь кривая 1 показывает фазовую характеристику системы до смещения фазы при наличии стабилизации; 2 — такая же характеристика при отсутствии стабилизации; 3 — фазовая характеристика при смещении фазы на $\Delta\theta$ для стабилитрона; 4 — фазовая характеристика при том же смещении фазы для амплитрона. Из кривых видно, что изменение фазы на одну и ту же величину $\Delta\theta$ дает при стабилизации изменение частоты Δf_s во много раз меньше Δf_u без стабилизации, т. е. $\Delta f_s \ll \Delta f_u$.

Магнетроны и амплитроны эффективны при использовании их для получения больших мощностей в импульсном режиме. Однако их применение для получения больших мощностей в непрерывном режиме затруднительно. Это объясняется невозможностью обеспечить необходимое для непрерывного режима охлаждение анода при тех больших плотностях тока, которые имеют место в импульсном режиме и обеспечивают при этом высокие к. п. д.

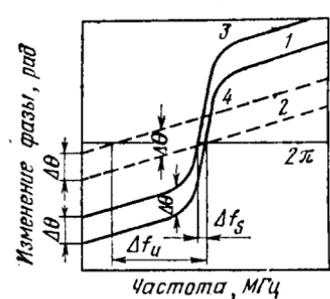


Рис. 11.21. Зависимость изменения фазы от частоты: 1, 3 — кривые для стабилитрона; 2, 4 — кривые для амплитрона

Одним из возможных решений вопроса о получении больших колебательных мощностей в непрерывном режиме приборами со скрещенными полями с замкнутым электронным потоком является разработка ниготрона [87, 95, 96] (см. § 11.1). Ниготрон отличается от обычных магнетронов тем, что вместо катода используется цилиндрический электрод большого диаметра с параллельными оси углублениями на его поверхности для размещения прямонакальных катодов — «испускателей». Таким образом, сразу решается вопрос о значительном увеличении поверхности электродов, необходимом для получения больших мощностей в непрерывном режиме. В последующей модификации прибора, в так называемом двухрядном ниготроне, электрод, заменяющий анод, тоже сделан периодическим, т. е. представляет собой вторую замедляющую си-

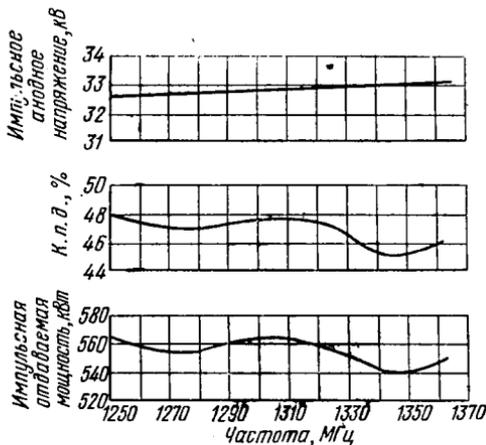


Рис. 11.20. Зависимость анодного напряжения, к. п. д. и отдаваемой мощности от частоты в стабилитроне

стему. В результате бегущая волна в пространстве взаимодействия оказывается симметричной относительно середины этого пространства, что повышает эффективность взаимодействия электронов с полем волны. В ниготроне основной колебательной системой, стабилизирующей генерируемую частоту, является цилиндрический резонатор, в котором используются колебания типа H_{01} , симметричные по азимуту. В один из концов

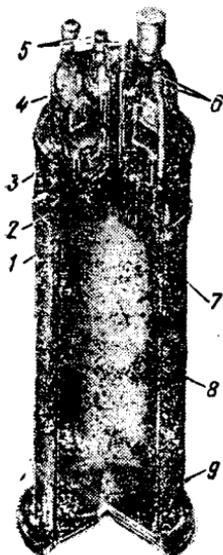


Рис. 11.22. Схема ниготрона в аксонометрической проекции:

1 — эмиттер; 2 — анодная система; 3 — штуцер охлаждения корпуса и вывода энергии; 4 — электроразрядный насос; 5 — штуцер для охлаждения катода; 6 — штуцер охлаждения анода; 7 — катодная система; 8 — волновод; 9 — вывод энергии



Рис. 11.23. Анодный и катодный блоки ниготрона

этого резонатора помещают электронную систему, где в отличие от обычного для магнетронов л-вида колебаний используются колебания вида 0, когда соседние сегменты анода колеблются в фазе. Этому соответствует в выражении (10.7) значение параметра $h = 2\pi/D$, где D — период неоднородностей замедляющей системы.

На рис. 11.22 дан разрез промышленного образца ниготрона в аксонометрической проекции и указано назначение его отдельных частей, а на рис. 11.23 показаны катодный и анодный блоки прибора. Описываемый прибор при анодном напряжении $U_{a0} = 18 \div 22$ кВ, магнитной индукции соленоида $B = 0,25 \div 0,30$ Тл на волне порядка $\lambda = 20$ см в непрерывном режиме дает выходную мощность $P_{\text{вых}} = 150$ кВт при к. п. д., достигающем 50 %.

§ 11.3. Особенности конструкций с незамкнутым электронным потоком

Рассматривая особенности конструкций ЛБВМ, надо указать на оригинальную конструкцию так называемого коаксиального магнетронного усилителя [82, 103]. На рис. 11.24 приведена конструкция такого прибора в разрезе. Как видно из рисунка, прибор имеет волноводный вход и выход и коаксиальную замедляющую систему. По внутреннему

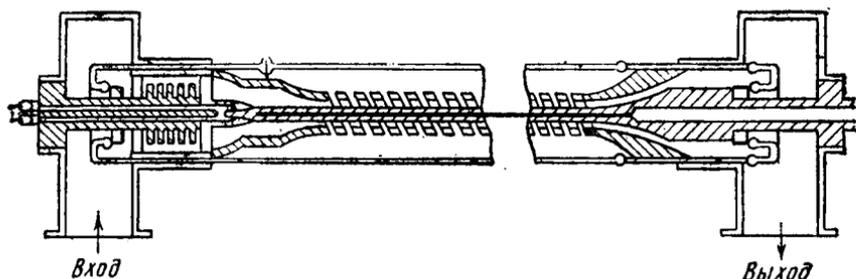


Рис. 11.24. Коаксиальный магнетронный усилитель

проводнику этой системы пропускается ток порядка 5000 А, который создает необходимое для работы лампы азимутальное магнитное поле. Цилиндрический катод расположен на внутреннем стержне, а в электронной пушке используется гиперболическая оптика. Между стержнем и внешним проводником коаксиальной линии прикладывается постоянная разность потенциалов, и скорость электронов, определяемая отношением электрического поля E к магнитному B согласно третьему уравнению из (10.36), не зависит от положения электрона в пространстве взаимодействия.

Основной трудностью в конструировании усилителя является получение тока для создания магнитного поля. Имеется два решения этой задачи: одно заключается в использовании переменного тока и осуществлении рабочего режима прибора во время пика тока, другое — в использовании импульсов тока длительностью в несколько сотен микросекунд в работе усилителя в течение этого времени. В этом случае на создание магнитного поля расходуется приблизительно $1/4$ общей мощ-

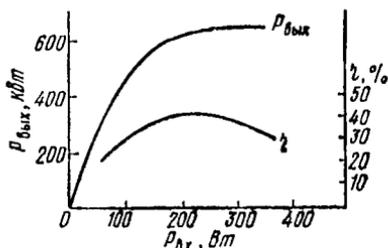


Рис. 11.25. Кривые зависимости выходной мощности и к. п. д. от входной мощности коаксиального магнетронного усилителя

ности питания усилителя. Практические возможности такого усилителя проиллюстрируем зависимостями отдаваемой мощ-

Таблица 11.1

| Тип лампы | Режим работы | Рабочая полоса частот Δf , % | Длина волны λ , см | Магнитная индукция B , Тл | Анодное напряжение U_{a0} , кВ | Ток пучка I_0 , А | Выходная мощность $P_{\text{вых}}$, кВт | к. п. д. η , % | Усиление по мощности G , дБ |
|-----------|--------------|--------------------------------------|----------------------------|-----------------------------|----------------------------------|---------------------|--|---------------------|-------------------------------|
| ЛБВМ | Импульсный | 17 | Дециметры | — | 64—90 | — | $(3-8) \cdot 10^8$ | 50—68 | 11—15 |
| ЛОВМ | Непрерывный | — | 9,5—12 | 0,12 | 2,0—5,1 | 0,4 | 0,25—0,33 | 25 | — |
| ЛОВМ | Импульсный | — | 10—11 | — | 15—30 | 30 | 350 | 25—33 | — |

ности и к. п. д. от мощности возбуждения, показанными на рис. 11.25.

Для характеристики возможных параметров ЛБВМ и ЛОВМ в табл. 11.1 даны величины параметров некоторых разработанных приборов [104].

В результате исследований возможностей повышения коэффициента усиления приборов со скрещенными полями [105, 106] была предложена конструкция коаксиального усилителя, представленная на рис. 11.26. Как видно из рисунка, в области магнетронной пушки введена замедляющая система 2, заменяющая анод пушки. В эту систему, которая может быть как резонансной, так и нерезонансной, подается усиливаемый сигнал. Под действием СВЧ-поля этой замедляющей системы происходит предварительное группирование электронного потока. После перемещения потока в область СВЧ-поля выходной замедляющей системы 3, которая также может быть резонансной или нерезонансной, происходит отбор энергии.

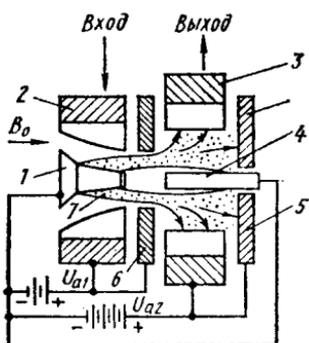


Рис. 11.26. Схема секционированного усилителя с «активной» магнетронной пушкой:

1 — катод; 2 — анод «активной пушки», являющийся замедляющей системой входного каскада; 3 — замедляющая система выходного каскада; 4 — отрицательный электрод; 5 — коллектор; 6 — экранирующая диафрагма; 7 — электронный поток

ГЛАВА 12

ШУМЫ В ПРИБОРАХ СВЧ

§ 12.1. Введение

Прежде чем перейти к рассмотрению процессов, определяющих шумовые свойства приборов СВЧ, целесообразно познакомиться

с некоторыми определениями, используемыми в современной теории приборов СВЧ. Для получения количественной оценки шумовых свойств приборов СВЧ принято пользоваться так называемым коэффициентом шума. Величину этого коэффициента определяют так:

$$K_{ш} = \frac{S_i/N_i}{S_0/N_0}, \quad (12.1)$$

где S_i/N_i и S_0/N_0 — отношения сигнала к шуму на входе и выходе усилителя.

Есть еще и другое, более удобное, определение коэффициента шума. По этому определению коэффициент шума равен отношению мощности шума на выходе реального устройства к выходной мощности шумов некоторого гипотетического устройства, не содержащего внутренних источников шума. Выходной шум этого идеального устройства представляет собой усиленный тепловой шум источника сигнала, присоединенного к входу устройства. При этом

$$K_{ш} = (P_{шс} + P_{шд})/P_{ш} = 1 + P_{шд}/P_{шс}, \quad (12.2)$$

где $P_{шс}$ — мощность теплового шума источника сигнала, усиленная в устройстве; $P_{шд}$ — мощность шумов устройства, определяемая источниками в самом устройстве.

Кроме коэффициента шума для оценки усилителя часто вводится так называемая чувствительность усилителя. Если коэффициент усиления по мощности усилителя, который предполагается линейным, равен μ_p , то при отсутствии сигнала мощность входных шумов

$$P_{ш0} = (P_{шс} + P_{шд})/\mu_p.$$

Эта мощность определяет возможность различать подаваемый на вход усилителя сигнал и определяет величину чувствительности усилителя. Обычно принимается, что мощность различного сигнала должна быть равна или больше мощности $P_{ш0}$. Если в качестве источника сигнала используется шумовой генератор, то при мощности сигнала, равной $P_{ш0}$, на выходе усилителя будет наблюдаться удвоение мощности шумов.

Если бы усилитель был идеален, т. е. не имел собственных шумов ($P_{шд} = 0$), то мощность шумов источника сигнала $P_{шс}$ можно было бы представить как шумы некоторого сопротивления R , включенного на входе усилителя и имеющего комнатную температуру $T_0 = 293$ К. Квадрат напряжения эквивалентного генератора, определяющего шумы сопротивления R , равен: $U_{ш}^2 = 4kT_0R\Delta f$.

Так как при согласовании входа усилителя его входное сопротивление также равно R , то напряжение эквивалентного генера-

тора будет разделено поровну между указанными сопротивлениями и мощность шумов, поступающая на вход усилителя, будет

$$P_{шс}/\mu_p = (U_{ш}/2)^2 \frac{1}{R} = kT_0 \Delta f. \quad (12.3)$$

При наличии собственных шумов усилителя вместо (12.3) будем иметь на входе мощность шумов

$$P_{ш0} = \frac{P_{шс} + P_{ша}}{\mu_p} = \frac{P_{шс}}{\mu_p} K_{ш} = kT_0 K_{ш} \Delta f. \quad (12.4)$$

Если рассматривать собственные шумы усилителя $P_{ша}$ в эквиваленте как усиленные шумы сопротивления R , нагретого до температуры $T_{экр}$, то величина мощности этих шумов, пересчитанная ко входу усилителя, будет равна

$$\frac{P_{ша}}{\mu_p} = kT_{экр} \Delta f.$$

Используя это выражение в (12.4), получим для чувствительности усилителя

$$P_{ш0} = kT_0 (1 + T_{экр}/T_0) \Delta f \quad (12.4a)$$

и запишем третье выражение для коэффициента шума

$$K_{ш} = 1 + T_{экр}/T_0. \quad (12.5)$$

Это выражение позволяет оценивать собственные шумы приборов СВЧ с помощью эквивалентной шумовой температуры $T_{экр}$.

Величина коэффициента шума обычно оценивается в децибелах, т. е. берется значение $10 \lg K_{ш}$. В гл. 9 описывается сверхмалосумящая ЛБВ, обладающая коэффициентом шума менее 3 дБ. Это соответствует $K_{ш} < 2$ и эквивалентной шумовой температуре $T_{экр} < 293$ К.

12.1.1. Шумы диода СВЧ

В гл. 8 курса ЭЛ были подробно рассмотрены физические процессы, определяющие шумы в электронных лампах с электростатическим способом управления током и дан расчет величины шумов при малых углах пролета электронов. При переходе в область сверхвысоких частот теория шумовых процессов значительно осложняется даже в обычном диоде вследствие влияния времени пролета, которое становится сравнимым с периодом подводимых к нему колебаний. В этом случае теория диода для малосигнального приближения определяется уравнениями, выведенными в гл. 1.

Использование уравнений теории диода СВЧ позволяет переписать уравнение (8.28) из курса ЭЛ для шумового напряжения эквивалентного генератора, отображающего шумы диода, так:

$$U_{ш}^2 = \Theta 4kTR_i \Delta f \cdot f(\zeta_0), \quad (12.6)$$

где $\Theta = \frac{3}{4}(4 - \pi) = 0,644$; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура катода; R_i — внутреннее сопротивление диода переменному току на низких частотах; Δf — полоса пропускания подключенного к диоду резонатора; $f(\xi_0)$ — функция, определяющая влияние угла пролета ξ_0 и имеющая вид

$$f(\xi_0) = \frac{4}{\xi_0^4} [\xi_0^2 + 2(1 - \cos \xi_0 + \xi_0 \sin \xi_0)]. \quad (12.7)$$

На основании (1.17а) величина угла пролета

$$\xi_0 = \omega \tau_0 = \frac{5,04 \cdot 10^{-8} \omega z_a}{\sqrt{U_a}}. \quad (12.8)$$

Здесь z_a — расстояние между катодом и анодом диода, см; ω — угловая частота; U_a — постоянный потенциал анода, В.

Выражение (12.7), вывод которого можно найти, например, в [107], показывает уменьшение тока шумов с повышением частоты колебаний и не учитывает явлений, происходящих в области катод — минимум потенциала. Физическая интерпретация уменьшения шума при повышении частоты имеет элементарный характер и объясняется уменьшением наведенного шумового тока с ростом угла пролета. Это было рассмотрено в гл. 2 применительно к расчету анодного тока усилительной лампы.

§ 12.2. Особенности шумовых процессов в электронных усилительных лампах СВЧ с электростатическим управлением

Теория шумов при переходе в область сверхвысоких частот в лампах с электростатическим управлением должна базироваться на уравнениях, выведенных в гл. 1 и 2, где рассматривается малосигнальная теория ламп применительно к этой области частот. В § 2.2 установлено, что взаимодействие поля управляющей сетки с электронным потоком создает дополнительную активную составляющую входной проводимости лампы G , определяемую выражением (2.14).

Эта активная составляющая вызывается тем, что переменная составляющая электронного тока, проходя сквозь сетку, создает на ней активный наведенный ток. Так как электронный ток содержит флуктуационную составляющую, то явление входной активной проводимости является причиной дополнительного шумового тока в цепи сетки. В [108] было показано, что среднеквадратичную величину шумового тока сетки можно определить выражением

$$\overline{I_c^2} = 1,43 \cdot 4kTG\Delta f \approx 4k\beta GT_0\Delta f, \quad (12.9)$$

где k — постоянная Больцмана; T — температура катода; $T_0 = 293$ К; $\beta = 1,43$; $T/T_0 \approx 5,0$ (для оксидных катодов).

Выражение (12.9) позволяет интерпретировать наведенный сеточный шум так, как будто он является тепловым шумом резистора, обладающего проводимостью G и находящегося при температуре, в пять раз превышающей комнатную.

Это выражение выведено в предположении, что причиной наведенного сеточного шума являются те же флуктуации эмиссии катода, которые создают шумовой ток в цепи анода. Однако в работах [109, 110] экспериментально доказано, что в действительности не существует полной корреляции между шумами в сеточной и анодной цепях. В некоторых случаях на долю коррелированной части приходится только 30 % сеточного шума. Это можно объяснить различием в траекториях электронов, пролетающих сетку. Исходя из этого надо ожидать, что при увеличении смещения на управляющей сетке, когда потоки электронов сжимаются и разброс траекторий становится менее значителен, некоррелированная составляющая сеточного шума будет падать. Опыт подтверждает этот результат.

Изложенное указывает на то, что дополнительный шумовой ток в цепи сетки, задаваемый входной активной проводимостью G , определяемой согласно (2.14) выражением

$$G = 0,05fS_k \zeta_{c0}^2,$$

(где f — коэффициент, учитывающий явления за сеткой; S_k — крутизна характеристики по катодному току, А/В. ζ_{c0} — постоянный угол пролета в зазоре управляющая сетка — катод) представляет собой первую важную особенность шумов в лампах СВЧ с электростатическим управлением. Второй особенностью является то, что шумовой ток в анодной цепи меньше шумового электронного тока, подходящего к аноду. Этот эффект вытекает непосредственно из расчетов, приведенных в § 2.3 при определении комплексной крутизны усилительной лампы СВЧ. Уменьшение определяется коэффициентом связи электронного потока с резонатором m в (2.27), который согласно (2.26) всегда меньше единицы.

Уменьшение шумового тока в анодной цепи по сравнению с электронным током не влияет на шумовые свойства лампы, так как сопровождается таким же уменьшением модуля комплексной крутизны M_s , и при пересчете шумов из анодной цепи в сеточную [по аналогии с тем, как выводилась формула (8.34) из курса ЭЛ] их величину придется делить на уменьшенное значение величины M_s .

В гл. 1 и 2 не рассматриваются процессы, происходящие в области между катодом и минимумом потенциала, которые являются весьма существенными для шумовых свойств ламп. Главное при этом — большие значения углов пролета электронов в этом пространстве. При больших углах физические явления, определяющие влияние объемного заряда на флуктуации электронного потока, не будут протекать так, как указывалось на с. 250—251 курса ЭЛ. Между моментами времени испускания

электронов и изменения объемного вярда и вызванного последним изменения абсолютного значения минимума потенциала при больших углах пролета может пройти значительная часть периода. При этом механизм подавления флуктуаций объемным зарядом нарушается. Кроме того, рассматривая флуктуации скоростей электронов, выходящих из катода, как скоростную модуляцию, следует ожидать появления дополнительной шумовой составляющей электронного потока в результате эффекта группирования в тормозящем поле между катодом и минимумом потенциала, где большие углы пролета могут сделать этот эффект значительным. Отметим, что такое дополнительное образование шумового тока за счет группирования было описано еще в [111], где оно было вызвано «клистронным» шумом.

Сказанное поясняет возможность значительного увеличения шумов в лампах с электростатическим управлением при переходе к СВЧ.

§ 12.3. Шумы в приборах типа О

Теория шумов в этих приборах определяется законами распространения возмущений в используемых в них прямолинейных электронных потоках. Рассматривая эти возмущения в виде суммы гармонических колебаний произвольной амплитуды и фазы, можно использовать теорию колебательных процессов в одномерном электронном потоке конечного сечения для малосигнального приближения. Это приближение, как случай малых возмущений, было рассмотрено в § 5.2 и 5.2.1.

Значения переменных составляющих тока и скорости в начале рассматриваемого участка электронного потока можно задать выражениями

$$i_{e-1} = I_m \sin \omega t_0; \quad (12.10)$$

$$v_{e-1} = v_m \sin (\omega t_0 + \varphi). \quad (12.11)$$

Используя эти выражения в качестве начальных условий для решения уравнения (5.6а) при отсутствии внешнего поля ($E_{re} = 0$) и при малосигнальном приближении, когда $a_q = \text{const}$, т. е. для определения постоянных в (5.10) и (5.10а), можем получить для тока и скорости в конце рассматриваемого участка электронного потока

$$i_{e-2} = I_m \cos a_q \xi_0 \cos (\omega t + \xi_0) + I_0 \frac{v_m}{v_0 a_q} \sin a_q \xi_0 \sin (\omega t - \xi_0 + \varphi), \quad (12.12)$$

$$v_{e-2} = v_m \cos a_q \xi_0 \sin (\omega t - \xi_0 + \varphi) + v_0 a_q \frac{I_m}{I_0} \sin a_q \xi_0 \cos (\omega t - \xi_0 + \varphi), \quad (12.13)$$

где $a_q = \omega_q / \omega$ — параметр расталкивания; ξ_0 — постоянный угол пролета.

Входящие в (12.12) и (12.13) множители $\cos a_q \zeta_0$ и $\sin a_q \zeta_0$ определяют колебательный характер распространения возмущений в электронном потоке. Величины I_m и v_m при использовании выражений применительно к шумовым флуктуациям можно оценить следующим образом. Предположим, что их значение в начале рассматриваемого отрезка электронного потока может быть задано флуктуациями на катоде. Тогда величины I_m и v_m определяют на основании (9.6) и (9.21) курса ЭЛ. Используя их, получим

$$I_m^2 = 2eI_0 \Delta f; \quad (12.14)$$

$$v_m^2 = \frac{2e \Delta f kT}{I_0 2m} (4 - \pi), \quad (12.15)$$

где e и m — заряд и масса электрона; I_0 — ток катода; k — постоянная Больцмана; Δf — полоса усиления прибора.

Уравнения (12.12) и (12.13) написаны для электронного потока с неизменной постоянной скоростью $v_0 = \text{const}$. Между тем при ограничении тока объемным зарядом у катода имеется тормозящее поле до минимума потенциала, а затем ускоряющее. Учет изменения потенциала возможен в приближении одномерной теории либо на основе уравнений, аналогичных использованным в гл. 1, либо на основе уравнения колебаний для случая изменяющейся постоянной скорости, как это сделано в [15]. Отметим, что проведенное там же исследование решения уравнения колебаний для изменяющейся постоянной скорости показывает ослабление процесса группирования в ускоряющем поле и усиление его в тормозящем. Последнее подтверждает высказанное в § 11.2 соображение о возможности роста флуктуаций в области тормозящего поля.

Оба метода плохо описывают реальные явления в области пушки, так как при малом наборе скорости за счет ее поля флуктуации скорости оказываются больше или сравнимы с постоянной составляющей, что не позволяет принимать электронный поток односкоростным, а в промежутке катод — минимум потенциала, где имеется встречное движение электронов, и однонаправленным. Указанные два подхода, из которых первый особенно широко распространен в литературе, базируются на предположении, что электронный поток однонаправлен и может быть принят односкоростным. Последнее для области после минимума потенциала при определенных ограничениях можно обосновать заменой многоскоростного потока эквивалентным односкоростным, как это было сделано в [15] при рассмотрении перегона и подробно исследовалось в [112].

12.3.1. О теореме кинетической мощности

Изучение шумовых свойств электронного потока в односкоростном приближении проведено подробно в [113] и [114], где включены и оригинальные исследования авторов. Одним из важ-

ных соотношений в теории шумов электронных потоков является теорема о так называемой кинетической мощности [115]. При формулировании этой теоремы вводится новая величина, названная модуляцией кинетического потенциала или просто кинетическим потенциалом

$$U = \frac{m}{e} v_0 v_{\sim} \quad (12.16)$$

и отличная от постоянного потенциала $U_0 = \frac{1}{2} \frac{m}{e} v_0^2$. Кинетический потенциал, как видно из (12.16), пропорционален модуляции по скорости и поэтому отражает тот факт, что при скоростной модуляции электронного потока в него вводится кинетическая энергия. Однако при группировании кинетическая энергия, полученная при модуляции электронного потока по скорости, переходит в потенциальную энергию электронных уплотнений, перемещение которых создает переменную составляющую электронного тока $i_{e\sim}$. И наоборот, в процессе разгруппирования потенциальная энергия электронных уплотнений переходит в кинетическую энергию скоростной модуляции. Таким образом, переменный электронный ток представляется величиной, характеризующей запасенную потенциальную энергию, которая далее может преобразовываться в кинетическую энергию скоростной модуляции.

Если в начале электронного потока имеются определенные значения кинетического потенциала и переменного тока, то вещественную часть их произведения можно принять за меру кинетической мощности, имеющейся в потоке. Когда электронный поток не взаимодействует с внешним переменным полем, то возможны только процессы группирования и разгруппирования, т. е. переходы кинетической энергии в потенциальную и наоборот, а имеющаяся в начале потока полная кинетическая мощность, определяемая вещественной частью произведения кинетического потенциала и переменного тока, должна сохраняться неизменной вдоль электронного потока. Этот вывод, полученный здесь из физических соображений в соответствии с теорией колебаний электронного потока, и есть теорема о кинетической мощности.

Если кинетический потенциал и плотность переменного электронного тока задать выражениями

$$\left. \begin{aligned} U &= V e^{-i\zeta_0}, \\ J &= Q e^{-i\zeta_0}, \end{aligned} \right\} \quad (12.17)$$

где ζ_0 — угол пролета, то для величин V и Q можно получить в приближении электронного потока бесконечного сечения уравнения [113]:

$$\frac{dV}{dz} = j \frac{\omega_p^2}{v_0^2} \frac{2U_0}{\frac{\omega}{v_0} J_0} Q; \quad (12.18)$$

$$\frac{dQ}{dz} = j \frac{\omega}{2U_0} J_0 V. \quad (12.19)$$

В простейшем случае, когда U_0 не зависит от координаты z , т. е. при неизменной постоянной скорости v_0 , дифференцирование (12.18) по z и подстановка $\frac{dQ}{dz}$ из (12.19) дает уравнение колебаний

$$\frac{d^2V}{dz^2} + \frac{\omega_p^2}{v_0^2} V = 0. \quad (12.20)$$

Учитывая соотношения (12.16) и (12.17), нетрудно показать, что уравнение (12.20) эквивалентно уравнению (5.6а). Таким образом, идентичность физических представлений теории колебаний и уравнений (12.18), (12.19), описывающих электронный поток как двухпроводную линию с полным сопротивлением

$$Z = -j \frac{\omega_p^2}{v_0^2} \frac{2U_0}{\omega J_0} \text{ и полной проводимостью } Y = -j \frac{\omega}{v_0} \frac{J}{2U_0}$$

нищу длины линии, становится очевидной. В заключение отметим, что в величинах V и Q теорему кинетической мощности можно записать так:

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} [V(z_1) Q^*(z_1)] = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [V(z_2) Q^*(z_2)], \quad (12.21)$$

где z_1 и z_2 — координаты рассматриваемых сечений электронного потока; Q^* — значение, сопряженное с Q .

Теперь рассмотрим вопрос о физической природе явлений, использованных при создании сверхмалозумящей ЛБВ, описанной в § 9.1. Применение в качестве катода тонкого края цилиндрической трубки и близкое расположение электрода с относительно высоким (7—12 В) положительным потенциалом, как и приведенное на рис. 9.7 распределение поля у катода, позволяют сделать вывод об особом режиме электронного потока около катода. Этот режим характеризуется быстрым нарастанием потенциала у поверхности катода и последующей протяженной областью, где постоянная скорость электронов изменяется мало. Большая плотность объемного заряда в этой области дрейфа в соответствии с (12.12) и (12.13) дает быструю разгруппировку электронных шумовых уплотнений и слабое группирование за счет шумовой скоростной модуляции, т. е. ослабление флуктуаций.

12.3.2. О шумах в мощных усилителях и генераторах

Изложенное относилось к рассмотрению процессов в усилителях слабых сигналов. Между тем в мощных усилителях и генераторах имеют значение шумы, лежащие вблизи генерируемой

частоты, т. е. возникающие в результате модуляции генерируемых колебаний низкочастотными флуктуациями электронного потока. Последние возникают чаще всего в результате накопления ионов в областях с минимумом потенциала. Возможность такого накопления рассматривалась в § 6.2 курса ЭЛ применительно к лучевым тетрадам. Накопление ионов в электронном потоке приборов типа О происходит за счет того, что собственный заряд электронов создает область минимума потенциала внутри потока. Пульсации диаметра электронного потока, вызванные фокусировкой магнитным полем, определяют ограничение потенциальных «ям» по его оси. Накопление ионов в них существенно сказывается на улучшении фокусировки потока. Однако при значительном накоплении ионов происходит их удаление к катоду с резким изменением фокусировки, создающим другие условия взаимодействия электронного потока с замедляющей системой или резонаторами. Частота таких колебаний может лежать в пределах $10-10^3$ Гц. В [116] с помощью ЭВМ были проведены расчеты влияния ионов и проделаны измерения флуктуаций, вызванных этим влиянием. Эксперимент подтверждает возникновение потенциальных «ям» и релаксационных явлений за счет удаления накопившихся ионов и их нейтрализации у катода. Для предотвращения этих явлений было предложено помещать дополнительный электрод между катодом и пролетным пространством с повышенным положительным потенциалом (примерно на 50 В). Поле этого электрода препятствует продвижению накапливающихся ионов в область катода и возникновению релаксаций, что и подтвердилось экспериментально.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЗАРЯДА

В расчетах, проводимых в этом учебнике, используется так называемый закон сохранения заряда. Этот закон является следствием предположения, что перемещающийся вдоль линейного электронного потока заряд не может возникать или исчезать, т. е. что электроны не вводятся в поток вновь и не выводятся из него. При этом предположении поступающий в начало потока электронный заряд проходит до его конца и может меняться только его объемная плотность, как следствие неравномерного движения составляющих его электронов. Так, например, если идущие впереди электроны замедлены, а следующие за ними ускорены, то электронный заряд будет уплотняться. Наоборот, если идущие впереди электроны ускорены, а следующие за ними замедлены, то плотность электронного заряда будет убывать.

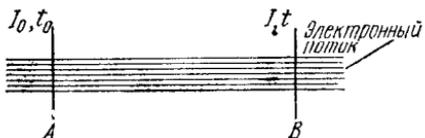


Рис. П. I. I. К выводу закона сохранения заряда

Рассматривая токи, создаваемые перемещающимся электронным зарядом в начале и конце потока, можно определить их как производную изменения заряда во времени. Так, обращаясь к рис. П. I. I, где в плоскости A в момент времени t_0 протекает ток I_0 , а в плоскости B в момент времени t — ток I , можно написать $I_0 = (dq)/(dt_0)$ и $I = (dq)/(dt)$.

Полагая, что токи I_0 и I создаются одним и тем же элементарным зарядом dq , который перемещается за время $t - t_0$ из плоскости A в плоскость B , можно постулировать равенство: $dq = I_0 dt_0 = I dt$, из которого вытекает закон сохранения заряда

$$I = I_0 \frac{dt_0}{dt} \tag{П. I. I}$$

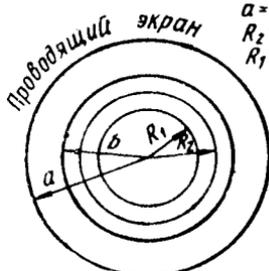
ПРИЛОЖЕНИЕ II

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭВМ

Рассмотрим электронный поток цилиндрического сечения, сфокусированный достаточно большим магнитным полем для предположения, что электроны могут перемещаться только по траекториям, параллельным оси потока. Разобьем электронный поток на большое число нормальных оси слоев. Пусть на длине электронной волны, равной $\lambda_e = v_0 T$, где v_0 — постоянная скорость электронов, а T — период СВЧ-поля, возмущающего поток, имеется N слоев. Каждому из них припишем поверхностную плотность зарядов, равную $\sigma = (I_0 T)/(NS)$, где I_0 — постоянная составляющая тока в электронном потоке; S — площадь его сечения.

Для упрощения задачи представим каждый слой состоящим из трех элементов: центрального диска и двух окружающих его колец, как это показано на рис. П. II. I, где R_1 — внешний радиус центрального диска и внутренний радиус первого кольца,

R_2 — внешний радиус первого кольца и внутренний радиус второго кольца и b — внешний радиус второго кольца и радиус электронного потока. Последний окружен проводящим экраном радиуса a . Будем полагать введенные элементы слоя: диск и окружающие его кольца «жесткими», не изменяющими своей конфигурации при движении, и «прозрачными», могущими совмещаться и переходить друг через друга.



$b = 2,5 \text{ см}$
 $a = 3,57 \text{ см}$
 $R_2 = 2,04 \text{ см}$
 $R_1 = 1,44 \text{ см}$

Рис. П. II.1. Сечение электронного потока

Для составления уравнений движения введенных элементов слоя необходимо определить силы взаимодействия между ними. Как показано в [117] (материал этой работы будет использован и дальше), осевое электрическое поле, создаваемое кольцом с внутренним радиусом R_1 и внешним R_2 , определяется выражением

$$E_z = \frac{\sigma}{\epsilon_0 a} \sum_{k=1}^{\infty} \left[R_2 J_1 \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) - R_1 J_1 \left(x_k \frac{R_1}{a} \right) \right] \frac{J_0 \left(x_k \frac{R}{a} \right)}{x_k J_1^2 (x_k)} \times e^{-\frac{x_k}{a} |z - z_0|} \operatorname{sgn} (z - z_0), \quad (\text{П. II.1})$$

где z — осевая координата; z_0 — значение ее в месте расположения кольца; $J_0(x)$ и $J_1(x)$ — бесселевы функции первого рода нулевого и первого порядков; x_k — k -й корень уравнения.

Если в (П. II.1) принять $R_1 = 0$, то получим выражение для осевого поля диска, совпадающее с (5.2):

$$E_z = \frac{\sigma}{\epsilon_0 a} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{R_2 J_1 \left(x_k \frac{b}{a} \right) J_0 \left(x_k \frac{R}{a} \right)}{x_k J_1^2 (x_k)} e^{-\frac{x_k}{a} |z - z_0|} \operatorname{sgn} (z - z_0). \quad (\text{П. II.2})$$

Далее следует найти среднее значение силы взаимодействия между кольцами, дисками и между кольцом и диском. Для этого нужно усреднить поле от кольца или диска по поверхности элемента, для которого рассчитывается сила. При этом получим для кольца с внутренним радиусом R_3 и внешним R_4 выражение

$$E_{zcp} = \frac{2\sigma}{\epsilon_0 (R_4^2 - R_3^2)} \sum_{k=1}^{\infty} \left[R_2 J_1 \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) - R_1 J_1 \left(x_k \frac{R_1}{a} \right) \right] \times \left[R_4 J_1 \left(x_k \frac{R_4}{a} \right) - R_3 J_1 \left(x_k \frac{R_3}{a} \right) \right] e^{-\frac{x_k}{a} |z - z_0|} \operatorname{sgn} (z - z_0). \quad (\text{П. II.3})$$

Для определения электрического поля, действующего на элемент с координатой z_m , создаваемого системой из остальных колец и дисков, надо суммировать их поля. При этом получим: для суммарного поля внешних колец на равное внешнее кольцо

$$E_{zm1} = \frac{2\sigma}{\epsilon_0 (b^2 - R_2^2)} \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} \left[bJ_1 \left(x_k \frac{b}{a} \right) - R_2 J_1 \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) \right]^2 \times \\ \times \frac{e^{-\frac{x_k}{a} |z_n - z_m|}}{x_k^2 J_1^2(x_k)} \operatorname{sgn}(z_n - z_m), \quad (\text{П. II. 4})$$

для суммарного поля N колец одного размера на кольцо другого размера

$$E_{zm2} = \frac{2\sigma}{\epsilon_0 (R_2^2 - R_1^2)} \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} \left[bJ_1 \left(x_k \frac{b}{a} \right) - R_2 J_1 \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) \right] \times \\ \times \left[R_2 J_1 \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) - R_1 J_1 \left(x_k \frac{R_1}{a} \right) \right] \frac{e^{-\frac{x_k}{a} |z_n - z_m|}}{x_k^2 J_1^2(x_k)} \operatorname{sgn}(z_n - z_m), \quad (\text{П. II. 5})$$

для суммарного поля N дисков или колец в плоскости, где имеется другое кольцо или диск,

$$E_{zm3} = \frac{2\sigma}{\epsilon_0 R_1^2} \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} \left[bJ_1 \left(x_k \frac{b}{a} \right) - R_2 J_1 \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) \right] \frac{R_1 J_1 \left(x_k \frac{R_1}{a} \right)}{x_k^2 J_1^2(x_k)} \times \\ \times e^{-\frac{x_k}{a} |z_n - z_m|} \operatorname{sgn}(z_n - z_m) \dots, \quad (\text{П. II. 6})$$

$$E_{zm4} = \frac{2\sigma}{\epsilon_0 R_1^2} \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} \left[R_2 J_1 \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) - R_1 J_1 \left(x_k \frac{R_1}{a} \right) \right] \frac{R_1 J_1 \left(x_k \frac{R_1}{a} \right)}{x_k^2 J_1^2(x_k)} \times \\ \times e^{-\frac{x_k}{a} |z_n - z_m|} \operatorname{sgn}(z_n - z_m) \dots, \quad (\text{П. II. 7})$$

для суммарного поля $N-1$ внутренних колец на кольцо того же размера

$$E_{zm5} = \frac{2\sigma}{\epsilon_0 (R_2^2 - R_1^2)} \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} \left[R_2 J_1 \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) - \right. \\ \left. - R_1 J_1 \left(x_k \frac{R_1}{a} \right) \right]^2 \frac{e^{-\frac{x_k}{a} |z_n - z_m|}}{x_k^2 J_1^2(x_k)} \operatorname{sgn}(z_n - z_m) \dots, \quad (\text{П. II. 8})$$

для усредненного поля $N - 1$ дисков на m диск

$$E_{zm\theta} = \frac{2\sigma}{e_0 R_1^2} \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^N \sum_{k=1}^{\infty} \frac{R_1^2 J_1^2 \left(x_k \frac{R_1}{a} \right)}{x_k^2 J_1^2(x_k)} e^{-\frac{x_k}{a} |z_n - z_m|} \operatorname{sgn}(z_n - z_m). \quad (\text{П.И.9})$$

Зная суммарные поля, которые действуют на элементы электронного слоя, можно составить уравнение их движения. Полагая, что на длине электронной длины волны имеется N электронных слоев, каждый из которых состоит из диска и двух окружающих его колец (всего $2N$ колец), можно получить уравнения в системе координат, перемещающейся с постоянной скоростью v_0 . Обозначая координаты m -го внешнего кольца, n -го внутреннего кольца и l -го диска, выраженные в фазовых углах $X_m = \omega z / v_0 - \omega t$, можем получить, например, для m -го внешнего кольца уравнения

$$\begin{aligned} \frac{d^2 X_m}{d\theta^2} = & \frac{0,095 \rho_1}{N} \left[\frac{1}{B^2 (1 - R_2^2 / b^2)^2} \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^N \sum_{k=1}^{\infty} F_{1k}(R_1, R_2, b, a) \times \right. \\ & \times e^{-\frac{x_k}{a} |X_n - X_m|} \operatorname{sgn}(X_n - X_m) + \frac{1}{BF (1 - R_2^2 / b^2) (1 - R_1^2 / R_2)} \times \\ & \times \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} F_{2k}(R_1, R_2, b, a) e^{-\frac{x_k}{a} (X_n - X_m)} \operatorname{sgn}(Y_n - X_m) + \\ & + \frac{1}{AG \left(1 - \frac{R_2^2}{b^2} \right)} \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{\infty} F_{3k}(R_1, R_2, b, a) e^{-\frac{x_k}{a} |Z_l - X_m|} \times \\ & \left. \times \operatorname{sgn}(Z_l - X_m), \right] \quad (\text{П.И.10}) \end{aligned}$$

где $\rho_1 = \frac{I_0}{U_0} 10^6$ — микроперванс;

$$A = \frac{2\pi a}{\lambda_e}; \quad B = \frac{2\pi b}{\lambda_e}; \quad F = \frac{2\pi R_2}{\lambda_e}; \quad G = \frac{2\pi R_1}{\lambda_e} \quad \text{и} \quad \lambda_e = v_0 T;$$

$$F_{1k} = \frac{4 \left[J_1 \left(x_k \frac{b}{a} \right) - \frac{R_2}{b} J \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) \right]^2}{x_k^2 J_1^2(x_k)};$$

$$F_{2k} = \frac{4 \left[J_1 \left(x \frac{b}{a} \right) - \frac{R_2}{b} J \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) \right] \left[J_1 \left(x_k \frac{R_2}{a} \right) - \frac{R_1}{R_2} J_1 \left(x_k \frac{R_1}{a} \right) \right]}{x_k^2 J_1^2(x_k)};$$

$$F_{3k} = \frac{4J_1\left(x_k \frac{R_1}{a}\right) \left[J_1\left(x_k \frac{b}{a}\right) - \frac{R_2}{a} J\left(x_k \frac{R_2}{a}\right) \right]}{x_k^2 J_1^2(x_k)}$$

$$\Theta = \omega t.$$

Подобным же образом можно написать уравнения для внутренних колец и дисков. При этом получается 3*N* уравнений, которые должны быть решены совместно.

Строгое решение такой системы уравнений благодаря наличию в них бесконечных рядов, плохо сходящихся при малых расстояниях между взаимодействующими элементами электронных слоев, практически невозможно даже на быстродействующих ЭВМ. Поэтому вводят аппроксимацию бесконечных рядов одной функцией, задавая отношениями b/a , R_2/a и R_1/a . Если выбрать площади колец и диска одинаковыми, то в рассматриваемом случае одного диска и двух окружающих его колец можем полу-

$$\text{чить: } R_2 = \sqrt{\frac{2}{3}} b \text{ и } R_1 = \sqrt{\frac{1}{3}} b.$$

В [117] дается аппроксимация функций $F_{nk}(R_1, R_2, b, a)$ для трех значений отношения $b/a = 0,7; 0,8$ и $0,9$. При этом оказывается, что если определяется сила взаимодействия между двумя одинаковыми кольцами или дисками, то суммы могут быть заменены одной экспоненциальной функцией $K_l e^{-K_l |z - z_0|}$. Для описания взаимодействия разных колец или кольца и диска можно соответствующие суммы заменить функцией типа $|X|^{K_l} e^{-K_l (|X| - 0,1)}$. Соответствующие значения K_l даны в табл. П.П.1.

Таблица коэффициентов П.П.1

| <i>t</i> | K_t | <i>t</i> | K_t | <i>t</i> | K_t | <i>t</i> | K_t |
|----------|-------|----------|-------|----------|-------|----------|-------|
| 1 | 1,0 | 4 | 5,0 | 7 | 1,0 | 10 | 3,0 |
| 2 | 5,0 | 5 | 0,88 | 8 | 4,0 | 11 | 1,0 |
| 3 | 1,6 | 6 | 3,4 | 9 | 5,0 | 12 | 3,2 |

Используя аппроксимирующие функции, можно для *m*-го внешнего, внутреннего колец и диска написать уравнения движения в следующем виде:

$$\frac{d^2 X_m}{d\Theta^2} = - \frac{0,095 \rho_1}{N b^2} \left[\sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^N K_1 e^{-\frac{K_2}{a} |X_n - X_m|} \operatorname{sgn}(X_n - X_m) + \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^N \frac{(Y_n - X_m)^{1/2}}{a} K_3 e^{-\frac{K_4}{a} (|Y_n - Y_m| - 0,1)} \operatorname{sgn}(Y_n - X_m) + \right]$$

$$+ \sum_{n=1}^N \frac{|Z_n - X_m|}{a} K_5 e^{-\frac{K_5}{a} (|Z_n - X_m| - 0,1)} \operatorname{sgn}(Z_n - X_m); \quad (\text{П.И.11})$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 Y_m}{d\theta^2} = & -\frac{0,095\rho_1}{Nb^2} \left[\sum_{n=1}^N \left(\frac{|X_n - Y_m|}{a} \right)^{1/2} K_3 e^{-\frac{K_3}{a} (|X_n - Y_m| - 0,1)} \times \right. \\ & \times \operatorname{sgn}(X_n - Y_m) + \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^N K_7 e^{-\frac{K_7}{a} |Y_n - Y_m|} \operatorname{sgn}(Y_n - Y_m) + \\ & \left. + \sum_{n=1}^N \left(\frac{|Z_n - Y_m|}{b} \right)^{1/2} K_9 e^{-\frac{K_9}{a} (|Z_n - Y_m| - 0,1)} \operatorname{sgn}(Z_n - Y_m), \dots \right] \end{aligned} \quad (\text{П.И.12})$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 Z_m}{d\theta^2} = & -\frac{0,095\rho_1}{Nb^2} \left[\sum_{n=1}^N \frac{|X_n - Z_m|}{a} K_3 e^{-\frac{K_3}{a} (|X_n - Z_m| - 0,1)} \times \right. \\ & \times \operatorname{sgn}(X_n - Z_m) + \sum_{n=1}^N \left(\frac{|Y_n - Z_m|}{a} \right)^{1/2} K_9 e^{-\frac{K_9}{a} (|Y_n - Z_m| - 0,1)} \times \\ & \left. \times \operatorname{sgn}(Y_n - Z_m) + \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^N K_{11} e^{-\frac{K_{11}}{a} |Z_n - Z_m|} \operatorname{sgn}(Z_n - Z_m) \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.И.13})$$

Уравнения (П.И.11), (П.И.12) и (П.И.13), примененные ко всем N слоям, дают $3N$ уравнений, составляющих систему, решение которой определяет процессы в электронном потоке. Для этого решения необходимо знание начального положения элементов и имеющихся у них скоростей. При рассмотрении процесса группирования начальные значения скоростей задаются взаимодействием электронов с полями в зазорах резонаторов. Обращаясь к 6.2.2, можно произвести усреднение коэффициента связи (6.27) в пределах от $R=R_1$ до $R=R_2$. Тогда для кольца с внутренним радиусом R_1 и внешним R_2 получим

$$M_{R_1 R_2} = m \frac{2 \left[I_1(\xi_{0R2}) - \frac{R_1}{R_2} I_1(\xi_{0R1}) \right]}{\xi_{0R2} \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) I_0(\xi_{a0})}, \quad (\text{П.И.14})$$

где

$$\xi_{0R2} = (\omega R_2)/v_0; \quad \xi_{0R1} = (\omega R_1)/v_0 \quad \text{и} \quad \xi_{a0} = (\omega a)/v_0.$$

Выражение (П.И.14) может быть непосредственно применено к внутреннему кольцу. Для внешнего же кольца и диска получим

$$M_{R,b} = m \frac{2 \left[I_1(\xi_{b0}) - \frac{R_2}{b} I_0(\xi_{0R2}) \right]}{\xi_{b0} \left(1 - \frac{R_2^2}{b^2} \right) I_0(\xi_{a0})}, \quad (\text{П.И.15})$$

$$M_{R_1} = m \frac{2 I_1(\xi_{0R1})}{\xi_{0R1} I_0(\xi_{a0})}. \quad (\text{П.И.16})$$

В простейшем случае одномерного приближения, когда электронный поток моделируется только N дисками, уравнения упрощаются и для m -го диска будем иметь

$$\frac{d^2 Z_m}{d\theta^2} = - \frac{0,095 \rho_1}{N b^2} \sum_{n=1}^N e^{-\frac{3,2}{a} |z_n - z_m|} \operatorname{sgn}(Z_n - Z_m). \quad (\text{П.И.17})$$

Все приведенные уравнения предполагают, что отсутствует внешнее поле, определяемое источниками, лежащими вне электронного потока, т. е. рассматриваются только процессы группирования и разгруппирования, соответствующие явлениям в протонных трубах многорезонаторных клистронов. Для рассмотрения процессов в ЛБВ и ЛОВ уравнения должны быть дополнены в правой части соответствующим членом, определяющим влияние поля замедляющей системы.

В заключение остановимся на том, что предложенные в [117] аппроксимации для функций взаимодействия между элементами электронных слоев, заменяющих бесконечные ряды, определяются показательными функциями, которые при расчете с помощью ЭВМ в свою очередь задаются бесконечными рядами. Это увеличивает время счета и при значениях аргумента меньших единицы дает точность порядка $5 \cdot 10^{-2}$. Поэтому представляет интерес аппроксимация, предложенная в [118]. В этой работе бесконечные ряды аппроксимируются выражением $\frac{|x|^\alpha}{P(x)}$, где $\alpha=0$ для одинаковых дисков или одинаковых колец; $\alpha=0,5$ для колец или дисков, которые соприкасаются своими краями при совпадении осевых координат; $\alpha=1$ для остальных колец и дисков; $P(x)$ — полином не более чем шестой степени. Точность такой аппроксимации не хуже $1 \cdot 10^{-4}$ во всем диапазоне изменения аргумента, а время расчета таких аппроксимирующих выражений значительно сокращается по сравнению с расчетом по аппроксимирующим выражениям, предложенным в [117]. Отметим, что вычисление значения полинома для расчета на ЭВМ удобно записать по схеме Горнера, т. е. в виде

$$v = [x + a_1] x + a_2] x + a_3] x + a_4] x + a_5] x + a_6] x + a_7, \quad (\text{П.И.18})$$

где квадратная скобка в начале соответствует шести простым,

а определить коэффициенты полинома можно по интерполяционной формуле Лагранжа

$$v = J_{n+1} \frac{(x-x_n)(x-x_{n-1}) \dots (x-x_2)(x-x_1)}{(x_{n+1}-x_n)(x_{n+1}-x_{n-1}) \dots (x_{n+1}-x_2)(x_{n+1}-x_1)} + \dots + J_1 \frac{(x-x_{n+1})(x-x_n) \dots (x-x_3)(x-x_2)}{(x_1-x_{n+1})(x_1-x_n) \dots (x_1-x_3)(x_1-x_2)}, \quad (\text{П.И.19})$$

где J_i и x_i — значения полинома и аргумента в заданных точках. Перемножив числовые разности в знаменателях и раскрывая скобки в числителях, получают многочлен с искомыми значениями коэффициентов.

ПРИЛОЖЕНИЕ III

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ТОРОИДАЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В клистронах обычно используются объемные резонаторы квазистационарного типа, т. е. такие, для которых возможно применение эквивалентной схемы, состоящей из параллельного соединения неких эквивалентных индуктивности и емкости. На основании [119, 120] можно провести приближенный расчет некоторых наиболее часто используемых типов резонаторов, представленных на рис. П.И.1, а и б. На рис. П.И.1, а изображен резонатор тороидального типа из отрезка коаксиальной резонансной линии, а на рис. П.И.1, б — резонатор тороидального типа, отличающийся от первого тем, что внутренние трубы коаксиальной линии образованы коническими цилиндрами.

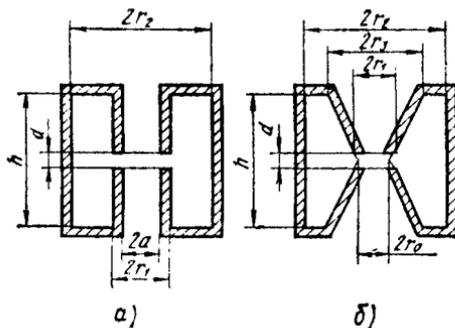


Рис. П.И.1. Формы некоторых часто используемых в клистронах резонаторов

Для резонатора типа, показанного на рис. П.И.1, а, можно привести следующие значения эквивалентных индуктивности (нГн) и емкости (пФ)

$$L = 2h \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (\text{П.И.1})$$

$$C = C_1 + C_2, \quad (\text{П.И.2})$$

где

$$C_1 = \frac{r_1^2}{3.6d} K, \quad (\text{П.И.3})$$

$$C_2 = \frac{r_1}{1.8\pi} \left(1 + \ln \frac{2le}{d} \right), \quad (\text{П.И.4})$$

где K — коэффициент, учитывающий вид зазора (при сеточном зазоре или $a/r_1 \leq 0,4$ можно принимать $K=1$; при бессеточном зазоре или $d/a = a/r_1 = 0,8$ следует брать $K=0,75$).
Значение

$$l_c = \frac{r_1}{4} [h^2/r_1^2 + 4(r_2/r_1 - 1)^2]^{1/2}. \quad (\text{П. III.4a})$$

В приведенных формулах h — длина резонатора, см; r_1 и r_2 — радиусы труб образующей резонатор коаксиальной линии, см; d — зазор резонатора, см.

Длина волны резонатора

$$\lambda = 2\pi \sqrt{0,9LC} = 5,95 \sqrt{LC} \text{ см.} \quad (\text{П. III.5})$$

При проектировании резонатора можно выбрать величины h , r_1 , d и по заданному значению λ определить r_2 . Подставляя (П. III.4a) в (П. III.4), последнее вместе с (П. III.3) в (П. III.2) и (П. III.1) в (П. III.5), получим уравнение

$$\ln \frac{r_2}{r_1} = B(r_2/r_1), \quad (\text{П. III.6})$$

где

$$B\left(\frac{r_2}{r_1}\right) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 h \left\{ \frac{r_1^2}{4d} K + \frac{r_1}{2\pi} \left[1 + \ln \frac{r_1}{2d} \sqrt{\frac{h^2}{r_1^2} + 4\left(\frac{r_2}{r_1} - 1\right)^2} \right] \right\}}. \quad (\text{П. III.6a})$$

Вычисляя отдельно левую и правую части уравнения (П. III.6) как функции отношения r_2/r_1 и построив их графики, можно получить графическое решение уравнения в месте пересечения кривых.

Для резонатора типа, изображенного на рис. П. III.1, б, могут быть даны следующие расчетные формулы для L (нГн) и C_2 (пФ):

$$L = 2h \left[\left(1 + \ln \frac{r_2}{a_1} \right) - \frac{r_0}{a_1 - r_0} \ln \frac{a_1}{r_0} \right], \quad (\text{П. III.7})$$

$$C_2 = \frac{1}{3,6a} \left[r_0 \left(1 + \ln \frac{2l_c \sin \alpha}{d} \right) + \frac{d \operatorname{ctg} \alpha}{4} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{2l_c \sin \alpha}{d} \right) \right] - \frac{r_1^2 - r_0^2}{3,6d}, \quad (\text{П. III.8})$$

где $l_c = \frac{1}{3(2r_2 - a_1 - r_0)} \left\{ [2(a_1 - r_0)^2 + 3(r_2 - a_1)(r_2 + a_1 - 2r_0)]^2 + \frac{h^2}{4}(3r_2 - 2a_1 - r_0)^2 \right\}^{1/2}. \quad (\text{П. III.8a})$

В эти формулы дополнительно входят: α — угол наклона образующей конусообразных цилиндров к плоскости, нормальной к оси резонатора и лежащей в центре его зазора; r_0 — радиус

окружности на этой плоскости при пересечении ее продолжением конусообразных цилиндров; r_1 и r_2 — радиусы меньшего и большего отверстий конических цилиндров.

Погрешность приведенных формул проверялась в [119] путем сопоставления с экспериментальными данными. При этом было установлено, что погрешность в определении длины волны не превышает 5%, если соблюдаются соотношения

$$r_1/l_c \geq \frac{1}{3} \text{ и } h/l_c \geq 1/3 + (3l_c)/\lambda.$$

Для иллюстрации приведенных соотношений приведем пример проектирования резонатора типа, показанного на рис. П. III. 1, б.

Пример. Спроектировать резонатор с бесщельным зазором на длину волны $\lambda=10$ см. Пусть будут заданы: длина резонатора $h=2$ см, внешний радиус внутренней трубы $r_1=0,5$ см.

Принимаем $a/r_1=0,8$, будем полагать $k=0,75$. Протяженность зазора резонатора примем $d=0,8$, $a=0,8 \cdot 0,8 r_1=0,64 r_1$. На основании этих данных найти величину радиуса внешней трубы резонатора r_2 .

Используя уравнение (П. III. 6), рассчитаем значения его левой и правой частей при изменении r_2/r_1 в пределах от 3,0 до 6,0. Соответствующие кривые построены на рис. П. III. 2. Пересечение кривых дает значение $r_2/r_1=5,8$, откуда получаем $r_2=5,8 \cdot r_1=5,8 \cdot 0,5=2,9$ см.

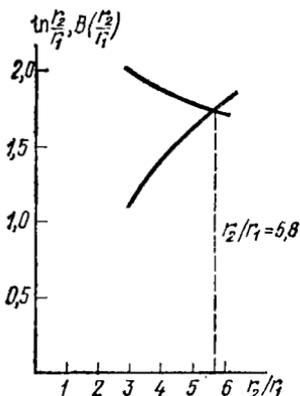


Рис. П. III. 2. Решение уравнения (П. III. 6)

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

УРАВНЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОСТИ ТОКА

Для вывода этого уравнения рассмотрим случай цилиндрического электронного потока неизменного радиуса b , перемещающегося внутри соосной с ним замедляющей системы, это показано на рис. П. IV. 1. В случае, для которого применяется уравнение непрерывности в § 8.3, можно считать, что процессы в электронном потоке зависят только от двух координат: радиальной R и осевой Z .

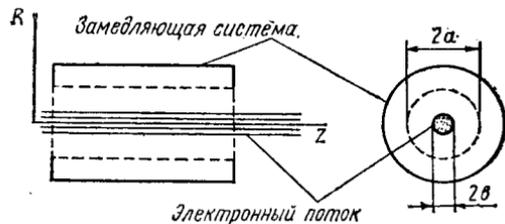


Рис. П. IV. 1 Цилиндрический электронный поток в соосной с ним замедляющей системе

Используя закон сохранения переменной слагающей плотности полного тока $i_{z\omega}$ в форме, соответствующей выбранной координатной системе, можно написать

$$\operatorname{div} j_{z\omega} = \frac{\partial j_{z\omega}}{\partial z} + \frac{1}{R} \times \times \frac{\partial (R j_{R\omega})}{\partial R} = 0 \quad (\text{П. IV. 1})$$

где $i_{z\omega}$ и $j_{R\omega}$ — составляющие переменной слагающей плотности полного тока по осям Z и R .

Предполагая, что достаточно большое магнитное фокусирующее поле обеспечивает перемещение электронов только по оси Z , напишем выражения для осевой и радиальной переменных составляющих полного тока

$$i_{z\sim} = i_{e\sim} + e_0 \frac{\partial E_{z\sim}}{\partial t} + e_0 \frac{\partial E_{z_c}}{\partial t}, \quad (\text{П. IV.2})$$

$$i_{R\sim} = e_0 \frac{\partial (E_{R\sim} + E_{R_c})}{\partial t}, \quad (\text{П. IV.3})$$

где $i_{e\sim}$ — переменная составляющая тока проводимости (электронного тока); $E_{z\sim}$ и $E_{R\sim}$ — осевая и радиальная составляющие поля объемного заряда электронов E_p ; E_{z_c} и E_{R_c} — осевая и радиальная составляющие внешнего поля E_c , источники которого лежат вне электронного потока, т. е. поля замедляющей системы.

Так как в области, занимаемой электронным потоком, для поля E_c нет источников, то для нее справедливо уравнение Лапласа

$$\text{div } E_c = \frac{\partial i_{z_c}}{\partial z} + \frac{1}{R} \frac{\partial (R E_{R_c})}{\partial R} = 0. \quad (\text{П. IV.4})$$

Подставляя в (П. IV.1) значения $i_{z\sim}$ и $i_{R\sim}$ из (П. IV.2) и (П. IV.3) и пользуясь (П. IV.4) найдем

$$\frac{\partial i_{e\sim}}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial t} e_0 \left[\frac{\partial E_{z\sim}}{\partial z} + \frac{1}{R} \frac{\partial (R E_{R\sim})}{\partial R} \right].$$

Учитывая уравнение Пуассона

$$\rho_{\sim} = e_0 \left[\frac{\partial E_{z\sim}}{\partial z} + \frac{1}{R} \frac{\partial (R E_{R\sim})}{\partial R} \right], \quad (\text{П. IV.5})$$

получим

$$\frac{\partial i_{e\sim}}{\partial z} = - \frac{\partial \rho_{\sim}}{\partial t}. \quad (\text{П. IV.6})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ V

РАСЧЕТ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРИБОРОВ СВЧ

§ П. V.1. Релятивистский клистрон

Еще в начале 50-х годов в результате работ отечественных и зарубежных ученых была показана возможность повышения выходной мощности многорезонаторных пролетных клистронов при применении больших ускоряющих напряжений порядка сотен киловольт. При этом была достигнута выходная мощность в 40 МВт [121]. В настоящее время выходная мощность может быть увеличена на порядок и более [122]. Указанные результаты делают необходимым рассмотрение расчета процессов в электронном потоке таких приборов.

П.В.1.1. Расчет скоростной модуляции в зазоре резонатора для релятивистского электронного потока

Расчет начнем с рассмотрения более простого случая сеточного зазора. Кроме того, будем считать возможным пренебречь влиянием объемного заряда, которое, как было показано в [15], мало при нерелятивистских скоростях и еще уменьшается в релятивистских приборах. При этом релятивистское уравнение движения электронов можно записать так:

$$m_0 \frac{d}{dt} \left(\frac{v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = e \frac{U_m}{d} \sin \omega t, \quad (\text{П.В.1})$$

где m_0 — масса покоящегося электрона; e — его заряд, c — скорость света; $U_m \sin \omega t = u_{\sim}$ — переменная разность потенциалов на сетках резонатора; d — протяженность зазора резонатора, т. е. расстояние между сетками.

Если принять скорость электронов при входе в зазор равной $v = v_0$, то интегрирование (П.В.1) дает

$$v(t_0, t) = \frac{v_0 \sigma_0 + \frac{e}{m_0} \frac{U_m}{\omega d} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)}{\left\{ 1 + \frac{1}{c^2} \left[v_0 \sigma_0 + \frac{e}{m_0} \frac{U_m}{\omega d} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t) \right]^2 \right\}^{1/2}}, \quad (\text{П.В.2})$$

где $\sigma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ и $\beta_0 = v_0/c$.

Если начальная скорость v_0 приобретает электронами при прохождении постоянной разности потенциалов U_0 , то справедливо энергетическое равенство

$$m_0 c^2 \left[\frac{1}{(1 - v_0^2/c^2)} - 1 \right] = e U_0, \quad (\text{П.В.3})$$

из которого можно найти

$$\sigma_0 = \frac{1}{\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{1/2}} = \frac{1}{(1 - \beta_0^2)^{1/2}} = 1 + \frac{e}{m_0} \frac{U_0}{c^2} = 1 + 1,965 \cdot 10^{-6} U_0. \quad (\text{П.В.4})$$

Используя следующее из (П.В.4) значение начальной скорости $v_0 = \beta_0 c = \left(1 - \frac{1}{\sigma_0^2}\right)^{1/2}$ в (П.В.2), после ряда преобразований получим [123]:

$$v(t_0, t) = \frac{v_0 \sigma_0 [1 + \kappa (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)]}{\left\{ 1 + (\sigma_0^2 - 1) [1 + \kappa (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)]^2 \right\}^{1/2}}, \quad (\text{П.В.2a})$$

где $\kappa = \frac{\sigma_0}{1 + \sigma_0} \frac{1}{\zeta_{d0}} \frac{U_m}{U_0}$, а ζ_{d0} — постоянный угол пролета, равный $\zeta_{d0} = \frac{\omega d}{v_0} = \frac{\omega d}{(1 - 1/\sigma_0^2)^{1/2} c}$.

Для $\kappa \ll 1$ выражение (П.V.2a) можно упростить следующим образом:

$$v(t_0, t) = \frac{v_0 \sigma_0 [1 + \kappa (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)]}{\left[1 + \sigma_0^2 - 1 + 2 (\sigma_0^2 - 1) \kappa (\cos \omega t_0 - \cos \omega t) + (\sigma_0^2 - 1)^2 \kappa^2 (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)^2 \right]^{1/2}} \approx$$

$$\approx v_0 [1 + \kappa (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)] \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\sigma_0^2} \right) \times \right.$$

$$\left. \times \kappa (\cos \omega t_0 - \cos \omega t) + \dots \right] \approx v_0 \left[1 + \frac{\kappa}{\sigma_0^2} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t) \right],$$

(П.V.26)

где второй член в квадратных скобках определяет переменную составляющую скорости. Если принять $\omega t - \omega t_0 \approx \xi_{d0}$ и $\cos \omega t_0 - \cos \omega t \approx \cos(\omega t - \xi_{d0}) - \cos \omega t = 2 \sin \frac{\xi_{d0}}{2} \sin \left(\omega t - \frac{\xi_{d0}}{2} \right)$, отсчитывать время от середины зазора резонатора, т. е. считать $\omega t - \xi_{d0}/2 = \omega t'$, то можно, учитывая значение κ , получить

$$v = v_0 + v_{\sim}$$

и

$$v_{\sim} = k_m v_0 \sin \omega t', \quad (\text{П.V.5})$$

где $v = \frac{1}{2} m \frac{U_m}{U_0}$ — коэффициент скоростной модуляции для нерелятивистского электронного потока:

$$k_m = \frac{2}{\sigma_0 (1 + \sigma_0)} \quad (\text{П.V.5a})$$

поправочный множитель, учитывающий релятивистский эффект при скоростной модуляции.

Для расчета скоростной модуляции при значительных амплитудах переменного напряжения на зазоре, когда нельзя принимать $\kappa \ll 1$, необходимо второй раз интегрировать (П.V.2a) и найти проходимый электронами путь

$$z = \int_{t_n}^t v dt = \frac{v_0 \sigma_0}{\omega} \int_{\omega t_0}^{\omega t} \frac{[1 + \kappa (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)] d\omega t}{\left\{ 1 + (\sigma_0^2 - 1) [1 + \kappa (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)]^2 \right\}^{1/2}}.$$

(П.V.6)

Задавая $z = d$, можно числовым интегрированием (П.V.6) найти фазу ωt , соответствующую моменту вылета электронного слоя из зазора резонатора, и подставляя это значение фазы в (П.V.2a), найти скорость электронов на выходе из зазора для данной фазы влета слоя ωt_0 .

На рис. П.V.1 приведены результаты такого числового расчета кривой скоростной модуляции [123] при больших значениях

постоянной скорости электронов: $U_0=0,75$ мВ, постоянном угле пролета $\zeta_{a0}=1,37$ рад и амплитудах переменного напряжения на зазоре $U_{m1}=0,4$ мВ и $U_{m2}=0,6$ мВ. Как видно из рисунка, кривые скоростной модуляции при больших амплитудах переменного синусоидального напряжения на зазоре резонатора нелинейны, причем нелинейность возрастает с увеличением амплитуды. Природа нелинейности связана с эффектом изменения массы электрона, благодаря которому при больших скоростях электронов, начинающих приближаться к скорости света, ускорение их в электрическом поле ведет не столько к увеличению скорости, сколько к увеличению массы.

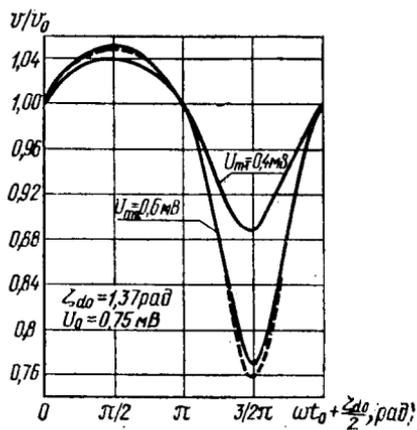


Рис. П.В.1. Результаты численного расчета кривой скоростной модуляции (пунктир — приближенный расчет)

Нелинейность скоростной модуляции при сильном торможении электронов можно использовать для получения модуляции электронного потока по плотности. Это может быть достигнуто либо за счет использования минимума потенциала, в плоскости которого медленные электроны останавливаются и выделяются на внутренней поверхности пролетной трубы, либо за счет дополнительной скоростной модуляции в зазоре другого резонатора, задерживающей дальнейшее движение медленных электронов.

Приведенные расчетные соотношения относятся к сеточному зазору. При отсутствии релятивистского эффекта коэффициент связи для бессеточного зазора определялся в 6.2.2 как результат перемножения величины коэффициента связи для сеточного зазора m на поправочный множитель, определяемый (6.28):

$$m_{ab} = \frac{2I_1(\zeta_{b0})}{\zeta_{b0} I_0(\zeta_{a0})},$$

где $\zeta_{b0} = (\omega b)/v_0$ и $\zeta_{a0} = (\omega a)/v_0$; b и a — радиусы электронного потока и окружающего его экрана.

Так как движение электронов направлено по оси электронного потока, то величины радиусов b и a не изменяются. Иначе дело будет обстоять с частотой ω . Рассматривая зазор резонатора как источник колебаний, перемещающийся по отношению к электронному потоку со скоростью v_0 и генерирующий колебания угловой частоты ω , можно найти частоту ω' колебаний, возника-

ющих в электронном потоке по соотношению, определяющему эффект Доплера [124, 125]:

$$\omega' = \omega \frac{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}}{1 - \frac{v_0}{c} \cos \varphi} = \omega \frac{1}{\sigma_0 \left(1 - \frac{v_0}{c} \cos \varphi\right)}, \quad (\text{П.V.7})$$

где φ — угол между направлением скорости v и линией наблюдения, равный в данном случае $\varphi = \pi/2$. Таким образом, оказывается, что действующая в электронном потоке угловая частота уменьшается и формула (6.28) должна быть переписана так:

$$m_{abR} = \frac{2I_1 (\zeta_{b0}/\sigma_0)}{\frac{\zeta_{b0}}{\sigma_0} I_0 (\zeta_{a0}/\sigma_0)}, \quad (\text{П.V.8})$$

где при определении углов ζ_{b0} и ζ_{a0} постоянная скорость v_0 определяется выражением $v_0 = \beta c = \left(1 - \frac{1}{\sigma_0^2}\right) c$. Важно отметить, что

в релятивистских клистронах эти углы невелики, и если еще учесть, что $\sigma_0 \gg 1$, то в ряде случаев может оказаться $m_{abR} \approx 1$ и можно принимать бессеточный зазор близким к сеточному.

П.V.1.2. Расчет активной шунтирующей резонатор проводимости при релятивистском электронном потоке

Физические явления, определяющие активную шунтирующую проводимость релятивистского электронного потока, можно рассматривать как потери энергии при скоростной модуляции. В V.1.1 было установлено, что при малых значениях отношения амплитуды переменного напряжения на зазоре резонатора U_m к постоянной скорости электронов в вольтах U_0 и соответственно малых величинах $\kappa = \frac{\sigma_0}{\sigma_0 + 1} \frac{1}{\zeta_{d0}} \frac{U_m}{U_0}$ релятивистский эффект при скоростной модуляции может быть учтен с помощью множителя k_m . Соответственно уменьшается и активная шунтирующая проводимость. Согласно [121] ее уменьшение за счет релятивистского эффекта можно учесть тем же множителем k_m . При этом для сеточного зазора на основании (6.14) и (6.14a) будем иметь

$$\frac{G_{eR}}{G_0} = \frac{1}{2} k_m m^2 \left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2}\right). \quad (\text{П.V.9})$$

Используя результаты, полученные в П.V.1.1, можно рассчитать активную шунтирующую проводимость при больших отношениях U_m/U_0 . Как известно [126], амплитуду первой гармоники

активной составляющей наведенного тока при пролете электронов через зазор резонатора можно определить выражением

$$I_{a1} = \frac{1}{\pi \zeta_d v_0} \int_0^{2\pi} I(\omega t_0) d\omega t_0 \int_{\omega t_0}^{\omega t_0 + \zeta_d} \frac{v(t_0, t)}{v_0} \sin \omega t d\omega t, \quad (\text{П.V.10})$$

где $I(\omega t_0)$ — электронный ток на входе в зазор; ωt_0 — фаза влета электрона в зазор; $\zeta_d = \omega t - \omega t_0$ — полный угол пролета

Величина $v_0(t_0, t)$ в (П.V.10) может быть при пренебрежении влиянием объемного заряда определена (П.V.2а). Ток $I(\omega t_0)$ примем равным постоянному, т. е. $I(\omega t_0) = I_0$. Тогда, определяя величину шунтирующей проводимости отношением $G_{eR} = I_{a1}/U_m$ и вводя проводимость по постоянному току $G_0 = I_0/U_0$, можем найти

$$\begin{aligned} \frac{G_{eR}}{G_0} &= \frac{U_0 \sigma_0}{\pi v_0 d_0 U_m} \int_0^{2\pi} d\omega t_0 \int_{\omega t_0}^{\omega t_0 + \zeta_d} \times \\ &\times \frac{[1 + \kappa (\cos \omega t - \cos \omega t_0)] \sin \omega t d\omega t}{\{1 + (\sigma_0^2 - 1) [1 + \kappa (\cos \omega t - \cos \omega t_0)]^2\}^{1/2}}. \end{aligned} \quad (\text{П.V.11})$$

Принтегрировав (П.V.11) по текущей фазе, получим [127]:

$$\begin{aligned} \frac{G_{eR}}{G_0} &= \frac{U_0^2}{\pi (\sigma_0 - 1) U_m^2} \int_0^{2\pi} \times \\ &\times \left\{ \sqrt{1 + (\sigma_0^2 - 1) \left[1 + 2\kappa \sin \frac{\zeta_d}{2} \sin \left(\omega t_0 + \frac{\zeta_d}{2} \right) \right]^2} - \sigma_0 \right\} d\omega t_0. \end{aligned} \quad (\text{П.V.11a})$$

Учитывая, что зависимость полного угла пролета от фазы влета может быть найдена числовым интегрированием (П.V.6), можно, выбирая N электронных слоев на период, привести (П.V.11a) к виду

$$\begin{aligned} \frac{G_{eR}}{G_0} &= \frac{2U_0^2}{N (\sigma_0 - 1) U_m^2} \sum_{i=1}^N \times \\ &\times \left\{ \sqrt{1 + (\sigma_0^2 - 1) \left[1 + 2\kappa \sin \frac{\zeta_d}{2} \sin \left(\omega t_0 + \frac{\zeta_d}{2} \right) \right]^2} + \sigma_0 \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П.V.12})$$

При проведении расчетов в [127] выбирались значения N , равные $N=48$ и $N=64$, причем результаты практически совпадали. На рис. П.V.2 приведены данные расчета величины G_{eR}/G_0 при больших значениях отношения U_m/U_0 в относительных единицах: по отношению к значению активной шунтирующей проводимости для нерелятивистского случая, определяемой (П.V.9). Из рисунка

видно, что увеличение отношения U_m/U_0 как в нерелятивистском, так и в релятивистском случаях приводит к увеличению потерь, вносимых в резонатор электронным потоком, причем это проявляется сильнее при меньших углах пролета ζ_{d0} и больших постоянных ускоряющих напряжениях U_0 .

П.V.1.3. Уравнение колебаний электронных дисков для релятивистского электронного потока

В гл. 5 было рассмотрено уравнение колебаний электронных дисков для нерелятивистского электронного потока. Вывод уравнения

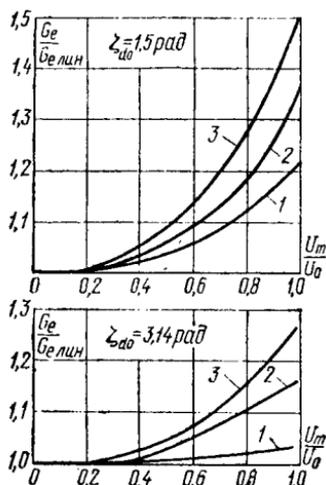


Рис. П.V.2. Отношение нелинейной активной шунтирующей проводимости электронного потока G_e к соответствующему малосигнальному значению $G_e \text{ лин}$ в зависимости от относительной амплитуды модулирующего напряжения:

1 — нерелятивистский случай;
2 — $U_0 = 0,75 \text{ МВ}$; 3 — $U_0 = 2 \text{ МВ}$

гл. 5, если учтено то обстоятельство, что постоянная скорость v_0 сопоставима со скоростью света c . Последнее проявляется в ослаблении поля, создаваемого электронным диском. Рассматривая отрезок y' по оси потока, на расстоянии которого определяется поле, как покоящийся в движущейся системе, перемещающейся по отношению к лабораторной системе координат со скоростью v_0 , можем найти, что его величина будет равна [124]:

$$y' = \frac{y}{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}} = \sigma_0 y, \quad (\text{П.V.13})$$

где y — длина отрезка в лабораторной системе координат.

Увеличение u' по сравнению с u и определяет ослабление поля при релятивистских скоростях. При этом в (5.8) и (5.8а) вместо $l - z = u$ следует подставлять величину $u' = \sigma_0$, $u = \sigma_0(l - z)$ и тогда коэффициент уменьшения осевого поля объемного заряда при переходе от электронного потока бесконечного сечения к электронному потоку конечного сечения будет $F_R = F/\sigma_0$. Аналогичные изменения имеют место в формулах (5.8б) и (5.8в), в которых величина отношения $\zeta_{a0}/\zeta_{l0} = a/l$ уменьшается благодаря увеличению знаменателя, где следует подставлять вместо l величину $l' = l/\sigma_0$. При этом будем иметь $F_{0R} = F_0/\sigma_0$.

Несколько иначе будет обстоять дело применительно к формуле (5.24б), куда входит условный угол пролета $\zeta_{a0} = (\omega a)/v_0$. Здесь скажется рассчитанный в П.В.1.1 эффект Доплера, изменяющего частоту возмущения электронного потока от ω до $\omega' = \omega/\sigma_0$. Это требует замены в (5.24б) угла пролета на $\zeta'_{a0} = (\omega' a)/\sigma_0 = \zeta_{a0}/\sigma_0$. Тогда новое, учитывающее сопоставимость постоянной скорости v_0 со скоростью света c значение коэффициента F_{0med} будет

$$F_{0medR} = F_{0med} \frac{1 + 5,76/\zeta_{a0}^2}{1 + \frac{5,76}{\zeta_{a0}^2} \sigma_0^2} \approx F_{0med}/\sigma_0^2,$$

где принято, что $5,76/\zeta_{a0}^2 \gg 1$.

Установим теперь, как будет меняться для релятивистского электронного потока переменная составляющая скорости, получаемая за счет скоростной модуляции, рассчитанной для лабораторной системы координат в П.В.1.1. Рассматривая полную скорость электронов v в лабораторной системе координат как сумму постоянной скорости v_0 и переменной v_{\sim} , найдем полную скорость в подвижной системе координат

$$v' = \frac{(v_0 + v_{\sim}) - v_0}{1 - \frac{(v_0 + v_{\sim}) v_0}{c^2}} \approx \frac{v_{\sim}}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} = \sigma_0^2 v_{\sim}, \quad (\text{П.В.14})$$

где сделано допущение, что скоростная модуляция достаточно мала ($v_{\sim} \ll c$) и возможно приближение $v_0 + v_{\sim} = v_0$.

Из (П.В.14) следует, что в движущейся системе координат имеется только увеличенная в σ_0^2 раз переменная скорость, рассчитанная в лабораторной системе координат.

Рассмотренное увеличение расстояний, отсчитываемых по оси электронного потока, при переходе из лабораторной системы координат в движущуюся влияет и на постоянную составляющую плотности объемного заряда. Это изменение будет определяться соотношением $\rho'_0 = \rho_0 \frac{l}{l'} = \rho_0/\sigma_0$. Однако одновременное изменение угловой частоты от ω до $\omega' = \omega/\sigma_0$ приводит к тому, что пара-

метр расталкивания для электронного потока бесконечного сечения оказывается равным $a_p'^2 = a_p^2 \frac{l}{l'} \frac{\omega^2}{\omega'^2} = a_p^2 \sigma_0$.

Применим выведенное в гл. 5 уравнение (5.13) к рассматриваемому случаю релятивистского электронного потока для $E_{zc} = 0$, полагая возможным пренебречь величиной $e^{-4.8(l-z)/a}$ по сравнению с единицей*. Заменяя ω на $\omega' = \omega/\sigma_0$, z на $z' = z\sigma_0$, l на $l' = l\sigma_0$ и v_{\perp} на $v_{\perp}\sigma_0^2$, получим

$$\frac{1}{\omega^2} \frac{d[(\sigma_0^2 v_{\perp})^2]}{d(z\sigma_0)} + 0,54 J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a}\right) a_p^2 \sigma_0 \frac{a}{(l-z)\sigma_0} z\sigma_0 = 0.$$

Если учесть теперь, что $0,54 J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a}\right) \frac{a}{l} = F_0$ и $F_0 a_p^2 = a_{q0}^2$, то, переходя от v_{\perp} к коэффициенту скорости модуляции $v = v_{\perp}/v_0$ и вводя безразмерную независимую переменную $\alpha = z/l$, перепишем полученное уравнение так:

$$\frac{d(v^2)}{d\alpha} + 2a_{q0}^2 v_0^2 \xi_{l0}^2 \frac{1}{\sigma_0^4} \frac{\alpha}{1-\alpha} = 0, \quad (\text{П.V.15})$$

где, как и в гл. 5, $\xi_{l0} = (\omega l)/v_0$. Сопоставляя (П.V.15) с (5.136) при $E_{zc} = 0$, устанавливаем, что переход от нерелятивистского электронного потока к релятивистскому требует введения во втором члене уравнения, определяющем «восстанавливающую» силу, множителя $1/\sigma_0^4$. Если учесть, что в уравнении (П.V.15) в выражении a_p^2 использована масса покоящегося электрона, то появление множителя $1/\sigma_0^3$ можно объяснить изменением массы электрона при увеличении его скорости до v_0 , т. е.

$$m = \frac{m_0}{\sigma_0^3} = \frac{m_0}{(1 - v_0^2/c^2)^{3/2}}. \quad (\text{П.V.16})$$

Как было установлено выше, коэффициент ослабления поля при переходе от электронного потока бесконечного сечения к потоку конечного сечения для релятивистского случая при равномерном сближении электронных дисков равен $F_{0R} = F_0/\sigma_0$, что и определяет четвертую степень коэффициента $1/\sigma_0$ в (П.V.15). Из сказанного следует, что при этом можно применить все формулы гл. 5 к релятивистскому электронному потоку при замене рассчитанного для нерелятивистского электронного потока значения a_{q0} на величину a_{q0}/σ_0^2 .

Несколько иначе будет обстоять дело при синусоидальной скоростной модуляции несгруппированного электронного потока, когда распределение избыточного объемного вярда тоже имеет

* Отметим, что для релятивистского электронного потока отбрасываемая величина уменьшается, так как $(l-z)\sigma_0 \gg (l-z)$.

синусоидальный характер и должна применяться формула (5.246). Если при этом $5,76/\zeta_{a0}^2 \gg 1$, то, как было показано ранее, $F_{0medR} \approx \approx F_{0med}/\sigma_0^2$ и формулах гл. 5 вместо значения a_{q0} для нерелятивистского электронного потока следует брать значение $a_{q0}/\sigma_0^{5/2}$. Наконец, если нельзя пренебрегать единицей по сравнению с $5,76/\zeta_{a0}^2$, то следует рассчитывать величину F_{0medR} по формуле

$$F_{0medR} = 2,56 \frac{J_1^2 \left(2,4 \frac{b}{a} \right)}{1 + \frac{5,76}{\zeta_{a0}^2} \sigma_0^2}, \quad (\text{П.V.17})$$

а значение a_p для нерелятивистского электронного потока заменять на величину $a_p/\sigma_0^{3/2}$.

§ П.V.2. Примеры расчета релятивистского клистрона

Пример 18. Расчет коэффициента взаимодействия и активной шунтирующей проводимости электронного потока релятивистского импульсного пролетного клистрона.

Рассчитаем величину коэффициента взаимодействия и шунтирующую активную проводимость электронного потока в зазоре резонатора релятивистского импульсного клистрона при следующих данных: постоянное ускоряющее напряжение $U_0 = 325$ кВ, ток $I_0 = 185$ А, внутренний радиус пролетной трубы $a = 1,6$ см, радиус электронного потока $b = 0,8a = 1,28$ см, протяженность бессточного зазора $d = 2,0$ см и частота усиливаемого сигнала $f = 2,86$ ГГц.

Коэффициент взаимодействия при бессточном зазоре: $M = mm_{abR}$, где $m =$

$$= \frac{\sin \frac{\zeta_{d0}}{2}}{\frac{\zeta_{d0}}{2}} \text{ и в соответствии с формулой (П.V.8)}$$

$$m_{abR} = 2I_1 \left(\frac{\zeta_{b0}}{\sigma_0} \right) / \frac{\zeta_{b0}}{\sigma_0} I_0 \left(\frac{\zeta_{a0}}{\sigma_0} \right).$$

Входящая в эту формулу величина $\sigma_0 = 1 + 1,965 \cdot 10^{-8} U_0$ задает постоянную скорость электронов, см/г

$$v_0 = \left(1 - \frac{1}{\sigma_0^2} \right)^{1/2} c = 3 \cdot 10^{10} \left(1 - \frac{1}{\sigma_0^2} \right)^{1/2}.$$

При $U_0 = 325$ кВ имеем

$$\sigma_0 = 1 + 1,965 \cdot 10^{-8} \cdot 325 \cdot 10^3 = 1,64$$

и соответственно получим

$$v_0 = 3 \cdot 10^{10} \left(1 - \frac{1}{1,64^2} \right)^{1/2} = 2,37 \cdot 10^{10} \text{ см/с.}$$

Зная величину постоянной скорости электронов, найдем углы пролета:

$$\zeta_{d0} = \frac{\omega d}{v_0} = \frac{2\pi \cdot 2,89 \cdot 10^9 \cdot 2}{2,37 \cdot 10^{10}} = 1,52;$$

$$\zeta_{a0} = \frac{\omega a}{v_0} = \frac{2\pi \cdot 2,86 \cdot 10^9 \cdot 1,6}{2,37 \cdot 10^{10}} = 1,21;$$

$$\zeta_{b0} = \frac{\omega b}{v_0} = \frac{2\pi \cdot 2,86 \cdot 10^9 \cdot 1,28}{2,37 \cdot 10^{10}} = 0,97.$$

По величине угла ζ_{d0} определяем

$$m = \frac{\sin \frac{\zeta_{d0}}{2}}{\frac{\zeta_{d0}}{2}} = \frac{\sin 0,76}{0,76} = 0,91.$$

Далее, по значению углов ζ_{a0} , ζ_{b0} и величине σ_0 определяем

$$m_{abR} = \frac{2I_1(0,97/1,64)}{1,64 I_0(1,21/1,64)} = 0,921.$$

Таким образом, величина коэффициента взаимодействия $M = mm_{abR} = 0,91 \times 0,921 = 0,840$.

При использовании этого коэффициента взаимодействия в расчете скоростной модуляции необходимо домножить его на поправочный множитель, определяемый (П.V.5а) и равный для $\sigma_0 = 1,64$ величине

$$k_m = \frac{2}{\sigma_0(1+\sigma_0)} = \frac{2}{1,64(1+1,64)} = 0,462.$$

Согласно (П.V.9) уменьшение активной шунтирующей проводимости за счет релятивистского эффекта может быть учтено этим же коэффициентом.

Величина активной шунтирующей проводимости, создаваемой электронным потоком для бессеточного зазора:

$$G_e = \Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) G_0,$$

где

$$\Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) = \frac{1}{2} M^2 \left[\left(1 - \frac{\zeta_{d0}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\zeta_{d0}}{2} \right) + \left(\frac{\zeta_{a0}^2}{\sqrt{4+\zeta_{a0}^2}} - \frac{\zeta_{b0}^2}{4} \right) \right] \text{ и } G_0 = \frac{I_0}{U_0}.$$

Величина функции $\Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0})$ при найденных значениях углов пролета

$$\Psi_3(\zeta_{d0}, \zeta_{a0}, \zeta_{b0}) = \frac{1}{2} \cdot 0,840^2 \left(1 - 0,76 \operatorname{ctg} 0,76 + \frac{1,21^2}{\sqrt{4+1,21^2}} - \frac{0,97^2}{4} \right) = 0,208.$$

Получающееся при этом значение активной шунтирующей проводимости

$$G_e = 0,208 \frac{185}{325 \cdot 10^3} = 1,18 \cdot 10^{-4} \text{ см.}$$

Учитывая поправку на релятивистский эффект, будем иметь

$$G_{eR} = k_m G_e = 0,462 \cdot 1,18 \cdot 10^{-4} = 5,45 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

Пример 19. Расчет к. п. д. и коэффициента усиления по мощности трехрезонаторного релятивистского пролетного клистрона.

Для релятивистского клистрона, часть данных которого указана в примере 18, определить к. п. д. и коэффициент усиления по мощности. Дополнительно заданы мощность возбуждения $P_{\text{вх}} = 6,3 \cdot 10^3$ Вт, длины пролетных труб $l_1 = 12$ см, $l_2 = 22$ см, волновое сопротивление резонаторов $\rho = 110$ Ом и добротности: входного резонатора $Q_1 = 400$, промежуточного (без влияния электронного потока) $Q_2 = 6000$ и выходного $Q_3 = 30$.

Начнем с определения сопротивления входного резонатора R_{H1} . Оно равно: $R_{\text{H1}} = \rho Q_1 = 110 \cdot 400 = 44 \cdot 10^3$ Ом. При заданной мощности возбуждения $P_{\text{вх}} = 6,3 \cdot 10^3$ Вт будем иметь

$$U_{m1} = \sqrt{2R_{\text{H1}}P_{\text{вх}}} = \sqrt{2,44 \cdot 10^8 \cdot 6,3 \cdot 10^3} = 23,5 \cdot 10^3 \text{ В.}$$

При этом коэффициент скоростной модуляции во входном резонаторе

$$v_1 = \frac{1}{2} k_m M \frac{U_{m1}}{U_0} = \frac{1}{2} 0,462 \cdot 0,840 \frac{23,5 \cdot 10^3}{325 \cdot 10^3} = 0,014.$$

Определим, далее, параметр группирования в первой пролетной трубе, который может быть рассчитан с помощью выражения

$$X_1 = \frac{v_1 \sin a_{q0} R \zeta_{01}}{a_{q0} R},$$

где ζ_{01} — угол пролета, равный

$$\zeta_{01} = \frac{\omega l_1}{v_0} = \frac{2\pi \cdot 2,86 \cdot 10^9 \cdot 12}{2,37 \cdot 10^{10}} = 9,1 \text{ рад.}$$

Величина собственной частоты колебаний электронного потока бесконечного сечения определяется (5.7а):

$$\begin{aligned} \omega_p &= 1,83 \cdot 10^{10} j_0^{1/2} U_0^{-1/4} = 1,83 \cdot 10^{10} \left(\frac{j_0}{\pi b^2} \right)^{1/2} U_0^{-1/4} = \\ &= 1,83 \cdot 10^{10} \left(\frac{185}{\pi \cdot 1,28^2} \right)^{1/2} (325 \cdot 10^3)^{-1/4} = 4,58 \cdot 10^9. \end{aligned}$$

Далее найдем коэффициент уменьшения осевого поля объемного заряда при переходе от электронного потока бесконечного сечения к потоку конечного сечения. Так как $\zeta_{a0} = 1,05$, то результаты расчета по формулам (5.8в) и (5.24б) будут практически совпадать. Выбирая (5.8в) как более простую и принимая для синусоидальной модуляции $\zeta_{l0} = \pi/2$, получим при $b/a = 0,8$:

$$F_{0\text{med}} = 0,54 J_1 \left(2,4 \frac{b}{a} \right) \frac{\zeta_{a0}}{\zeta_{l0}} = 0,54 J_1 (2,4 \cdot 0,8) \frac{1,05}{1,57} = 0,14.$$

Таким образом для нерелятивистского электронного потока величина параметра расталкивания была бы равна

$$a_{q0} = F_0^{1/2} \frac{\omega p}{\omega} = 0,14^{1/2} \frac{4,58 \cdot 10^9}{2\pi \cdot 2,86 \cdot 10^9} = 0,0954.$$

В соответствии с результатами, полученными в П.В.1.3, влияние релятивистского электронного потока уменьшит найденное значение параметра расталкивания в σ_0^2 раз и он окажется равным

$$a_{q0R} = a_{q0} / \sigma_0^2 = 0,0954 / 1,64^2 = 0,0355.$$

Используя найденные значения ζ_{01} и a_{q0R} , получим для $v_1 = 0,014$:

$$X_1 = \frac{0,014 \sin 0,0355 \cdot 9,1}{0,0355} = 0,0125.$$

Соответствующая величина амплитуды электронного тока, получающаяся в результате группирования, будет $I_{me} = X_1 I_0 = 23,2$ А, а амплитуда наведенного в промежуточном резонаторе тока окажется равной $I_{mH} = M I_{me} = 0,84 \cdot 23,2 = 19,5$ А. Величина сопротивления промежуточного резонатора при резонансе и отсутствии шунтирующего действия электронного потока должна быть равна $R_{2хол} = \rho Q_2 = 110 \cdot 6000 = 66 \cdot 10^5$ Ом. Однако шунтирующая резонатор активная проводимость $G_{eR} = 5,45 \cdot 10^{-5}$ см, что соответствует сопротивлению $R_{eR} = 18,3 \times 10^3 \ll R_{2хол}$. Поэтому влиянием собственного сопротивления резонатора можно пренебречь и полагать

$$R_{H2} = \frac{R_{eR} R_{2хол}}{R_{eR} + R_{2хол}} \approx \frac{R_{eR} R_{2хол}}{R_{2хол}} \approx R_{eR}.$$

Для получения хорошего догруппирования электронного потока во второй пролетной трубе промежуточный резонатор должен быть расстроен в область высоких частот. Так как длина первой пролетной трубы мала и соответственно мал параметр группирования X_1 , то для получения достаточного усиления клистрона выберем относительно малую расстройку резонатора с углом $\varnothing = 1,15$ или $\varnothing = 66^\circ$. При выбранном угле расстройки амплитуда напряжения на промежуточном резонаторе будет

$$U_{m2} = I_{mH} R_{H2} \cos \varnothing_2 = 19,5 \cdot 18,3 \cdot 10^3 \cos 1,16 = 142,5 \cdot 10^3$$
 В.

Соответствующее значение коэффициента скоростной модуляции

$$v_2 = \frac{1}{2} k_{mM} \frac{U_{m2}}{U_0} = \frac{1}{2} 0,462 \cdot 0,84 \frac{142,5 \cdot 10^3}{325 \cdot 10^3} = 0,085.$$

Так как $0,085 \ll 1$, то можно считать применение квазистатического приближения, положенного в основу проводимого расчета, вполне обоснованным.

Для расчета группирования во второй пролетной трубе можно воспользоваться формулой (5.17), полученной для интервала изменений относительного смещения от $\alpha_0 = 0,3$ до $\alpha' = 0,8$. В данном случае величина начального относительного смещения $\alpha_0 = (2X)/\pi = 0,0796$. Однако обращаясь к выводу исходного для (5.17) выражения (5.16б), можно установить, что точность аппроксимации двучленом $1,58\alpha^2 - 0,38\alpha$ при малых значениях α существенно не влияет на результаты расчета при больших величинах $(v_2/a_{q0} R_{\zeta_{10}})^2$, которая равна для рассчитываемого клистрона

$$(v_2 / (a_{q0} R_{\zeta_{10}}))^2 = (0,087 / (0,0355 \cdot \pi / 2))^2 = 1,56^2 = 2,43.$$

Итак, используя (5.17), получим для

$$\zeta_{02} = \frac{\omega I_2}{v_0} = \frac{2\pi \cdot 2,86 \cdot 10^9 \cdot 22}{2,37 \cdot 10^{10}} = 16,7 \text{ рад};$$

$$\begin{aligned} \alpha' &= \frac{v_2}{1,78 a_{q0} R} \sin \left[1,78 a_{q0} R \zeta_{02} + \right. \\ &+ \left. \arcsin \frac{1,78 a_{q0} R \frac{\pi}{2}}{v_2} (\alpha_0 - 0,034) \right] + 0,034 = \\ &= \frac{0,085}{1,78 \cdot 0,0355} \sin \left[1,78 \cdot 0,0355 \cdot 16,7 + \right. \\ &+ \left. \arcsin \frac{1,78 \cdot 0,0355}{0,085} (0,0796 - 0,034) \right] + 0,034 = 0,788. \end{aligned}$$

Зная величину α' , можно, воспользовавшись (6.78), найти

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{I_{m1}}{I_0} = \frac{4\alpha'}{\pi(1-\alpha'^2)} \sin(1-\alpha') \frac{\pi}{2} = \frac{4 \cdot 0,788}{\pi(1-0,788)^2} \times \\ &\times \sin(1-0,788) \frac{\pi}{2} = 0,865. \end{aligned}$$

Определим далее по (5.18а) величину остаточного коэффициента скоростной модуляции

$$\begin{aligned} v|_{\alpha'} &= \left\{ v^2 |_{\alpha_0} - \frac{1}{2} a_{q0}^2 \pi^2 \left[\ln \frac{1-\alpha_0}{1-\alpha'} - (\alpha' - \alpha_0) \right] \right\}^{1/2} = \\ &= \left\{ 0,085^2 - \frac{1}{2} 0,0355^2 \pi^2 \left[\ln \frac{1-0,0796}{1-0,788} - (0,788 - 0,0796) \right] \right\}^{1/2} = 0,05. \end{aligned}$$

Зная $v|_{\alpha'}$, можем по (6.82) определить коэффициент использования ускоряющего напряжения: $\xi = (1 - v|_{\alpha'})^2 = 0,903$.

Если принять теперь величину коэффициента токопрохождения $\delta = 0,9$, то можно найти электронный к. п. д. прибора

$$\eta_e = \frac{1}{2} \delta \gamma \xi = \frac{1}{2} 0,9 \cdot 0,865 \cdot 0,903 = 0,35.$$

Для определения полного к. п. д. необходимо знать к. п. д. выходного резонатора. Это можно сделать, зная добротности нагруженную $Q_H = 30$ и «холодную» $Q_{хол} = 6000$:

$$\eta_H = 1 - R'_H/R_H = 1 - Q_H/Q_{хол} = 1 - 30/6000 = 0,995.$$

Полный к. п. д. будет равен $\eta = \eta_e \eta_H = 0,35 \cdot 0,995 = 0,348$. Отсюда отдаваемая клистроном выходная мощность будет:

$$P_{вых} = \eta I_0 U_0 = 0,348 \cdot 185 \cdot 325 \cdot 10^3 = 20,9 \text{ МВт.}$$

Коэффициент усиления по мощности $\mu_p = \frac{20,9 \cdot 10^8}{6,3 \cdot 10^3} = 3317$ или в децибелах: $10 \lg \mu_p = 10 \lg 3317 = 35,2$.

Рассчитываемый релятивистский клистрон [121] имеет следующие данные: к. п. д. $\eta = 0,33$ и коэффициент усиления по мощности 35 дБ.

ПРИЛОЖЕНИЕ VI

МОЩНЫЙ РЕЛЯТИВИСТСКИЙ СВЧ-ГЕНЕРАТОР С СИНХРОННЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ЛУЧА В ТОРМОЗЯЩЕМ ПОЛЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ — ГИРОКОН

Оригинальный высокоэффективный мощный релятивистский СВЧ-генератор был создан в результате исследований Г. И. Будкера и его сотрудников [129]. Основная идея данного прибора заключается в создании вращающегося в пространстве электронного луча, который направляется в кольцевую щель выходного резонатора. Луч непрерывно меняет точку

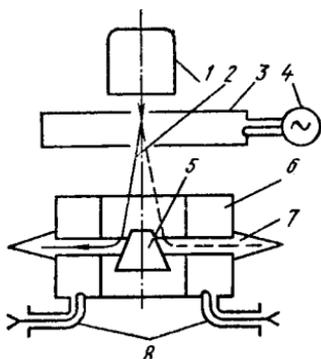


Рис. П. VI. 1. Конструктивная схема радиального гирокона: 1 — высоковольтный ускоритель; 2 — электронный луч; 3 — резонатор развертки; 4 — ВЧ-возбудитель; 5 — магнитостатическая отклоняющая система; 6 — выходной резонатор; 7 — коллектор; 8 — выходы энергии

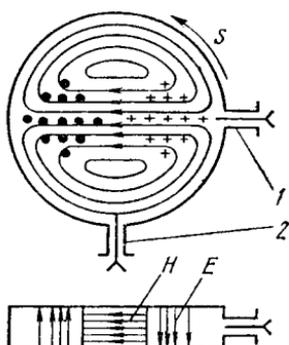


Рис. П. VI. 2. Резонатор развертки:

H — линии магнитного поля; E — линии электрического поля; 1, 2 — вводы мощности; s — направление вращения поля

входа в резонатор, представляющий собой свернутый в кольцо волновод с волной типа H_{10} , возбуждая в нем бегущую волну.

На рис. П. VI. 1 приведена схема конструкции так называемого радиального гирокона, в котором выходной резонатор с волной H_{10} свернут в кольцо в плоскости E . Как видно из рисунка, первичное слабое отклонение электронного луча и его развертка по окружности осуществляются с помощью магнитного поля резонатора развертки 3. В этом цилиндрическом резонаторе возбуждаются колебания типа E_{110} двумя вводами мощности со сдвигом фаз на 90° , что обеспечивает круговую поляризацию магнитного поля в приосевой области, где проходит электронный луч. Рис. П. VI. 2 поясняет картину поля в

таком резонаторе. Основное отклонение луча от оси прибора осуществляется за счет дополнительной отклоняющей системы 5 (см. рис. П.VI.1), выполненной в виде конической катушки. При движении электронного потока в радиальном поле отклоняющей катушки электроны описывают траекторию двойной кривизны: они не только переходят в плоскость, перпендикулярную оси гирокона, но и приобретают азимутальную составляющую, необходимую для влета в щель выходного резонатора под заданным углом. В выходном резонаторе также имеются два вывода энергии, разнесенные по азимуту на угол 90° . Это при равной их нагрузке и возбуждении резонатора электронным пучком обеспечивает в нем режим бегущей волны.

Приведем некоторые данные осуществленных на практике гироконов. В метровом диапазоне ($\lambda = 1,65$ м) при ускоряющем напряжении $U_0 = 0,5$ мВ возможно получение в непрерывном режиме колебательной мощности 5 МВт при к. п. д. 80 %. В импульсном режиме в дециметровом диапазоне ($\lambda = 70$ см) при ускоряющем напряжении $U_0 = 1,6$ мВ и токе $I_0 = 50$ А можно получить мощность 60 МВт при управляющей мощности, вводимой в резонатор развертки, 40 кВт и к. п. д. 75 %.

ПРИЛОЖЕНИЕ VII

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИБОРАХ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ ЯВЛЕНИЕ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

В приборах циклотронного резонанса используется винтовой электронный поток, перемещающийся в постоянном магнитном поле таким образом, что ось винтового потока совпадает с направлением магнитного поля. Существенно при этом, что в нерелятивистском случае период полного обращения электронов зависит только от напряженности магнитного поля.

В гл. 10 была определена угловая частота вращения электронов в постоянном магнитном поле, так называемая циклотронная, или Ларморова, частота: $\Omega = 1,76 \cdot 10^{11} B$, где B — магнитная индукция, равная для вакуума напряженности магнитного поля, Тл. На основании приведенного выражения величина периода обращения электрона

$$T_u = 2\pi/\Omega = 3,57 \cdot 10^{-11} \frac{1}{B} \quad (\text{П.VII.1})$$

и соответственно частота циклотронного резонанса

$$f_{ц} = \Omega/2\pi = 2,80 \cdot 10^{10} B. \quad (\text{П.VII.1a})$$

При больших значениях магнитной индукции, например при $B=5$, частота циклотронного резонанса достигает величины $f_{ц} = 2,80 \cdot 10^{10} \cdot 5 = 1,4 \cdot 10^{11}$, что соответствует длине электромагнитной волны в вакууме $\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10}}{1,4 \cdot 10^{11}} = 0,214$ см, т. е. диапазону

миллиметровых волн. Отсюда следует, что при больших значениях магнитной индукции можно конструировать приборы, работающие в миллиметровом диапазоне. Важной особенностью приборов, использующих явление циклотронного резонанса, является возможность отказаться от применения замедляющей системы, конструирование которой для очень коротких длин волны затруднительно.

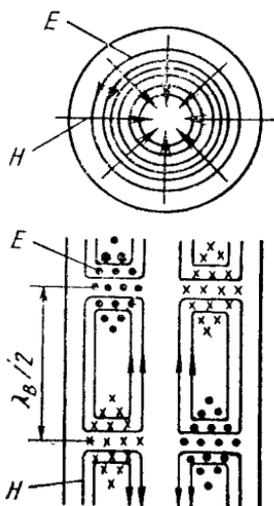


Рис. П.VII.1. Структура полей бегущих волн типа H_{01} в круглом волноводе

Взаимодействие незамедленной электромагнитной волны с винтовым электронным потоком, как и в случае лампы обратной волны, не может осуществляться без наличия неоднородностей электрического поля в пространстве их взаимодействия. В качестве такого пространства можно использовать отрезок круглого волновода, например, с волной типа H_{01} . На рис. П.VII.1 показана соответствующая картина электрического и магнитного полей. Как видно из рисунка, силовые линии электрического поля направлены по замкнутым кривым, представляющим окружности, соосные с осью волновода, причем напряженность поля изменяется по радиусу от нулевого значения в центре волновода до максимума в середине между его центром и стенкой и падает вновь до нуля у стенки.

Рассмотрим винтовой электронный поток, перемещающийся в круглом волноводе с волной типа H_{01} параллельно его оси, но смещенный по отношению к ней так, чтобы электроны, вращаясь, двигались то у стенки волновода, где напряженность электрического поля близка к нулю, то в удалении от нее — там, где эта напряженность велика. Для движущихся электронов это означает перемещение в неоднородном поле аналогично тому, как они движутся в ЛОВ, где неоднородность поля определяется замедляющей системой и представляется в виде суммы пространственных гармоник, одна из которых может быть синхронна движению электронов.

Нетрудно представить себе, что длительное взаимодействие электронов с незамедленной волной при неизменной фазе СВЧ-поля может быть получено так. Электрон, находящийся в некоторый момент времени в точке сильного тормозящего поля, удаленной от стенки резонатора, после половины оборота оказывается у стенки в области слабого поля. Однако после завершения полного оборота он снова окажется в области сильного поля. Для синхронного взаимодействия нужно, чтобы при полном обороте электрона, когда он проходит параллельно оси резонатора путь $l_1 = v_{02} T_{\omega}$, где v_{02} — осевая скорость электрона, волна

проходила бы расстояние $l_2 = v_\phi T_{ц}$, где v_ϕ — фазовая скорость волны ($v_\phi > c$), равное целому числу длин волн в волноводе λ_b :

$$l_2 = n\lambda_b \pm l_1, \quad (\text{П.VII.2})$$

где n — число волн, а знак « \pm » соответствует прямому или обратному движению волны по отношению к осевому движению электронов. Если подставить в (П.VII.2) значения l_1 и l_2 , то получим $v_\phi T_{ц} = n\lambda_b \pm v_{0z} T_{ц}$, откуда можем найти следующее выражение для частоты усиливаемых колебаний:

$$f = \frac{v_\phi}{\lambda_b} = \frac{nf_{ц}}{1 \pm v_{0z}/v_\phi}. \quad (\text{П.VII.3})$$

Из (П.VII.3) следует, что при $v_{0z} \ll v_\phi$ возможно получить частоту усиливаемых колебаний приблизительно равную или кратную частоте циклотронного резонанса.

При циклотронном резонансе, явления которого будем рассматривать в простейшем случае $n=1$, изменение энергии электронов при взаимодействии с электромагнитной волной при отсутствии релятивистского эффекта не влияет на период обращения электронов, а изменяет только радиус орбиты. При увеличении энергии радиус увеличивается, при уменьшении — падает. Отсюда следует возможность явления «сортировки»: электроны с увеличенной энергией будут выделяться на стенках резонатора, выходя из взаимодействия с полем волны. Наоборот, электроны, теряющие энергию, уменьшают радиус своей орбиты, причем максимально возможное торможение приводит их к прямолинейному движению по оси винтовой траектории, которую они описывали в начале движения.

Полезное использование энергии затормаживаемых электронов определяется отношением кинетической энергии электронов, связанной со скоростью по круговой орбите $v_{кр}$, т. е. без учета осевой скорости v_{0z} , к кинетической энергии, определяемой полной скоростью электронов $v_0 = \sqrt{v_{0z}^2 + v_{кр}^2}$, т. е.

$$\frac{\frac{1}{2} m v_{кр}^2}{\frac{1}{2} m v_0^2} = (v_{кр}/v_0)^2.$$

Важной особенностью работы приборов циклотронного резонанса является влияние релятивистского эффекта. Учитывая влияние последнего на изменение массы электрона, следует согласно исходному для Ω выражению $\Omega = \frac{e}{m} \frac{B}{\sigma}$ переписать (П.VII.1) так:

$$T_{цR} = 2\pi/\Omega_{цR} = 2\pi/(\Omega\sigma_0) = 2\pi/\Omega (1 - v_{кр}^2/c^2)^{-1/2}, \quad (\text{П.VII.4})$$

где постоянная скорость v_0 заменена на $v_{кр}$.

Из (П.VII.4) непосредственно следует, что ускоренные электроны будут иметь большую величину периода обращения $T'_{\text{цР}} > T_{\text{цР}}$, а заторможенные — меньшую величину того же периода $T''_{\text{цР}} < T_{\text{цР}}$, т. е. группы заторможенных будут догонять группы ускоренных электронов, и возникает процесс группирования. Смещение образующегося электронного уплотнения в область тормозящего поля, что может происходить из-за различия между $T_{\text{цР}}$ и $T = 1/f$, определяет эффективность энергообмена между электронами и волной и дает основание для аналогии с приборами типа О.

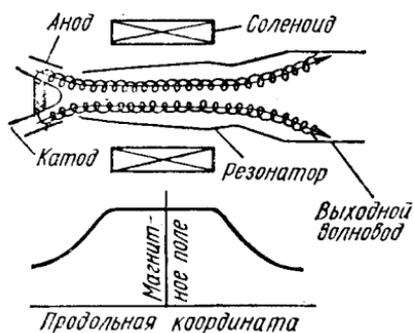


Рис. П.VII.2. Гиротрон — МЦР с магнетронно-инжекторной электронной пушкой и квазиоптическим резонатором, вывод мощности из которого осуществляется дифракционным способом

полый цилиндрический электронный поток, заполненный вращающимися электронами. Так как поперечный размер резонатора в его центральной части, как правило, существенно превышает длину волны генерируемых колебаний, то возбуждаемая мода, а следовательно, и волна обладают сложной поперечной структурой. Отсюда следует неоднородность напряженности электрического поля по радиусу, влияние которой уже рассматривалась применительно к волноводу с волной типа H_{01} . На концах резонатора его диаметр уменьшается, что обеспечивает необходимую добротность на генерируемой волне и установление стоячей волны. Последняя может быть, как и в многорезонаторном магнетроне при π -виде колебаний, разложена на две бегущих навстречу волны: прямую и обратную, одна из которых будет в синхронизме с движением электронов. Малая протяженность по оси сужения резонатора в его удаленной от катода части обеспечивает вывод энергии колебаний за счет дифракции.

Разработаны гиротроны в диапазоне миллиметровых волн с мощностью более 20 кВт в непрерывном режиме и мощностью более 1 МВт в импульсном режиме при длительностях импульсов порядка 10^{-4} с [130]. Специалистами американской фирмы «Varian» разработан гиротрон, отдающий в непрерывном режиме 10 кВт на частоте 100 ГГц при к. п. д. 30—40 %.

На рис. П.VII.2 приведена схема конструкции одного из генераторных приборов циклотронного резонанса — гиротрона. Как видно из рисунка, винтовые потоки электронов направляются от эмиттирующего пояса на катоде в резонатор, образуя в нем

Ускоренные электроны будут иметь большую величину периода обращения $T'_{\text{цР}} > T_{\text{цР}}$, а заторможенные — меньшую величину того же периода $T''_{\text{цР}} < T_{\text{цР}}$, т. е. группы заторможенных будут догонять группы ускоренных электронов, и возникает процесс группирования. Смещение образующегося электронного уплотнения в область тормозящего поля, что может происходить из-за различия между $T_{\text{цР}}$ и $T = 1/f$, определяет эффективность энергообмена между электронами и волной и дает основание для аналогии с приборами типа О.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацман Ю. А. Теория проводимости электронных ламп.— ЖТФ, 1938, № 20.
2. Левеллин Ф. Б. Инерция электронов.— М.— Л.: ОГИЗ, 1946.
3. Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений.— М.— Л.: Изд. АН СССР, 1948, гл. XXIV. Нестационарные процессы.
4. North D. O. Analysis of Effects of Space Charge on Grid Impedance, Proc. I. R. E., 1936, N 1.
5. Кацман Ю. А. К вопросу о расчете входной проводимости триода. Электросвязь.— М.: Связьиздат, 1940.
6. Линде Д. П. Основы расчета ламповых генераторов СВЧ.— М.— Л.: Госэнергоиздат, 1958.
7. Корн Г. А., Корн Т. М. Справочник по математике для научных работников и инженеров.— М.: Наука, 1968.
8. Кацман Ю. А. О влиянии междуэлектродных емкостей и активных сопротивлений выводов на длину волны, генерируемую триодом.— ЖТФ, 1938, № 19.
9. Авторское свидетельство на изобретение № 39876 Ю. А. Кацмана и А. А. Шапошникова с приоритетом от 9 апреля 1934 г.
10. Девятков Н. Д. и др. Трехэлектродные лампы для генерирования электромагнитных волн дециметрового диапазона.— Изв. электропромышленности слабого тока, 1940, № 2.
11. Девятков Н. Д. и др. Металлический триод для УВЧ.— ЖТФ, 1941, № 9.
12. Мощные электровакуумные приборы СВЧ.— М.: Мир, 1974; Лампы большой мощности с сеточным управлением.
13. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны.— М.: Советское радио, 1957.
14. Кацман Ю. А. Уравнение колебаний однородных электронных потоков.— ЖТФ, 1952, № 9; 1954, № 7.
15. Кацман Ю. А. Вопросы теории многорезонаторных клистронов.— М.: Связьиздат, 1958.
16. Смайт В. Р. Электростатика и электродинамика. Пер. с англ.— М.: ИЛ, 1954.
17. Beck A. H. W. High Space Charge Waves in Klystrons, J. Electronics, 1957, N 5.
18. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.— М.: Гос. изд. физико-математ. литературы, 1962.
19. Гоголев Г. П. Расчет радиальной модуляции электронного потока в бессеточном зазоре резонатора.— Электронное приборостроение, 1968, № 5.
20. Branch G. M. Electron Beam Coupling in Interaction Gaps of Cylindrical Symmetry, Trans. I. R. E., ED—8, 1961, N 3.
21. Hohn W. C., Metcalf G. F. Velocity Modulated Tubes, Proc. I. R. E., 1939, N 2.
22. Беляев Е. П., Самородова Г. А. Электронная проводимость многозонарных бессеточных резонаторов при больших амплитудах СВЧ-напряжения.— Электронная техника. Сер. 1 «Электроника СВЧ», 1976, № 7.
23. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций, ч. 1.— М.: ИЛ, 1949; гл. XVII. Ряды Каптейна.
24. Кацман Ю. А., Мовнин С. М. Аналитический расчет нелинейного группирования в пролетном многорезонаторном клистроне.— Тр. СЗПИ, 1967, № 2.
25. Кацман Ю. А., Мовнин С. М. Теория каскадного группирования электронного потока при наличии гармоник тока и скорости в непараметрическом приближении.— Электронное приборостроение, 1968, № 5.
26. Розет Т. А. Элементы теории цилиндрических функций с применением к радиотехнике.— М.: Советское радио, 1956.
27. Kaizo Yamamoto. Nonlinearities multicavity Klystron amplifiers. I. E. E. E. Transaction on electron devices, ED—24, 1977, N 6.
28. Arsenjewa—Heil A. O., Heil O. A. New Method for the Ge-

neration of short Undamped Electromagnetic Oscillations of High Intensity, Z. Physik, 1935, 95.

29. Нейман М. С. Тороидальные индустриальные.— ИЭСТ, 1939, № 11.

30. Varian R. H., Varian S. F. High Frequency Oscillator and Amplifier. J. Appl. Phys., 1939, N 10.

31. Кацман Ю. А. Электронно-лучевая лампа для сверхвысоких частот.— ЖТФ, 1940, № 10.

32. Кацман Ю. А. Расчет физических процессов в электронно-лучевых лампах и результаты их экспериментального исследования.— Изв. АН СССР. Сер. физ. 1940, № 3.

33. Девятков Н. Д., Данильцев Е. Н. О колебательных режимах клистрона.— ИЭСТ, 1940, № 2.

34. Романов А. И. и др.— ЖТФ, 1941.

35. Савельев В. Я. К теории клистрона.— ЖТФ, 1940, № 10.

36. Савельев В. Я. Теория электронно-лучевого диода.— ЖТФ, 1941, № 11.

37. Девятков Н. Д. и др. Авторское свидетельство № 609980, 1940.

38. Кацман Ю. А., Мовнин С. М., Иванов А. В., Лебединский С. В., Павлов О. И. Авторское свидетельство № 35759 с приоритетом от 23 апреля 1966 г.

39. Кацман Ю. А., Мовнин С. М. Об использовании особенностей колебаний электронного потока при автотомодуляции на второй гармонике для повышения к. п. д. многорезонаторных клистронов.— Радиотехника и электроника, 1973, № 3.

40. Льен Е. Л. Клистрон с каскадным группированием гармоник. Патент США № 3594606 от 20.VII.71 г. с приоритетом от 16 апреля 1970 г.

41. Lien E. L. 8—th Internat. Conference on Microwaves and Optical Generation. MOGA, 40, 1971.

42. Walter K. D. Small—Signal Gain Calculations for Electrostatically Focused Klystrons, J.E.E.E., Transaction, ED—16, 1969, 5.

43. Кацман Ю. А., Лебединский С. В. Резонансная система.— Авторское свидетельство № 454620 с приоритетом от 24 июля 1972 г.

44. Kreuchen K. H., Auld B. A., Dixon N. E. Astuday of the Broad—band Frequency Response of the Multicavity Klystron Amplifier: J. Electronics, 1957, N 6.

45. Хайков А. З. Клистронные усилители.— М.: Связь, 1974.

46. Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. 1. Техника сверхвысоких частот.— М.: Высшая школа, 1970.

47. Тараненко З. И., Трохименко Я. К. Замедляющие системы.— Киев: Техника, 1965.

48. Сплин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы.— М.: Советское радио, 1966.

49. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике.— М.: Советское радио, 1973.

50. Пирс Дж. Р. Лампа бегущей волны.— М.: Советское радио, 1952.

51. Кацман Ю. А. Обобщенное уравнение колебаний линейного электронного потока конечного сечения.— Научно-технический сборник «Вопросы радиоэлектроники». Сер. 1 «Электроника», 1965, вып. 6.

52. Schelkunoff S. A. Conversion of Maxwell's Equations Into Generalist's Equations. Bell System Techn. J. 1955, N 5; Generalized Telegraphist's Equations for Wave guides, Bell System Techn. J., 1952, N 5.

53. Роу Дж. Е. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот.— М.: Советское радио, 1969.

54. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот.— М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1956, гл. XI.

55. Лопухин В. М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками.— М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1958, гл. VII.

56. Лошаков Л. Н., Пчельников Ю. Н. Теория и расчет усиления лампы бегущей волны.— М.: Советское радио, 1964.

57. Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампа с бегущей волной (вопросы теории и расчета).— М.: Советское радио, 1964.

58. Клейн В., Пешль К. Введение в электронку сверхвысоких частот лампы с длительным взаимодействием.— М.: Советское радио, 1963.
59. Шумягский Б. М. Таблица для решения кубических уравнений методом основ — М.: Гос. изд-во технико-экономической литературы, 1950.
60. Кац А. М., Ильина Е. М., Манкин И. А. Нелинейные явления в СВЧ-приборах О-типа с длительным взаимодействием.— М.: Советское радио, 1975.
61. Мощные электровакуумные приборы СВЧ/ Под ред. Л. Л. Клэмпитта. Разд. «Лампы бегущей волны со спиралью и со связанными резонаторами».— М.: Мир, 1974.
62. Palluel P., Goldberger A. K. The O — type Carcinotron Tube. P.I.R.E., 1956, N 3.
63. Grow R. W., Watkins D. A. Backward — wave Oscillator Efficiency, P.I.R.E., 1955, N 7.
64. Kompfner R. The Travelling Wave Tube as Amplifier of Microwaves. P.I.R.E., 1947, N 1.
65. Pierce J. R. Theory of the Beam — Type Travelling Wave Tube, P.I.R.E., 1947, N 1.
66. Currie M. R., Forster D. C. New Mechanism of Noise Reduction in Electron Beams, J. Appl. Phys., 1959, N 1.
67. Permanent Magnet Ultra Low — Noise TWT, Microwave. J., 1962, N 7.
68. Стельмах М. Ф. Генераторное устройство микроволнового диапазона. Авторское свидетельство № 172369 от 31 мая 1948 г.
69. Тетельбаум С. И. и др. Работы лаборатории техники высоких частот института электроники АН УССР. Киев, 1946—1953.
70. Альтшулер Ю. Г., Татаренко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной /Под ред. М. Ф. Стельмаха.— М.: Советское радио, 1963.
71. Peter R. W. Low — Noise Travelling — Wave Amplifier R.C.A. Rev, 1952, N 3.
72. Knechtli R. C., Beam W. R. Design and Performance of Low — Noise Guns for Travelling — Wave Tubes, I.R.E. Conv. Rec. pt. 3, 1956.
73. Chodotow M., Nalos E. J. The Design of High — Power Travelling Wave Tubes. P.I.R.E., 1956, N 5.
74. Фильмонов Г. Ф. Изохронная лампа бегущей волны.— Радиотехника и электроника, 1958, вып. 1.
75. Blattner B. J., Vaccaro F. E. Electrostatically Focused Travelling Wave Tube, Electronics, 1959, 32, N 1.
76. Чернов З. С. Взаимодействие электромагнитных волн и электронного пучка в системе с центробежной электростатической фокусировкой.— Радиотехника и электроника, 1956, вып. 11.
77. Tien P. K., Walther L. R., Wolontis V. M. Large Signal Theory Travelling Wave Amplifiers, P.I.R.E., 1955, N 3.
78. Cutler C. J. The Nature of Power Saturation in Travelling — Wave Amplifiers. B.S.T.J., 1956, N 3.
79. Советов Н. М. Основы теории ламп бегущей волны с учетом релятивистских эффектов.— Саратов; Изд-во СГУ, 1966.
80. Hull A. W. The Effect of a Uniform Magnetic Field of Motion of Electrons Between Coaxial Cylinders. The Physical Review Second Series, July, 1921.
81. Самсонов Д. Е. Основы расчета и конструирования многорезонаторных магнетронов.— М.: Советское радио, 1966.
82. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т. I. Основные элементы приборов. Т. II. Основные типы приборов. Анализ характеристик генерирующих систем. Успехи и направление работы в отдельных странах.— М.: ИЛ, 1961.
83. Магнетроны сантиметрового диапазона.— М.: Советское радио, 1951, т. I и II.
84. Brown W. Desription and Operating Characteristics of the Platinotron — A New Microwave Tube Devices. P.I.R.E., 1957, N 9.
85. Стальмахов В. С. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями.— М.: Советское радио, 1963.

86. Капица П. Л. Электроника больших мощностей.— М.: Изд-во АН СССР, 1962.
87. Капица П. Л., Филимонов С. И., Капица С. П. Теория электронных процессов в магнетронном генераторе непрерывной мощности. Электроника больших мощностей. Сб. 3.— М.: Наука, 1964.
88. Слэтер Дж. Передача ультракоротких волн.— М.—Л.: Гос. техн.-теор. изд., 1946.
89. Бычков С. И. Вопросы теории и практического применения приборов многорезонаторного типа.— М.: Советское радио, 1967.
90. Быстрицкий Н. П. Магнетронные усилители (амплитроны).— М.: Советское радио, 1966.
91. Цейтлин М. Б., Фурсаев М. А., Бецкий О. В. Сверхвысокочастотные усилители со скрещенными полями /Под ред. М. Б. Цейтлина.— М.: Советское радио, 1978.
92. Хворов М. И. Приближенная оценка параметров модели электронного облака магнетрона в виде жестких самоуравновешенных спиц.— Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1 «Электроника», 1964, В. 7, 92.
93. Brillouin L. Theory of the Magnetron. Phys. Rev., 1941, N 9.
94. Алексеев Н. Ф., Маляров Д. Е. Получение мощных колебаний магнетронов в сантиметровом диапазоне волн.— ЖТФ, 1940, № 10.
95. Капица П. Л., Филимонов С. И., Капица С. П. Двухрядный ниготрон большой непрерывной мощности. Электроника больших мощностей. Сб. 6.— М.: Наука, 1969.
96. Марин В. П., Захаров В. П., Головенков В. Ф. Разработка промышленного образца ниготрона. Электроника больших мощностей. Сб. 6.— М.: Наука, 1969.
97. Тетельбаум С. И. Генераторы незамедленной обратной волны.— Киев: Изв. политехнического института, 1956, вып. 1.
98. Гапонов А. В. Доклад на сессии НТОРЭ им. А. С. Попова. Москва, июнь, 1959 г.
99. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П., Орлова И. М., Папкратова Т. Б., Петелин М. И. Индуцированное синхронное излучение электронов в полых резонаторах.— Письма в ЖТФ, 1965, вып. 9.
100. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике.— Изв. вузов СССР. Сер. радиофизика, 1967, № 10, вып. 9.
101. Юлпатов В. К. Нелинейная теория взаимодействия непрямолинейного периодического электронного пучка с электромагнитным полем. Ч. I. Вывод основных уравнений.— Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1 «Электроника», 1965, № 12.
102. Гольдберг В. Н., Ежовская Н. А., Жислин Г. М., Оржеховская М. Н., Юлпатов В. К. Нелинейная теория взаимодействия периодического электронного пучка с электромагнитным полем. Ч. II. Численные результаты.— Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1 «Электроника», 1965, № 12.
103. Wagnеcke R, Doehler O. Sur L'interaction entre une onde electromagnetique progressive et un faisceau electronique se deplacant dans un systeme cylindrique perpendiculaire a des champs electrique et magnetique constants et croises Comptes Rendus, 1950, November, t. 231, N 21.
104. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Т. II. Электровакуумные приборы сверхвысоких частот /Под ред. Н. Д. Девяткова.— М.—Л.: Энергия, 1972.
105. Лебедев И. В., Бецкий О. В. Каскадный усилитель магнетронного типа.— Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1967, № 11.
106. Лебедев И. В., Бецкий О. В., Алыбин В. Г. Магнетронный усилитель со ступенчатым пространством взаимодействия.— Изв. вузов СССР, 1968, № 9.
107. Rack A. I. Effect of Space Charge and Transit Time on the Short Noise in Diodes, Bell System Tech., I., 1938, N 9.

108. North D. O., Ferris W. R. Fluctuations Induced in Vacuum Tube Grids at High Frequencies, P.I.R.E., 1941, N 1.

109. Van der Ziel A. Noise Suppression in Triode Amplifiers, Can. I. Technol, 1951, N 3.

110. Stahman I. R. Correlation Between Induced Grid Noise and Tube Noise, Trans. I.R.E. ED — 2, 1955, N 1.

111. Кацман Ю. А. О проблеме усиления колебаний СВЧ и резонансном способе подавления шумов клистронов.— Изв. АН СССР. Сер. физич., 1946, вып. 1.

112. Gray G. A. Single — Velocity Equivalents for Multivelocity Electron Streams., J. Appl. Phys., 1960, N 2.

113. Шумы в электронных приборах. Сб. работ /Под ред. Л. Д. Смулина и Г. А. Хауса.— М.—Л.: Энергия, 1964.

114. Лопухин В. М., Магалинский В. Б., Мартынов В. П. Шумы и параметрические явления в электронных приборах сверхвысоких частот.— М.: Наука, 1966.

115. Chu L. I., A Kinetic Power Theorem I.R.E. Conference E. D., 1921, June.

116. Clouch L. D., Evans K., Hartnagel H. L. Low Frequency Output Fluctuations of Microwave Tubes, J. Electronics, 1969, N 1.

117. Акментыгыш Я. Я. К нелинейной теории группирования электронов в клистроне.— Вопросы радиоэлектроники. Сер. I «Электроника СВЧ», 1966, вып. 4.

118. Андожский С. О. Нахождение с помощью ЭЦВМ «Мир» аппроксимаций для функций взаимодействия укрупненных зарядов для цилиндрических потоков заряженных частиц. Доклад на первом Всесоюзном семинаре по применению ЭЦВМ серии «Мир» в инженерных расчетах по радиотехнике и электронике.— Одесса, 1974 г.

119. Fujisawa K. General Treatment of Klystron Resonant Cavities, Trans. I.R.E., 1958, MTT — 6, N 4.

120. Зильберман М. И., Кацман Ю. А. Многорезонаторные пролетные клистроны (пособ. по проектированию) — Л.: СЗПИ, 1964.

121. Chodogow M., Ginston E. L., Neilsen I. R., Sonin S. Design and Performans of High — Power Pulsed Klystron. Proc. I.R.E., 1953, N 1.

122. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д. (ИПФ АН СССР, ИСЭ СО АН СССР) Релятивистский клистрон с к. п. д. близким к 30 %. Сообщение на Втором Всесоюзном семинаре «Высокочастотная релятивистская электроника». — Томск: 1980.

123. Каменецкий Е. О., Беневоленский Д. М. Нелинейная скоростная модуляция в зазоре резонатора релятивистского клистрона: Тезисы докладов и сообщений. VI Всесоюзный семинар «Колебательные явления в потоках заряженных частиц.— Л.: СЗПИ, 1978.

124. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Теория поля.— М.: Наука, 1973.

125. Математическая энциклопедия. Т. 2, 374. Допплера эффект.— М.: Советская энциклопедия, 1979.

126. Гайдук В. И. О расчете наведенного тока при произвольном движении заряженных частиц.— Радиотехника и электроника, 1960, № 2.

127. Беневоленский Д. М. Электронная нагрузка зазора резонатора релятивистским потоком.— Межвуз. сб.: Колебательные явления в потоках заряженных частиц.— Л.: СЗПИ, 1978.

128. Кацман Ю. А., Беневоленский Д. М. Нелинейная теория группирования в релятивистском клистроне.— Межвуз. сб.: Колебательные явления в потоках заряженных частиц.— Л.: СЗПИ, 1978

129. Будкер Г. И., Карлинер М. М., Макаров И. Г. Гирокон — высокоэффективный преобразователь энергии мощного релятивистского пучка для СВЧ-питания, ускорителей заряженных частиц.— Атомная энергия, 1978, вып. 5.

130. Гапонов Грехов А. В., Петелин М. И. Мазеры на циклотронном резонансе: Международный ежегодник «Наука и человечество», 1980.

| | |
|--|----|
| Предисловие | 3 |
| Глава 1. Теория диода на сверхвысоких частотах | 5 |
| § 1.1. Введение | 5 |
| § 1.2. Расчет движения электронов в диоде | 6 |
| § 1.3. Определение разности потенциалов в диоде | 9 |
| § 1.4. Определение активной и реактивной проводимостей диода | 11 |
| 1.4.1. Эквивалентная схема диода | 13 |
| § 1.5. Приближенные соотношения в диоде при ограничении величины угла пролета | 14 |
| 1.5.1. Векторная диаграмма диода | 16 |
| § 1.6. Наведенный ток во внешней цепи диода | 16 |
| Глава 2. Теория и расчет процессов в лампах СВЧ с электростатическим управлением током при малом сигнале | 18 |
| § 2.1. Влияние времени пролета и его расчет | 18 |
| 2.1.1. Расчет времени пролета в первом эквивалентном диоде | 19 |
| 2.1.2. Расчет времени пролета в эквивалентных диодах, следующих за первым | 21 |
| § 2.2. Входная проводимость | 24 |
| 2.2.1. Расчет входной проводимости, определяемой явлениями в пространстве катод — управляющая сетка | 25 |
| 2.2.2. Учет влияния явлений, происходящих за управляющей сеткой | 27 |
| 2.2.3. Расчет влияния индуктивности катодного вывода | 28 |
| § 2.3. Комплексная крутизна | 29 |
| 2.3.1. Расчет комплексной крутизны | 31 |
| 2.3.2. Коэффициент связи электронного потока с резонатором | 32 |
| § 2.4. Влияние фазового угла комплексной крутизны на к. п. д. генераторной лампы, работающей в режиме самовозбуждения | 33 |
| § 2.5. Особенности работы триода СВЧ в схеме с общей сеткой | 35 |
| § 2.6. Примеры расчета ламп СВЧ, используемых в режиме малого сигнала | 36 |
| Глава 3. Теория и расчет процессов в лампах СВЧ с электростатическим управлением током при нелинейном режиме | 39 |
| § 3.1. Особенности нелинейного режима и методика исследований процессов в лампах при этом режиме | 39 |
| § 3.2. Ток катода лампы СВЧ при работе с отсечкой тока | 40 |
| 3.2.1. Определение необходимого тока эмиссии катода и постоянной составляющей тока катода лампы при работе с отсечкой тока | 42 |
| § 3.3. Явления в пространстве катод — управляющая сетка | 43 |
| 3.3.1. Расчет движения электронов в пространстве катод — управляющая сетка без учета влияния объемного заряда | 43 |
| 3.3.2. Приближенная нелинейная теория, учитывающая влияние объемного заряда | 46 |
| § 3.4. Явления в пространстве сетка — анод триода | 54 |
| § 3.5. Явления в пространстве экранирующая сетка — анод тетрода | 62 |
| § 3.6. Определение нагрузочного сопротивления выходного резонатора и полного к. п. д. лампы | 66 |
| § 3.7. Примеры расчета ламп СВЧ при нелинейном режиме | 67 |
| Глава 4. Особенности конструкций ламп СВЧ с электростатическим управлением током | 68 |
| § 4.1. Общие соображения | 68 |
| § 4.2. Специальные конструкции ламп для включения в объемные резонаторы | 70 |
| 4.2.1. Лампы, включающие в свою конструкцию объемные резонаторы | 74 |
| Глава 5. Колебательные процессы в прямолинейных электронных потоках | 77 |
| § 5.1. Введение | 77 |
| § 5.2. Уравнения колебаний электронных дисков | 81 |

| | |
|---|-----|
| 5.2.1. Решение уравнений колебаний электронных дисков | 86 |
| 5.2.2. Расчет коэффициента ослабления осевого поля объемного заряда при синусоидальном его изменении вдоль оси электронного потока | 94 |
| § 5.3. Пример расчета | 97 |
| Глава 6. Теория и расчет физических процессов в клистродах | 98 |
| § 6.1. Введение | 98 |
| § 6.2. Колебательные процессы в электронном потоке, проходящем резонатор. Расчет скоростной модуляции и шунтирующей проводимости | 102 |
| 6.2.1. Одноззорный резонатор с сетками | 102 |
| 6.2.2. Одноззорный резонатор без сеток | 113 |
| 6.2.3. Двухззорный резонатор | 119 |
| 6.2.4. Обсуждение полученных результатов и сводка расчетных формул | 127 |
| § 6.3. Колебательные процессы в электронном потоке при группировании. Расчет перемещенного электронного тока и усиления по мощности | 130 |
| 6.3.1. Простое линейное группирование | 130 |
| 6.3.2. Каскадное линейное группирование | 135 |
| 6.3.3. Каскадное группирование с использованием метода автомодуляции на второй гармонике при относительном смещении $\alpha \leq 0,3$ | 139 |
| 6.3.4. Каскадное нелинейное группирование в клистродах с резонаторами только на основную частоту сигнала | 148 |
| 6.3.5. Каскадное нелинейное группирование с использованием метода автомодуляции на второй гармонике | 151 |
| 6.3.6. Выходная мощность и к. п. д. пролетного клистрода. Коэффициент усиления по мощности | 154 |
| § 6.4. Примеры расчета клистронов | 157 |
| Глава 7. Особенности конструкции и проектирование клистронов | 162 |
| § 7.1. Введение | 162 |
| § 7.2. Особенности конструкции и проектирование пролетных клистронов | 164 |
| 7.2.1. Проектирование пролетных клистронов | 171 |
| 7.2.2. Проектирование пролетных клистронов при заданной полосе усиляемых частот | 178 |
| § 7.3. Примеры проектирования клистронов | 182 |
| Глава 8. Теория и расчет физических процессов в лампах бегущей и обратной волн | 196 |
| § 8.1. Введение | 196 |
| § 8.2. Теория и расчет физических процессов в ЛБВ в линейном режиме (малосигнальное приближение) | 201 |
| 8.2.1. Характеристическое уравнение ЛБВ | 204 |
| 8.2.2. Решение характеристического уравнения ЛБВ | 209 |
| 8.2.3. Расчет коэффициента усиления ЛБВ по мощности | 210 |
| 8.2.4. Широкополосные свойства ЛБВ как усилителя | 215 |
| § 8.3. Нелинейная теория ЛБВ | 217 |
| 8.3.1. Теория Роу | 217 |
| 8.3.2. Уравнения Вайнштейна | 228 |
| 8.3.3. О влиянии второй гармоники на работу ЛБВ | 235 |
| § 8.4. Теория и расчет физических процессов в ЛОВ | 235 |
| 8.4.1. Линейная теория ЛОВ | 239 |
| 8.4.2. О нелинейной теории ЛОВ. Результаты решения уравнений | 241 |
| § 8.5. Расчет физических процессов в твистроне | 243 |
| 8.5.1. Расчет широкополосного клистронного группирователя | 243 |
| § 8.6. Примеры расчета ЛБВ и ЛОВ | 246 |
| Глава 9. Особенности конструкций и проектирование ЛБВ и ЛОВ | 249 |
| § 9.1. Введение | 249 |
| § 9.2. Особенности конструкций малосигнальных ЛБВ и их проектирование | 249 |

| | |
|--|-----|
| 9.2.1. Проектирование малосигнальных ЛБВ | 252 |
| § 9.3. Особенности конструкций ЛБВ для усиления больших сигналов. О проектировании и гибридных приборах | 257 |
| 9.3.1. О проектировании мощных ЛБВ и гибридных приборах | 260 |
| § 9.4. Особенности конструкций ЛОВ | 262 |
| § 9.5. Примеры проектирования ЛБВ | 264 |
| Глава 10. Теория и расчет физических процессов в СВЧ-приборах со скрещенными полями | 266 |
| § 10.1. Введение | 266 |
| § 10.2. Теория и расчет физических процессов в многорезонаторном магнетроне | 273 |
| 10.2.1. Расчет движения электронов в дрейфовом приближении | 273 |
| 10.2.2. Приближенная теория образования спиц | 276 |
| 10.2.3. Уточнение теории | 281 |
| 10.2.4. Режимы многорезонаторного магнетрона цилиндрической конструкции и основные расчетные соотношения | 285 |
| § 10.3. О теории и режимах работы амплитрона | 290 |
| 10.3.1. Режимы работы амплитрона | 291 |
| § 10.4. Теория и расчет физических процессов в ЛБВ и ЛОВ типа М | 293 |
| 10.4.1. Нелинейная теория ЛБВМ | 293 |
| 10.4.2. Результаты расчета по нелинейной теории ЛБВМ | 301 |
| 10.4.3. О нелинейной теории ЛОВМ. Результаты расчета | 304 |
| § 10.5. Примеры расчета магнетронов | 305 |
| Глава 11. Особенности конструкций приборов со скрещенными полями | 307 |
| § 11.1. Введение | 307 |
| § 11.2. Особенности конструкций приборов, использующих замкнутый электронный поток | 308 |
| 11.2.1. Механическая перестройка рабочей волны многорезонаторных магнетронов | 311 |
| 11.2.2. Конструкция выводов многорезонаторных магнетронов. Катоды | 313 |
| 11.2.3. Примеры конструкций мощных многорезонаторных магнетронов. Конструкция и данные амплитрона. Ниготрон | 315 |
| § 11.3. Особенности конструкций с незамкнутым электронным потоком | 321 |
| Глава 12. Шумы в приборах СВЧ | 322 |
| § 12.1. Введение | 322 |
| 12.1.1. Шумы диода СВЧ | 324 |
| § 12.2. Особенности шумовых процессов в электронных усилительных лампах СВЧ с электростатическим управлением | 325 |
| § 12.3. Шумы в приборах типа О | 327 |
| 12.3.1. О теореме кинетической мощности | 328 |
| 12.3.2. О шумах в мощных усилителях и генераторах | 330 |
| Приложение | 332 |
| Приложение I. Закон сохранения заряда | 332 |
| Приложение II. Уравнения движения электронов для расчета процессов в электронном потоке с использованием ЭВМ | 332 |
| Приложение III. Приближенный расчет торондальных резонаторов | 339 |
| Приложение IV. Уравнение непрерывности тока | 341 |
| Приложение V. Расчет процессов в электронном потоке релятивистских приборов СВЧ | 342 |
| Приложение VI. Мощный релятивистский СВЧ-генератор с синхронным движением электронного луча в тормозящем поле бегущей волны — гироскоп | 356 |
| Приложение VII. Физические процессы в приборах, использующих явление циклотронного резонанса | 357 |
| Литература | 361 |