

© www.phys.nsu.ru

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Физический факультет

Кафедра радиофизики

Е. В. Козырев

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

Учебное пособие

Новосибирск
2010

Козырев Е. В. Электронные приборы СВЧ: Учебное пособие / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2010. 155 с.

Данное учебное пособие подготовлено к курсу лекций, читаемому студентам физического факультета НГУ на кафедре радиофизики.

Структура изложения материала является традиционной для данной дисциплины. Вместе с тем, учебное пособие знакомит с некоторыми методами генерации и усиления СВЧ колебаний, описание которых отсутствует в учебной литературе.

Учебное пособие может быть использовано для подготовки радиофизиков, специалистов в области физики ускорителей, радиоинженеров в университетах, технических вузах и для самоподготовки.

Рецензент

канд. физ.-мат. наук А. В. Иванов

Учебное пособие подготовлено в рамках реализации Программы развития НИУ – НГУ на 2009-2018 гг.

© Новосибирский государственный университет, 2010

© Е. В. Козырев, 2010

Введение

В основу данного учебного пособия положен специальный курс лекций, читаемый автором для магистрантов НГУ на кафедре радиофизики. Структура изложения материала является традиционной для данного предмета. Отчасти она близка к структуре таких учебников, как: И. В. Лебедев «Техника и приборы СВЧ»; Л. М. Андрушко и В. М. Бурмистенко «Электронные и квантовые приборы СВЧ» и др. Вместе с тем, пособие знакомит также с некоторыми методами генерации и усиления СВЧ колебаний, разработанными в Институте ядерной физики СО РАН. Описание этих методов отсутствует в учебной литературе.

Ввиду ограниченности объема курса, основное внимание в учебном пособии сосредоточено на ознакомлении с принципами работы и некоторыми характеристиками классических электровакуумных приборов СВЧ. Не рассматриваются низкочастотные ламповые устройства и квантовые приборы СВЧ, которые изучаются в отдельных курсах.

Учебное пособие может быть использовано для подготовки радиофизиков, специалистов в области физики ускорителей, радиоинженеров в университетах, технических вузах и для самоподготовки.

1. Сведения об СВЧ электронике

Физическая электроника сверхвысоких частот (СВЧ) изучает вопросы взаимодействия электронных потоков с переменными электромагнитными полями в системах, в которых время пролета электронов через пространство взаимодействия оказывается сравнимым с периодом электромагнитных колебаний.

Сверхвысокочастотными колебаниями называют колебания с частотой $f > 300$ МГц или длиной волны $\lambda < 1$ м. Принято следующее деление на диапазоны:

дециметровые волны.....1 – 0.1 м (**0.3 – 3** ГГц)
сантиметровые волны.....0.1 – 0.01 м (**3 – 30** ГГц)
миллиметровые волны.....0.01 – 0.001 м (**30 – 300** ГГц)
субмиллиметровые волны.....0.001 – 0.0001 м (**300 – 3000** ГГц)

К субмиллиметровым волнам примыкает диапазон оптических волн (инфракрасное, видимое и ультрафиолетовое излучение). Любое электронное устройство для усиления или генерации является преобразователем энергии постоянного тока в энергию электромагнитных колебаний при помощи электронного потока, управление которым производится тем или иным способом.

В обычных ламповых усилителях и генераторах, применяемых на длинных волнах (метровых и более длинных), используется электростатическое управление электронным потоком. Их применение характеризуется двумя условиями. Во-первых, переменные поля в лампе и в ее цепи не должны проявлять своих волновых свойств – лампа должна быть элементом цепи с сосредоточенными параметрами, и, в частности, вводы и выводы, выполненные в виде проводов, не должны существенно влиять на свойства лампы и ее цепи. Во-вторых, электроны в лампе не должны проявлять своей инерционности – время их пролета можно считать равным нулю.

Первое условие математически можно выразить в виде

$$kD \ll 1, \quad (1)$$

$k = \omega/V_\phi$ – волновое число, D – размер лампы, ω – круговая частота колебаний, V_ϕ – фазовая скорость волны в среде. Рабочей средой в электронных приборах СВЧ является вакуум. Поэтому фазовая скорость равна скорости света в вакууме.

Второе условие, обычно, записывают в виде

$$\omega T \ll 1, \quad (2)$$

T – время пролета электронов через лампу. Если ввести величину T' – время распространения волны через лампу и ее цепь (в свободном пространстве), то первое условие можно переписать в виде

$$\omega T' \ll 1. \quad (3)$$

На сверхвысоких частотах эти условия уже не обязательны и заменяются другими, как правило, противоположными. На СВЧ наиболее типичны приборы с длительным взаимодействием, удовлетворяющие условию

$$\omega T \gg 1, \quad (4)$$

T – время пролета через пространство взаимодействия, занятое переменным полем. За время пролета напряжение на электродах успевает заметно измениться. Это приводит к ослаблению эффекта изменения плотности электронного потока (модуляции), резкому падению полезной мощности, усиления и КПД. Кроме того, длина волны становится сравнимой с размерами самих электродов и их выводов, т. е. лампу необходимо рассматривать как систему с распределенными параметрами. При этом электроды становятся антеннами, и возможна потеря энергии колебаний из-за излучения.

Создание приборов СВЧ стало возможным в результате использования метода динамического управления электронным потоком, идея которого была выдвинута в 1932 году ученым Д. А. Рожанским. Идея динамического управления электронным потоком состоит в модуляции электронов по скорости, затем превращении модуляции по скорости в модуляцию по плотности и, наконец, передаче энергии колебаний от модулированного по плотности потока колебательной системе.

Электронные приборы СВЧ по продолжительности взаимодействия с электромагнитным полем подразделяются на приборы с кратковременным (прерывным) и длительным (непрерывным) взаимодействием. В первом случае используется взаимодействие электронов с СВЧ полем резонаторов, а во втором – с бегущей волной.

Наиболее простыми СВЧ приборами с кратковременным взаимодействием, в которых используется взаимодействие, основанное на резонансе во времени, являются клистроны. Эти приборы работают как усилители, генераторы и умножители частоты входного сигнала. Простота их обусловлена тем, что для них выполняется условие (1), если под T понимать время пролета электронов через зазоры, где они взаимодействуют с резонаторами, условие же (4) будет выполняться, если T – полное время пролета, включающее пролет в пространстве дрейфа. Эффективное возбуждение резонатора электронными сгустками оказывается возможным, лишь, когда частота их следования или ее гармоника близка к собственной частоте резонатора. Тогда последовательные сгустки возбуждают резонатор в такт, т. е. синхронно с его собственными колебаниями, в нем происходит накопление энергии от целой последовательности сгустков (резонанс во времени), и возникает сильное ре-

зультирующее поле. Синхронизм обеспечивает также эффективное обратное воздействие полей в резонаторе на пучок, приводящее к сильной модуляции пучка по плотности.

В приборах с длительным взаимодействием, таких как лампы бегущей и обратной волны, выполняется синхронизм электронов и полей. В частности, для прямолинейного не слишком интенсивного пучка и однородной замедляющей линии постоянная скорость электронов должна быть близка к фазовой скорости волны в самой замедляющей системе. Важность этого условия видна из того, что все возмущения, создаваемые в пучке электромагнитными полями, сносятся им со скоростью самих электронов, т. е. имеют вид волн переменного тока и переменного заряда, распространяющихся вдоль пучка со скоростью электронов. Такие волны эффективно возбуждают замедляющую линию, и происходит накопление энергии колебаний от различных элементов пучка. По существу, это резонанс, аналогичный резонансу в добротных колебательных системах, однако здесь мы имеем дело с резонансом (накоплением энергии полей) в пространстве, а не во времени. Синхронизм обеспечивает также эффективное обратное воздействие полей замедляющей системы на пучок, приводящее к сильной модуляции его по плотности.

Электронные приборы СВЧ по характеру энергообмена между электронным потоком и электромагнитным полем подразделяются на приборы О и М типа.

В приборах О типа происходит преобразование кинетической энергии электронов в энергию СВЧ поля в результате торможения электронов этим полем. Магнитное поле или не используется совсем, или применяется для фокусировки потока и не играет принципиального значения в процессе энергообмена.

В приборах М типа в энергию СВЧ поля переходит потенциальная энергия электронов, а наличие магнитного поля принципиально важно для процесса энергообмена. Кинетическая же энергия электронов в среднем за период ВЧ колебаний не изменяется.

До середины 30-х годов разработки и исследования электронных приборов СВЧ носили лабораторный характер. Ситуация резко изменилась с созданием таких приборов как клистроны, магнетроны и, несколько позднее, лампы бегущей и обратной волны. Огромный вклад в создании этих приборов принадлежит: Н. Д. Девяткову, М. С. Нейману, В. Ф. Коваленко, Ю. А. Кацману, С. Д. Гвоздоверу и др.

Рис. 1.1 дает представление о типичных частотных диапазонах и мощностях электронных приборов СВЧ, работающих в непрерывных и импульсных режимах. Приборы, работающие в непрерывном режиме, демонстрируют, как правило, меньшие мощности, а их область применения ограничена более низкими частотами.

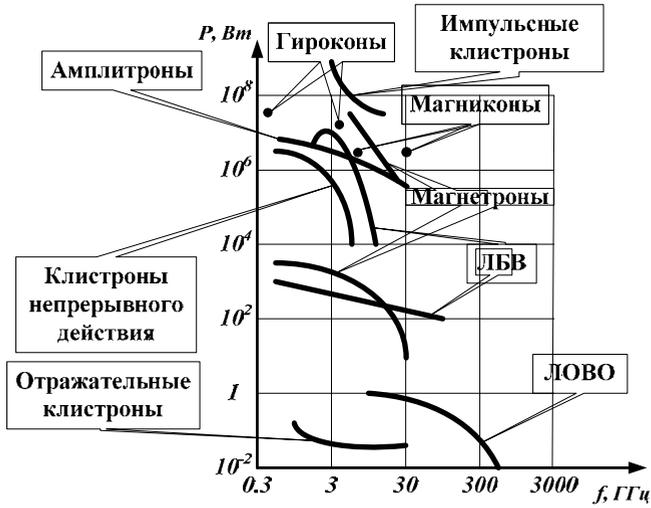


Рис. 1.1

Ниже будут рассмотрены некоторые из наиболее типичных электронных приборов.

2. Взаимодействие заряженных частиц с электромагнитным полем

2.1. Основные уравнения электроники

Теория электронных приборов СВЧ базируется на изучении процесса взаимодействия электромагнитного поля с потоком заряженных частиц. Этот процесс исследуется путем совместного решения уравнений электромагнитного поля и уравнения движения заряженных частиц. Уравнения электромагнитного поля, называемые *уравнениями Максвелла*, выглядят в системе СИ следующим образом:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J}_{\text{полн}} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \rho \vec{V} + \vec{J}_{\text{вн}}, \quad (2.1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (2.1.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (2.1.4)$$

где $\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$, $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E}$. Поскольку рабочей средой в электровакуумных приборах является вакуум, то ε и μ равны 1, а σ (удельная проводимость среды) равна 0. Причем

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} [\text{Ф/м}], \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} [\text{Г/м}].$$

Через ρ и \vec{V} обозначены объемная плотность свободных зарядов и скорость движения этих зарядов. Величина $\rho\vec{V}$ определяет плотность конвекционного тока (или тока переноса $\vec{J}_k = \rho\vec{V}$) и характеризует количество заряда, проходящего за единицу времени через единицу поверхности, нормальной к вектору скорости \vec{V} . Полная плотность тока в любом сечении при $\sigma = 0$ является суммой плотностей конвекционного тока \vec{J}_k и тока смещения $\vec{J}_{\text{см}} = \partial\vec{D}/\partial t$. В общем случае к указанным величинам добавляется сторонний ток $\vec{J}_{\text{вн}}$, создаваемый, например, в резонаторах петель возбуждения.

Важную роль при анализе электронных процессов играют также уравнение непрерывности и уравнение скорости заряженной частицы, движущейся в электромагнитном поле.

Уравнение непрерывности вытекает из уравнений Максвелла. Согласно уравнению (2.1.1) полный ток всегда имеет чисто вихревой характер, поэтому, полагая $\sigma = 0$, $\vec{J}_{\text{вн}} = 0$ получим

$$\operatorname{div}(\operatorname{rot} \vec{H}) = \operatorname{div}(\vec{J}_{\text{полн}}) = \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{D} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0.$$

В силу уравнения (2.1.3)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0. \quad (2.1.5)$$

Последнее уравнение особенно полезно при рассмотрении процессов в электронных потоках, например, в лампах бегущей и обратной волны. По физическому смыслу это уравнение сводится к закону сохранения заряда.

Система уравнений Максвелла является неполной для решения задач электроники СВЧ при наличии свободных заряженных частиц, поскольку их скорости зависят не только от начальных условий, но и от напряженностей электромагнитных полей в каждой точке пространства, где они находятся. Эта зависимость дается уравнением движения:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d}{dt}(m\vec{V}) = q\{\vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}]\}, \quad (2.1.6)$$

где

$$m = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left[\frac{V}{c}\right]^2}},$$

c – скорость света в вакууме, m_0 – масса покоя частицы, q – электрический заряд частицы, $\beta = V/c$ – относительная скорость.

В нерелятивистизме, т. е. при скоростях частиц много меньше скорости света в свободном пространстве, уравнение движения приобретает вид

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = m_0 \frac{d\vec{V}}{dt} = q\{\vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}]\},$$

В электронных приборах СВЧ зарядами являются электроны, т. е. $q = -e$, а $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ [Кл], $m_0 = 9.11 \cdot 10^{-31}$ [кг].

Для определения скорости электрона в потенциальном электрическом поле обычно пользуются законом сохранения энергии. Кинетическая энергия W_k частицы:

$$W_k = \gamma m_0 c^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 (\gamma - 1) = W_n = eU,$$

где U – разность потенциалов между рассматриваемой точкой и точкой, где скорость электрона равнялась нулю. Тогда

$$\gamma = 1 + eU/m_0 c^2,$$

а

$$\beta = V/c = \sqrt{\gamma^2 - 1}/\gamma.$$

При $V \ll c$ ($\gamma \rightarrow 1$) закон сохранения энергии выглядит следующим образом:

$$W_k = \frac{1}{2} m_0 V^2 = W_n = eU,$$

а выражение для скорости приобретает вид

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_0}}.$$

Итак, для решения задач электроники необходимо совместное решение уравнений Максвелла, уравнения движения и, во многих случаях, уравнения непрерывности. Электроны возбуждают поля на всех гармониках основной частоты ω , определяющей периодичность всех процессов. В этом сложность задач электроники. Упрощение возможно благодаря тому, что лишь на основной частоте обычно имеется синхронизм, вследствие чего можно выделить резонансную часть поля. Наиболее часто производится разбиение поля на резонансную и нерезонансную часть, причем нерезонансная часть связана с действием пространственного заряда и аппроксимируется тем или иным способом. Такое разбиение наиболее четко и просто проводится для полей в объемных резонаторах.

2.2. Возбуждение объемных резонаторов заданными токами свободных зарядов.

Рассмотрим возбуждение колебаний в объемных резонаторах заданными токами фиксированной частоты. Примем следующие идеализации: поле резонатора занимает конечный объем V и не проникает за пределы некоторой замкнутой поверхности S , ограничивающей этот объем. Предположим также, что в резонаторе возможен только один установившийся вид колебаний. Это вполне оправдано, так как в приборах обычно принимаются специальные меры против возбуждения других видов колебаний, которые, как правило, являются «паразитными». Расчет стационарных гармонических полей, обладающих свойством суперпозиции, целесообразно вести, пользуясь методом комплексных амплитуд. Поля, токи и плотность зарядов представим в виде

$$\vec{E} = \vec{E}(\vec{r})e^{i\alpha t}, \quad \vec{H} = \vec{H}(\vec{r})e^{i\alpha t}, \quad \vec{J} = \vec{J}(\vec{r})e^{i\alpha t}, \quad \rho = \rho(\vec{r})e^{i\alpha t}.$$

Тогда уравнения Максвелла принимают вид

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{J} + i\omega\epsilon\vec{E}, \quad \text{rot}\vec{E} = -i\omega\mu\vec{H}, \quad \text{div}\vec{E} = \rho, \quad \text{div}\vec{H} = 0.$$

Вспомним, что в общем случае

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} + \rho\vec{V} + \vec{J}_{\text{вн}},$$

ϵ и μ зависят от частоты и могут быть представлены в комплексном виде

$$\epsilon(\omega) = \epsilon' - i\epsilon'', \quad \mu(\omega) = \mu' - i\mu''.$$

Комплексные составляющие отвечают за потери в среде. Это могут быть, например, потери, связанные с внутренним трением, при перезарядке диэлектрика в переменном поле или потери, связанные с переориентацией магнитных моментов, также за счет внутреннего трения.

Для дальнейших нужд нам понадобится так называемая *Комплексная теорема Умова - Пойнтинга*.

Запишем снова уравнения Максвелла (2.1.1) и (2.1.2), причем первое в комплексно-сопряженном виде

$$\operatorname{rot} \vec{H}^* = \vec{J}^* - i\omega \varepsilon^* \vec{E}^*, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -i\omega \varepsilon \vec{H}.$$

Умножив скалярно первое уравнение на \vec{E} , а второе на \vec{H}^* и вычтя из второго уравнения первое, получим

$$\vec{H}^* \operatorname{rot} \vec{E} - \vec{E} \operatorname{rot} \vec{H}^* = \operatorname{div} [\vec{E} \times \vec{H}^*] = -i\omega [\mu \vec{H} \vec{H}^* - \varepsilon^* \vec{E} \vec{E}^*] - \vec{J}^* \vec{E}.$$

Проинтегрируем это уравнение по всему объему резонатора, используя теорему Остроградского - Гаусса и полагая

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \rho \vec{V}, \quad \text{т.е. } \vec{J}_{\text{вн}} = 0,$$

получим

$$\begin{aligned} \int_V \operatorname{div} [\vec{E} \times \vec{H}^*] dv &= \oint_S [\vec{E} \times \vec{H}^*] \vec{n} ds = i\omega \left\{ \int_V \mu \vec{H} \vec{H}^* dv - \int_V \varepsilon^* \vec{E} \vec{E}^* dv \right\} + \\ &+ \int_V \vec{J}_k^* \vec{E} dv + \int_V \sigma \vec{E} \vec{E}^* dv. \end{aligned}$$

Здесь \vec{n} - нормаль к поверхности S , направленная внутрь объема V , $\vec{J}_k = \rho \vec{V}$ - плотность конвекционного тока зарядов. Учитывая комплексное представление ε и μ , приходим к соотношению

$$\begin{aligned} \oint_S [\vec{E} \times \vec{H}^*] \vec{n} ds - \int_V \vec{J}_k^* \vec{E} dv &= \omega \left\{ \int_V \mu \vec{H} \vec{H}^* dv - \int_V \varepsilon^* \vec{E} \vec{E}^* dv \right\} + \\ &+ \int_V \sigma \vec{E} \vec{E}^* dv + i\omega \left\{ \int_V \mu \vec{H} \vec{H}^* dv - \int_V \varepsilon \vec{E} \vec{E}^* dv \right\}. \end{aligned}$$

Первые три слагаемых в правой части полученного уравнения есть удвоенная усредненная мощность потерь внутри объема, включая потери в стенках. Обозначим их $2\bar{P}_k$. Надо сразу отметить, что эти потери выделяются в виде джоулева тепла и потому сугубо действительны. Учитывая также, что величины

$$\int_V \mu \vec{H} \vec{H}^* dv = 4\bar{W}_H, \quad \int_V \varepsilon \vec{E} \vec{E}^* dv = 4\bar{W}_E$$

есть учетверенные значения средней магнитной и электрической энергий, окончательно получаем

$$\frac{1}{2} \oint_S [\vec{E} \times \vec{H}^*] \vec{n} ds - \frac{1}{2} \int_V \vec{J}_k^* \vec{E} dv = \vec{P}_k + 2i\omega(\vec{W}_H - \vec{W}_E). \quad (2.2.1)$$

Это соотношение называется комплексной теоремой Умова - Пойнтинга. А величина $S = 1/2 [\vec{E} \times \vec{H}^*]$ называется комплексным вектором Умова - Пойнтинга. Действительная часть комплексного вектора Умова - Пойнтинга совпадает со средним за период ВЧ колебаний значением обычного вектора Умова - Пойнтинга $\bar{S} = \overline{[\vec{E} \times \vec{H}]}$ (здесь черта означает усреднение по периоду колебаний). Приравнивая вещественные и мнимые части, получим систему двух уравнений:

$$\operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} \oint_S [\vec{E} \times \vec{H}^*] \vec{n} ds \right] - \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} \int_V \vec{J}_k^* \vec{E} dv \right] = \vec{P}_k, \quad (2.2.2)$$

$$- \operatorname{Re} \left[i \frac{1}{2} \oint_S [\vec{E} \times \vec{H}^*] \vec{n} ds \right] + \operatorname{Re} \left[i \frac{1}{2} \int_V \vec{J}_k^* \vec{E} dv \right] = 2\omega(\vec{W}_H - \vec{W}_E). \quad (2.2.3)$$

Это уравнения баланса усредненных по периоду ВЧ колебаний активных и реактивных мощностей. Первое слагаемое в (2.2.2) есть разность средних за период активных мощностей поступающих и выходящих из резонатора. Например, мощность, поступающая от внешнего генератора и поглощаемая внешней нагрузкой. Второе слагаемое в (2.2.2) есть средняя активная мощность взаимодействия движущихся электронов с электромагнитным полем. \vec{P}_k – усредненная мощность потерь внутри резонатора и в его стенках. Второе уравнение выражает баланс реактивных мощностей, связанных с реактивностью внешних цепей, самого резонатора и вносимой реактивностью пучка. Система уравнений может служить для расчета возбуждения резонаторов и линий передачи заданными источниками тока.

Отметим, что левая часть уравнения (2.2.3) отличается тем, что при усреднении электрическое поле сдвигается по фазе назад на $\pi/2$ при неизменных \vec{J}_k и \vec{H} .

Итак, уравнения баланса мощностей включают в себя так называемую электронную мощность взаимодействия \vec{P}_e , компоненты которой можно записать в виде

$$\operatorname{Re} \vec{P}_e = - \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} \int_V \vec{J}_k^* \vec{E} dv \right] = - \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} \int_V \vec{J}_k \vec{E}^* dv \right] = - \overline{\int_V \vec{J}_k(t) \vec{E}(t) dv}, \quad (2.2.4)$$

$$\operatorname{Im} \vec{P}_e = \operatorname{Re} \left[i \frac{1}{2} \int_V \vec{J}_k^* \vec{E} dv \right] = - \operatorname{Re} \left[i \frac{1}{2} \int_V \vec{J}_k \vec{E}^* dv \right] = - \overline{\int_V \vec{J}_k(t) \frac{d\vec{E}(t)}{d(\omega t)} dv}. \quad (2.2.5)$$

Черта над интегралом в правой части (2.2.4) и (2.2.5) означает усреднение по периоду ВЧ колебаний, а $\vec{E}(t)$ и $\vec{J}(t)$ – действительные составляющие электрического поля и плотности конвекционного тока.

Вычисление правой части уравнения баланса мощностей для резонаторов

Из определения добротности резонатора Q мы знаем, что

$$Q = \frac{\omega W}{P_k}, \quad (2.2.6)$$

где, полагая, $\epsilon = \epsilon'$ и $\mu = \mu'$, т. е. отсутствие потерь в среде (вакууме),

$$W = \frac{1}{2} \int_V \mu \vec{H} \vec{H}^* dv = 2\bar{W}_H = \frac{1}{2} \int_V \epsilon \vec{E} \vec{E}^* dv = 2\bar{W}_E$$

есть запасенная энергия в резонаторе. Тогда правая часть уравнения баланса мощностей для активных составляющих может быть записана в виде

$$\bar{P}_k = \frac{\omega W}{Q}.$$

Несколько более сложно вычисление правой части уравнения баланса мощностей для реактивных составляющих. Преобразуем ее, используя уравнения Максвелла:

$$2i\omega(\bar{W}_H - \bar{W}_E) = i\omega \left\{ \int_V \frac{\mu \vec{H} \vec{H}^*}{2} dv - \int_V \frac{\epsilon \vec{E} \vec{E}^*}{2} dv \right\},$$

но

$$\vec{H} = -\frac{\text{rot} \vec{E}}{i\omega\mu}.$$

Тогда

$$2i\omega(\bar{W}_H - \bar{W}_E) = i\omega \frac{1}{2} \left\{ \int_V \frac{\mu |\text{rot} \vec{E}|^2}{\mu^2 \omega^2} dv - \int_V \epsilon |\vec{E}|^2 dv \right\} =$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{i}{2\omega\mu} \int_V |\vec{E}|^2 dv \left\{ \frac{\int_V |\text{rot}\vec{E}|^2 dv}{\int_V |\vec{E}|^2 dv} - \varepsilon\mu\omega^2 \right\} = i\omega \left[\frac{1}{2} \int_V \varepsilon |\vec{E}|^2 dv \right] \frac{K_r^2 - K^2}{K^2} = \\
 &= i\omega W \frac{K_r^2 - K^2}{K^2} = i\omega W \frac{\omega_r^2 - \omega^2}{\omega^2}.
 \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения: $K^2 = \mu\varepsilon\omega^2$ – квадрат волнового числа, W – запасенная энергия,

$$K_r^2 = \frac{\int_V |\text{rot}\vec{E}|^2 dv}{\int_V |\vec{E}|^2 dv} = \varepsilon\mu\omega_r^2$$

– квадрат собственного значения для резонатора, ω_r – собственная частота резонатора. Наконец, будем считать, что ω_r и ω отличаются незначительно, т. е. $\Delta\omega = \omega_r - \omega \ll \omega$. Тогда, используя формулу (2.2.6) и вводя обозначение

$$X = \frac{\omega_r^2 - \omega^2}{\omega^2} \approx \frac{2\Delta\omega}{\omega},$$

получим

$$2i\omega(\bar{W}_H - \bar{W}_E) = -iQ\bar{P}_K X.$$

Теперь комплексная теорема Умова - Пойнтинга примет вид

$$\frac{1}{2} \oint_S [\vec{E} \times \vec{H}^*] \cdot \vec{n} ds - \frac{1}{2} \int_V \vec{J}_K^* \vec{E} dv = \bar{P}_K (1 - iQX). \quad (2.2.7)$$

Верна также и комплексно сопряженная запись этого соотношения

$$\frac{1}{2} \oint_S [\vec{E}^* \times \vec{H}] \cdot \vec{n} ds - \frac{1}{2} \int_V \vec{J}_K \vec{E}^* dv = \bar{P}_K (1 + iQX). \quad (2.2.8)$$

Формула (2.2.7) справедлива вблизи резонанса с частотой ω_r и означает, что наличие электронного потока приводит к генерации или усилению на частоте, несколько отличающейся от собственной частоты резонатора.

Рассмотрим простейший пример. Бесконечно тонкий пучок электронов пролетает тороидальный резонатор с колебаниями типа E_{010} и очень маленьким зазором d (рис. 2.2.1), таким чтобы можно было пренебречь временем пролета этого зазора для отдельных электронов. К зазору приложено напряжение $U(t) = U \cos \omega t$. Величина плотности электронного тока в этом случае совпадает с полным током $J_K = I_e(x, t)$. Вычислим теперь электронную мощность взаимодействия. Электрическое поле и скорость электронов направле-

ны по оси x . Учтем также, что направление тока из-за отрицательного знака заряда обратно скорости электронов. Поэтому скалярное произведение в (2.2.8) просто заменяется на произведение плотности тока и напряженности электрического поля.

Запишем напряженность электрического поля в зазоре в комплексном виде

$$E(t) = \frac{U}{d} e^{i\alpha x}, \text{ тогда } E^*(t) = \frac{U^*}{d} e^{-i\alpha x}.$$

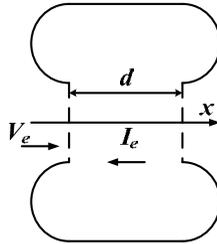


Рис. 2.2.1

Предположим теперь, что ток меняется по гармоническому закону и в комплексном виде равен

$$I_e(t) = I_e e^{i(\alpha x + \varphi)},$$

φ - сдвиг фаз между током и напряжением, тогда электронная мощность взаимодействия будет

$$\bar{P}_e = -\frac{I}{2} \int_V \bar{J}_k \bar{E}^* dv = \frac{U^*}{2d} e^{i\varphi} \int_0^d I_e dx.$$

Величина

$$I_n = \frac{I}{d} e^{i\varphi} \int_0^d I_e dx = I_e e^{i\varphi}$$

называется наведенным током. В данном случае из-за короткого времени пролета наведенный ток не отличается от конвекционного тока. В общем же случае наведенный и конвекционный токи различны. О наведенном токе подробнее будет сказано чуть позже. Здесь же отметим, что электронная мощность выражается через наведенный ток достаточно просто

$$\bar{P}_e = \frac{1}{2} U^* I_n = \frac{1}{2} U^* I_e e^{i\varphi} \quad (2.2.9)$$

(известное соотношение из электротехники).

Во многих электронных приборах используются замедляющие системы (ЗС) на базе волноводов, или коаксиальных линий, или каких-то других линий передач, в которых могут распространяться замедленные волны (фазовая

скорость существенно меньше скорости света). Поэтому актуален и вопрос возбуждения волноводов. Анализ показывает, что, в принципе, полученные формулы применимы и для решения задачи возбуждения волноводов заданными токами. Различие между волноводами и резонаторами заключается в том, что возбуждение резонаторов разыгрывается во времени, а волноводов – в пространстве в зависимости от координаты, направленной в сторону распространения волны. Более подробно вопросы взаимодействия электронов с волноводами и замедляющими системами будут рассмотрены ниже.

2.3. Нерелятивистская теорема Шокли - Рамо о наведенном токе

Пусть заданы величина заряда q и вектор его мгновенной скорости \vec{V} . Для вычисления наведенного тока в цепи, интересующего нас электрода A (рис. 2.3.1) мысленно подадим на этот электрод потенциал U относительно других электродов. Обозначим через \vec{E} напряженность электрического поля в точке нахождения заряда. Тогда работа dW , производимая полем над зарядом при перемещении его на расстояние $d\vec{r}$ за время dt , определяется скалярным произведением вектора силы \vec{F} , действующей на заряд, и вектора $d\vec{r}$.

$$dW = \vec{F} d\vec{r} = q\vec{E} d\vec{r}.$$

В то же время, энергия, отдаваемая источником напряжения U за интервал dt , связана с наведенным мгновенным током I_n , протекающим во внешней цепи, очевидным соотношением

$$dW_U = I_n U dt.$$

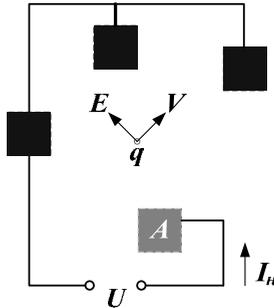


Рис. 2.3.1

Исходя из закона сохранения энергии, нужно приравнять эти величины

$$dW_U = dW = I_n U dt = q\vec{E} d\vec{r},$$

откуда



(2.3.1)

Величина \vec{E}/U соответствует напряженности электрического поля в точке нахождения заряда, при условии, что на рассматриваемый электрод подан единичный потенциал $U = 1$ по отношению ко всем другим электродам. Величина же \vec{V} определяется полями, реально существующими в рассматриваемой системе. Максимум наведенного тока соответствует коллинеарности векторов \vec{V} и \vec{E} . В случае движения N зарядов необходимо произвести суммирование наведенных токов от всех зарядов:

$$I_n = \sum_{n=1}^N q_n \frac{\vec{E}_n}{U_n} \vec{V}_n. \quad (2.3.2)$$

При выводе этих уравнений не учтены явления, связанные с запаздыванием потенциала и релятивистскими поправками.

Использование полученных результатов можно проиллюстрировать для плоского зазора (конденсатор). В этом случае $E = U/d$ (d – зазор) и, если вектор \vec{V} коллинеарен \vec{E} , то наведенный ток будет равен

$$I_n = q \frac{V}{d}. \quad (2.3.3)$$

Следует отметить, что полученные соотношения не зависят от частоты и применимы не только для СВЧ приборов, но и при постоянном токе.

2.4. Пролетный коэффициент

Остановимся теперь на случае прохождения модулированного по плотности электронного потока через плоский короткозамкнутый двухсеточный зазор (рис. 2.4.1). Вычислим величину наведенного тока, пользуясь теоремой Рамо.

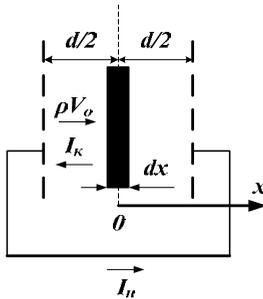


Рис. 2.4.1

Пусть поток имеет переменную, меняющуюся по гармоническому закону, объемную плотность при неизменной скорости электронов V_0 :

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \sin \omega t.$$

В фиксированной плоскости, через которую проходит электронный поток, конвекционный ток определяется выражением

$$I_k = \rho S V_0 = I_0 + I_1 \sin \omega t,$$

S – площадь сечения потока. Направление наведенного тока на рис. 2.4.1 указано с учетом отрицательного знака заряда электрона. Выберем элементарный слой заряда толщиной dx и обозначим через t_0 момент прохождения этим слоем центра зазора $x = 0$. Заряд, содержащийся в этом слое, равен

$$dq = I_k dt, \text{ где } dt = \frac{dx}{V_0}.$$

Используя теорему Рамо (2.3.1), найдем ток, наведенный этим зарядом:

$$dI_n = dq \frac{V_0}{d} = I_k \frac{dx}{d} = \frac{I}{d} (I_0 + I_1 \sin \omega t) dx.$$

Так как внутри зазора поле отсутствует, то скорость электронов остается неизменной, а время t прибытия электронов слоя в точку с координатой x будет

$$t = t_0 + \frac{x}{V_0}.$$

Чтобы найти полный наведенный ток необходимо просуммировать по всем слоям в зазоре, т. е. проинтегрировать по всей ширине зазора

$$I_n = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \frac{I}{d} \left[I_0 + I_1 \sin \left(\omega t_0 + \frac{\omega x}{V_0} \right) \right] dx = I_0 + I_1 \frac{\sin \frac{\omega d}{2V_0}}{\frac{\omega d}{2V_0}} \sin \omega t_0. \quad (2.4.1)$$

Величина $\varphi = \omega d / V_0$ есть *угол пролета* электронов через зазор, а параметр

$$M = \frac{\sin \frac{\omega d}{2V_0}}{\frac{\omega d}{2V_0}} = \frac{\sin \frac{\varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}} \quad (2.4.2)$$

называется коэффициентом взаимодействия электронного потока с электрическим полем зазора. В ускорительной технике эту величину принято называть *пролетным коэффициентом*. Зависимость M от угла пролета иллюстрируется рис. 2.4.2.

Коэффициент взаимодействия играет важную роль в теории СВЧ приборов. Чем меньше угол пролета, тем больше наведенный ток. Из уравнения

(2.4.2) ясно также, почему в низкочастотной электронике практически можно пренебречь различиями между конвекционным и наведенным токами.

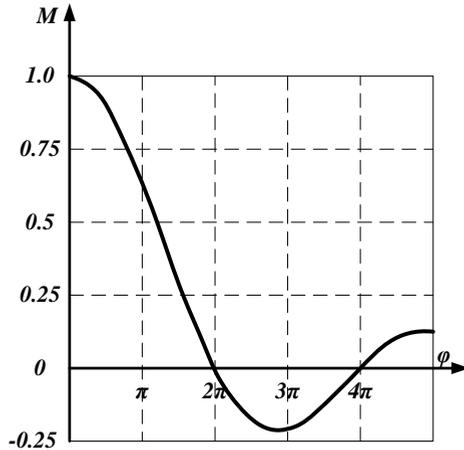


Рис. 2.4.2

При несинусоидальном характере конвекционного тока, часто встречающемся в реальных приборах, следует применить его разложение в гармонический ряд

$$I_{\kappa} = I_0 + \sum_n A_n \sin(n\alpha t) + \sum_n B_n \cos(n\alpha t),$$

после чего воспользоваться уравнениями (2.4.1), (2.4.2) для интересующей гармоники тока. В общем случае формы конвекционного и наведенного токов оказывается различными, так как коэффициент M имеет неодинаковую величину для разных гармоник.

3. Общие положения для электронных приборов типа О с кратковременным взаимодействием

Различные СВЧ электронные устройства различаются между собой конкретным осуществлением модуляции электронного потока. Существует два основных способа модуляции электронного потока по плотности:

1) *электростатическое управление*, используемое в обычном ламповом генераторе и заключающееся в том, что электростатический потенциал сетки лампы воздействует на пространственный заряд электронного облака катода, изменяя в соответствии со своим потенциалом электронный ток лампы от нуля до величины, соответствующей току насыщения;

2) управление скоростью электронного потока, называемое *динамическим*, в котором однородный по плотности электронный поток преобразуется в поток переменной плотности.

Успешное развитие электроники СВЧ было связано именно с использованием динамического управления электронным потоком. Основой этого способа является то, что управляющий орган воздействует не на плотность, а на скорость электронов, периодически ускоряя и замедляя электроны в переменном электрическом поле. Этот процесс получил название модуляции электронного потока по скорости. Модуляция по скорости из-за конечного времени пролета электронов переходит в модуляцию по плотности, что и решает проблему создания переменной компоненты в электронном потоке.

Группировка или фазовая фокусировка электронов появляется вследствие того, что электроны с большими скоростями догоняют электроны с меньшими скоростями, вышедшие из модулятора раньше, и образуют с ними электронное уплотнение. Электронные уплотнения (сгустки) возникают с периодичностью, соответствующей частоте модулирующего поля. Далее сгустки взаимодействуют с резонансными устройствами и возбуждают в них высокочастотные колебания. Принципиально можно себе представить, что поток электронов, модулированный по плотности, улавливается неким анодом и возбуждает соединенный с ним колебательный контур.

Вообще анализ работы того или иного электронного прибора СВЧ можно разделить на три этапа:

- 1) *анализ процесса модуляции,*
- 2) *изучение процесса группировки,*
- 3) *анализ взаимодействия сгруппированного электронного потока с переменным электромагнитным полем.*

Рассмотрение начнем с клистронов – типичных приборов О типа с кратковременным взаимодействием. Именно в клистронах процессы модуляции по скорости проявляются наиболее наглядно. В качестве модулирующего устройства и устройства для отбора энергии в клистронах применяются объемные резонаторы сравнительно короткой длины. Электрическое поле в области взаимодействия можно полагать однородным. Время же пролета электронов через такие резонаторы существенно меньше периода СВЧ колебаний.

3.1. Модуляция скорости электронов

Рассмотрим простейшую одномерную модель, изображенную на рис. 3.1.1. Электроны имитируются с катода, к которому приложено постоянное напряжение U_0 . Между сетками приложено ВЧ напряжение, меняющееся по гармоническому закону $U_1 \sin \omega t$. Такая модель модулятора вполне пригодна, если используется тороидальный резонатор с колебаниями E_{010} (рис. 2.2.1). Сетки будем считать идеально-проницаемыми для электронов и непроницаемыми для электромагнитных полей. Пренебрегая действием сил объемного заряда, остановимся сразу на случае, когда время пролета через модулятор сравнимо с периодом колебаний напряжения, приложенного к сеткам.

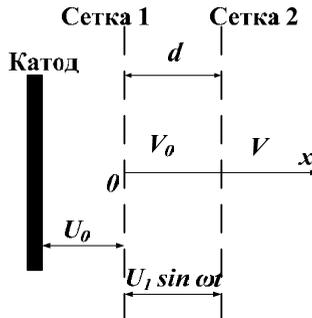


Рис. 3.1.1

Скорость на входе в модулятор ($x = 0$) находится из закона сохранения энергии и в нерелятивизме равна

$$V_0 = \sqrt{\frac{2eU}{m_0}}. \quad (3.1.1)$$

Скорость же любого электрона после прохождения модулятора находится интегрированием уравнений движения частиц в самом модуляторе.

Для рассматриваемого одномерного случая скорость и переменное электрическое поле между сетками направлены по оси x , а уравнение движения принимает вид

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \ddot{x} = \frac{eU_0}{m_0 d} \sin \omega t. \quad (3.1.2)$$

Начальные условия нахождения первого интеграла этого уравнения таковы: $t = t_1$, $\dot{x} = V_0$. Тогда

$$\dot{x} = V_0 + \frac{eU_1}{m_0 \omega d} [\cos(\omega t_1) - \cos(\omega t)] = V_0 + \frac{eU_1}{m_0 \omega d} [\cos(\omega t_1) - \cos(\omega t_1 + \theta)],$$

где $\theta = \omega(t - t_1)$ – угол пролета в модуляторе. Угол пролета характеризует изменение фазы ВЧ напряжения на модуляторе за время пролета частицей зазора этого модулятора. Воспользовавшись тригонометрическими преобразованиями и формулой (3.1.1), получим

$$\dot{x} = V_1 = V_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \sin \left(\omega t_1 + \frac{\theta}{2} \right) \right], \quad \xi = \frac{U_1}{U_0}, \quad M = \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}}. \quad (3.1.3)$$

Предположим, что амплитуда переменного напряжения $U_1 \ll U_0$, тогда изменение скорости электронов в модуляторе невелико, т. е. значения V_1 для электронов, влетающих в модулятор в различные моменты времени t_1 , будут мало отличаться от V_0 . Следовательно, $\theta \approx \omega d / V_0 = \varphi$, т. е. равен невозмущенному углу пролета. Тогда выражение для скорости принимает вид

$$V_1 = V_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \sin \left(\omega t_1 + \frac{\varphi}{2} \right) \right], \quad \xi = \frac{U_1}{U_0}, \quad M = \frac{\sin \frac{\varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}}.$$

Как отмечалось ранее, величина M – пролётный коэффициент – будет тем больше, чем меньше угол пролета в модуляторе. Достичь этого можно, увеличивая U_0 , т. е. увеличивая V_0 или уменьшая d . Однако и то и другое имеет свои ограничения, связанные либо с возможностью пробоя в модуляторе, либо с падением добротности модулятора (обычно это резонатор), либо с большими техническими трудностями создания очень высоковольтного источника электронов. Глубина модуляции скорости $1/2 \xi M$ зависит также от величины U_1 . Однако чрезмерный подъем U_1 может приводить к пробоям в резонаторе. Кроме того, увеличение U_1 (возрастание входного сигнала) ведет к уменьшению коэффициента усиления прибора.

Момент времени $t = t_1 + \varphi/2\omega$ соответствует прохождению данного электрона через середину модулятора. В дальнейшем для простоты будем обозначать этот момент t_1 . Это означает, что расстояние между сетками модулятора мало, система координат помещена в центр модулятора, а на электроны действует эффективное напряжение $MU_1 \sin \omega t_1$, тогда для дальнейших рассуждений будем полагать

$$V_1 = V_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \sin(\omega t_1) \right]. \quad (3.1.4)$$

3.2. Группировка промодулированного по скорости электронного потока в дрейфовом пространстве. Линейная кинематическая теория

Рассмотрим теперь процесс группировки электронов в сгустки в свободном от полей пространстве, которое принято называть дрейфовым. По-прежнему будем рассматривать нерелятивистские скорости электронов и пренебрегать влиянием объемного заряда. Перенесём начало координат в центр модулятора (рис. 3.2.1). При этом будем считать зазор модулятора достаточно коротким, а значение скорости на выходе из модулятора равной V_I (см. формулу (3.1.4)).

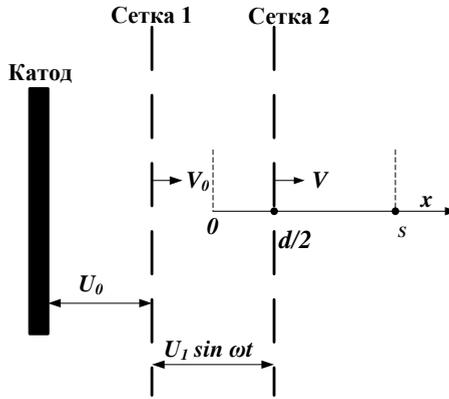


Рис. 3.2.1

В пространстве группирования отсутствуют электромагнитные поля, и движение электронов будет равномерным со скоростью приобретенной в модуляторе. Момент времени t , в который электрон достигнет точки с координатой s , будет

$$t = t_1 + \frac{s}{V_I}.$$

Используя формулу (3.1.4) и считая $\xi \ll 1$, получим

$$t \approx t_1 + \frac{s}{V_0} \left[1 - \frac{1}{2} \xi M \sin(\omega t_1) \right].$$

Величина s/V_0 есть время пролета невозмущенного электрона до точки с координатой $x = s$. Умножим обе части полученного уравнения на ω и введем обозначения: $\theta_0 = \omega s/V_0$ – невозмущенный угол пролёта в пространстве дрейфа, $\chi = 1/2(\xi M \theta_0)$ – параметр группировки. В результате приходим к так называемому уравнению группировки

$$\omega t = \omega t_1 + \theta_0 - \chi \sin \omega t_1. \quad (3.2.1)$$

На рис. 3.2.2 показана зависимость ωt от ωt_1 , рассчитанная при различных значениях параметра группировки.

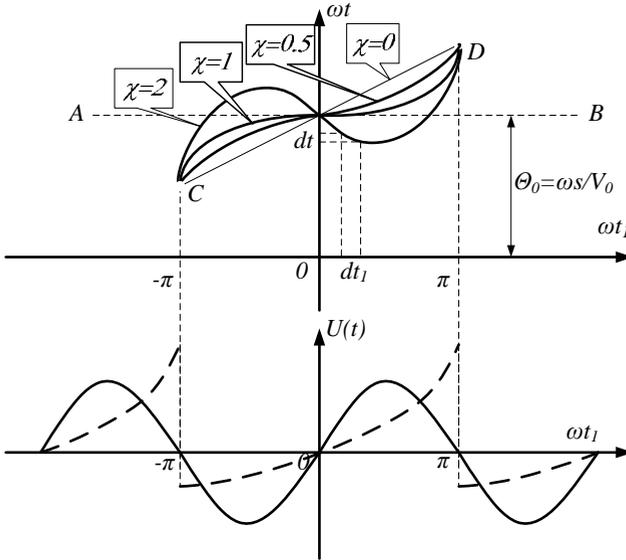


Рис. 3.2.2

Значения ωt_1 взяты в пределах одного периода модулирующего напряжения, изображенного ниже, а значение $\omega t_1 = 0$ соответствует пролету невозмущенного электрона середины модулятора в момент перехода электрического поля от тормозящего полуцикла к ускоряющему. Очевидно, полное группирование будет, если все электроны, прошедшие модулятор в различные моменты периода ωt_1 , соберутся в сечении $x = s$ в один и тот же момент времени t (прямая AB).

При $\chi = 0$ никакой группировки нет - линейная зависимость ωt от ωt_1 . С увеличением χ зависимость ωt от ωt_1 все сильнее отклоняется от линейной (прямая CD) и при $\chi = 1$ касается прямой AB . Далее кривые пересекают прямую AB в трех точках. Таким образом, с увеличением χ отдельные участки кривых могут располагаться возле прямой AB достаточно близко, но полного группирования не наблюдается. Это связано с синусоидальной формой модулирующего напряжения. Полное группирование возможно лишь при специальной форме СВЧ напряжения, показанной на рис. 3.2.2 пунктирной линией, которая напоминает пилообразную форму. Вообще условие группировки математически можно записать в виде

$$\frac{dt}{dt_1} = 0 \quad \text{или} \quad 1 - \chi \cos \omega t_1 = 0. \quad (3.2.2)$$

При $\chi < 1$ это условие невозможно выполнить. Образование электронных уплотнений имеет место лишь при $\chi \geq 1$. Если же $\chi = 1$, то условия образования сгустков будет выполняться при $\omega t_1 = 0, 2\pi, 4\pi \dots$. То есть группировка происходит вокруг электронов, прошедших середину модулятора в нуле переменного напряжения, но при переходе этого напряжения от отрицательных значений к положительным. А период следования сгустков равен периоду модулирующего напряжения.

На рис. 3.2.3 показаны пространственно временные характеристики электронов.

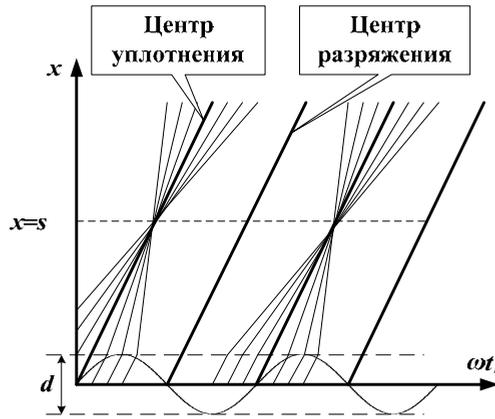


Рис. 3.2.3

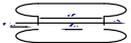
Неизменными остаются траектории тех электронов, которые проходят середину модулятора в нуле поля. Если это поле меняет знак от «-» к «+», то соответствующий электрон в пространстве дрейфа становится центром уплотнения. Если же поле меняется от «+» к «-», то соответствующий электрон служит центром разрядки. Найдем теперь величину сгруппированного конвекционного тока.

3.3. Конвекционный ток в пространстве дрейфа

Закон изменения конвекционного тока от времени в произвольном сечении пространства дрейфа определяется из закона сохранения заряда

$$dq = dq_1 \text{ или } I(x, t)dt = I_1(t_1)dt_1,$$

где dq_1 – заряд, пролетающий через модулятор за время dt_1 вблизи времени t_1 , dq – заряд, пролетающий интересующее нас сечение за время dt вблизи

времени t ,  – токи в интересующем нас сечении пространства дрейфа и в модуляторе соответственно. В модуляторе электроны еще не сгруппированы, поэтому можно считать $I_1(t_1) = I_0$ – постоянный конвекционный ток не сгруппированного пучка. Следовательно, конвекционный ток в интересующем нас сечении равен

$$I(x, t) = I_0 \left| \frac{dt_1}{dt} \right|. \quad (3.3.1)$$

Знак модуля здесь введен в связи с тем, что dt/dt_1 может быть и отрицательным, тогда как знак конвекционного тока не меняется – электроны движутся в том же направлении. Используя уравнение группировки (3.2.1), приходим окончательно к формуле

$$I(t) = I_0 \left| \frac{dt_1}{dt} \right| = \frac{I_0}{|1 - \chi \cos \omega t_1|}. \quad (3.3.2)$$

Рис. 3.3.1 иллюстрирует зависимость конвекционного тока $I(t)$ от времени влета в модулятор и от координаты пространства дрейфа. При $\chi = 1$ появляются бесконечно большие импульсы тока, соответствующие группированию части потока электронов около невозмущенных электронов, прошедших группирователь в момент времени $t_1 = 0, 2\pi/\omega, 4\pi/\omega, \dots$. Заметим, что появление таких сингулярностей, как бесконечность тока, связано с тем, что мы используем линейную теорию и не учитываем объемный заряд.

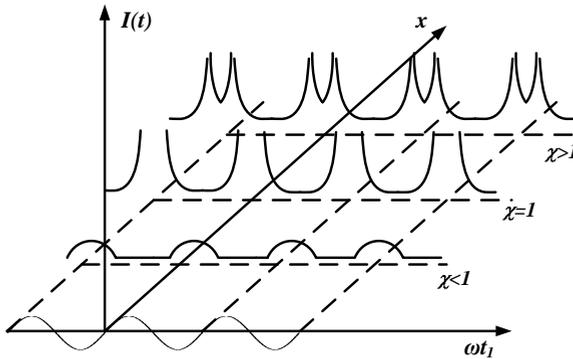


Рис. 3.3.1

Параметр группировки χ пропорционален углу пролета θ_0 или расстоянию $x = s$ от модулятора. Поэтому большему значению s соответствует больший параметр группировки. Как видно, при прохождении электронами пространства группировки, бесконечные максимумы тока начинаются со значения $\chi = 1$, затем эти максимумы раздваиваются, причем максимумы, принадлежащие одной паре, расходятся все дальше и дальше. Минимальное

расстояние от середины модулятора, на котором возможна фокусировка, находится из условия $\chi = I$, откуда в силу обозначений к формуле (3.2.1), получаем

$$s_0 = \frac{2V_0}{\xi M \omega}.$$

Однако всегда возникает вопрос, каково оптимальное расстояние, на котором нужно располагать устройство для отбора энергии сгруппированного пучка, например, выходной резонатор? Казалось бы, что это расстояние – s_0 . На самом же деле это не так. Поскольку ток резко не синусоидален и, соответственно, богат различными гармониками, то выходной резонатор (обычно его полоса достаточно узка), помещенный в максимум сгруппированного тока, будет взаимодействовать лишь с той гармоникой, на которую он настроен. Поэтому помещать его нужно не в ту точку, где имеется максимум общего тока, а туда, где достигается максимум соответствующей гармоники. Эти две точки, вообще говоря, не совпадают. Очевидно, что ток, наведенный в резонаторе импульсами конвекционного тока, зависит не только от наличия пика сгруппированного тока, но и от ширины импульса.

Вернемся к уравнению для конвекционного тока (3.3.2). Будем считать ток $I(x, t)$ функцией аргумента $(\omega t - \theta_0)$, т. е. сделаем замену переменных. Тогда, разлагая в ряд Фурье по этому аргументу, можно записать

$$I(x, t) = I(\omega t - \theta_0) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n(\omega t - \theta_0) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n(\omega t - \theta_0).$$

Коэффициенты A_n, B_n определяются известными соотношениями:

$$A_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I(\omega t - \theta_0) d(\omega t),$$

$$A_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} I(\omega t - \theta_0) \cos[n(\omega t - \theta_0)] d(\omega t),$$

$$B_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} I(\omega t - \theta_0) \sin[n(\omega t - \theta_0)] d(\omega t).$$

Поскольку  то

$$A_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{I_0}{1 - \chi \cos \omega t_1} (1 - \chi \cos \omega t_1) \cos[n(\omega t - \theta_0)] d(\omega t_1) =$$

$$= \frac{2I_0}{\pi} \int_0^{\pi} \cos[n(\omega t_1 - \chi \sin \omega t_1)] d(\omega t_1) = 2I_0 J_n(n\chi),$$

$$A_0 = \frac{I}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{I_0}{1 - \chi \cos \omega t_1} (1 - \chi \cos \omega t_1) d(\omega t_1) = I_0.$$

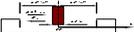
Здесь $J_n(n\chi)$ есть функция Бесселя 1-го рода n -го порядка. Что же касается B_n , то, поступая аналогично, получим

$$B_n = \frac{2I_0}{\pi} \int_0^{\pi} \sin[n(\omega t_1 - \chi \sin \omega t_1)] d(\omega t_1) = 0,$$

так как под интегралом стоит нечетная функция. Следует отметить, что сделанное разложение в ряд Фурье, вообще говоря, справедливо лишь при $\chi < 1$. Все же рассуждения для случаев $\chi > 1$ носят достаточно условный характер, так как коэффициенты A_n будут отличаться от приведенных. Однако большинство учебной литературы следует именно этому не совсем корректному представлению.

Следовательно, конвекционный ток в точке x пространства группировки равен

$$I_K = I(x, t) = I_0 \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(n\chi) \cos n(\omega t - \theta_0) \right]. \quad (3.3.3)$$

Каждая из гармоник наведенного тока пропорциональна амплитуде соответствующей гармоники конвекционного тока. Наибольшая величина первой гармоники конвекционного тока будет при максимуме $J_1(\chi)$, т. е. при $\chi = 1.84$ и соответственно . Рис. 3.3.2 иллюстрирует зависимость $J_n(n\chi)$ от χ для различных n .

С возрастанием порядка n оптимальные значения параметра группировки χ и соответствующие ему максимальные значения $J_n(n\chi)$ уменьшаются, но не так быстро. Поскольку $\chi \sim \omega s / V_0$, то и s будет разным для различных χ . Видно, что даже десятая гармоника конвекционного тока имеет амплитуду всего в два раза меньше чем первая.

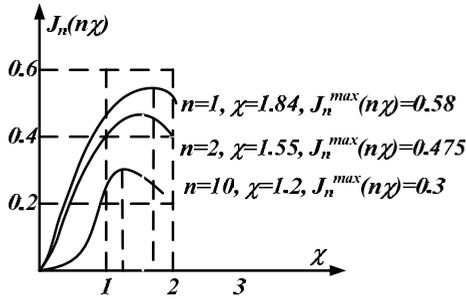


Рис. 3.3.2

Следовательно, если на пути сгруппированного пучка поставить резонатор, настроенный на соответствующую гармонику, то можно получать достаточно эффективное умножение частоты.

3.4. Учет объемного заряда в пространстве группировки

Преыдущие рассуждения проводились без учета пространственного заряда в электронном потоке. В ряде случаев это бывает оправдано, и учет пространственного заряда приводит только к некоторому уменьшению электронной мощности и КПД. Однако когда само переменное поле определяется пространственным зарядом, влияние последнего надо учитывать. Именно это и происходит в пространстве дрейфа после модулятора.

Прежде чем перейти к анализу, необходимо сделать некоторые замечания. Обычно в вакуумных приборах электронный поток ионизует остаточный газ. Положительные ионы практически нейтрализуют расталкивающее действие пространственного заряда пучка. Следовательно, пространство дрейфа можно считать практически свободным от электрического поля. Такое состояние электронного потока называется плазмой.

Если представить, что плазма бесконечно широкая и электроны движутся с одинаковыми скоростями, то это движение практически не искажается присутствием вблизи них других частиц. Если, однако, возникает какое-либо возмущение (плотности или нейтрализации заряда), то оно приведет к возникновению уплотнений или разряжений заряда. Эти уплотнения будут распространяться аналогично звуковым волнам в газе с вполне определенной скоростью. Скорость группы электронов с точки зрения неподвижного наблюдателя может быть представлена как сумма постоянной составляющей и малой переменной составляющей. Кроме того, возникшие уплотнения и соседние с ними разряжения будут переходить одно в другое, т. е. для наблюдателя, двигающегося с потоком, существуют две волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. А неподвижному наблюдателю

кажется, что есть две волны, распространяющиеся в одном направлении, но с несколько отличающимися скоростями, так как поток движется в целом, а переменная составляющая скорости мала.

Рассмотрим количественную сторону вопроса. Предполагая задачу одномерной, будем исходить из уравнений:

$$\ddot{x} = \frac{dV}{dt} = \frac{e}{m_0} E, \quad \varepsilon \operatorname{div} E = \rho, \quad \operatorname{div} J = \operatorname{div}(\rho V) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Если плазма не возмущена, то ρ и V неизменны во времени. Наложим на равномерный поток некоторое слабое возмущение, например, электромагнитное, с помощью простейшего модулятора – двухсеточного зазора с приложенным к нему высокочастотным напряжением (рис. 3.2.1). Далее будем считать, что все переменные величины: поле пространственного заряда E , скорость электронов V и плотность объемного заряда ρ изменяются во времени по гармоническому закону с запаздыванием вдоль оси x . Эту закономерность можно выразить в комплексном виде:

$$E = E_1 e^{(i\omega + \gamma x)}, \quad V = V_0 + V_1 e^{(i\omega + \gamma x)}, \quad \rho = \rho_0 + \rho_1 e^{(i\omega + \gamma x)}. \quad (3.4.1)$$

Поскольку возмущение, накладываемое на поток, слабо, то $\rho_1 \ll \rho_0$ и $V_1 \ll V_0$. Постоянная распространения волны пространственного заряда обозначена через γ . Отсутствие постоянной составляющей напряженности электрического поля объясняется нашим предположением о полной компенсации объемного заряда электронов в невозмущенном потоке ионами остаточного газа. Пренебрегая затуханием волны, т. е. считая γ чисто мнимой, зададимся вопросом, *какие значения γ физически возможны в этой модели?*

1) Из уравнения движения с учетом (3.4.1) получаем

$$V_1(i\omega + \gamma V) e^{(i\omega + \gamma x)} = V_1 \left[i\omega + \gamma(V_0 + V_1 e^{(i\omega + \gamma x)}) \right] e^{(i\omega + \gamma x)} = \frac{e}{m_0} E_1 e^{(i\omega + \gamma x)}.$$

Сократив экспоненты и усреднив по периоду ВЧ колебаний, приходим к первому уравнению

$$V_1(i\omega + \gamma V_0) = \frac{e}{m_0} E_1. \quad (3.4.2)$$

2) Далее в силу одномерности модели из уравнения Максвелла получим

$$\varepsilon \operatorname{div} E = \varepsilon \frac{dE}{dx} = \rho \Rightarrow \gamma \varepsilon E_1 e^{(i\omega + \gamma x)} = \rho_0 + \rho_1 e^{(i\omega + \gamma x)} + \rho_u.$$

В правой части этого уравнения добавлена объемная плотность компенсирующего заряда неподвижных ионов ρ_u , которая равна $-\rho_0$. Сократив левую и правую части на экспоненту и произведя усреднение по периоду колебаний, приходим ко второму уравнению

$$\gamma \varepsilon E_1 = \rho_1. \quad (3.4.3)$$

3) Наконец из уравнения непрерывности, считая ионы неподвижными, а электроны двигающимися, находим

$$\operatorname{div}(\rho V) = \frac{\partial}{\partial x}(\rho V) = V \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Подставив сюда комплексные записи величин ρ и V , приходим к соотношению

$$\gamma \rho_I [V_0 + V_I e^{(i\omega + \gamma x)}] e^{(i\omega + \gamma x)} + \gamma V_I [\rho_0 + \rho_I e^{(i\omega + \gamma x)}] e^{(i\omega + \gamma x)} = -i\omega \rho_I e^{(i\omega + \gamma x)}.$$

После сокращения экспонент и усреднения по периоду ВЧ колебаний получаем третье уравнение

$$\gamma V_I \rho_0 = -\rho_I (i\omega + \gamma V_0). \quad (3.4.4)$$

Будем рассматривать уравнения (3.4.2), (3.4.3) и (3.4.4) как систему относительно ρ_I , V_I и E_I . Поскольку система однородна, то условием ее совместности будет равенство нулю главного определителя (характеристическое уравнение системы).

$$\begin{vmatrix} 0 & -\frac{e}{m_0} & i\omega + \gamma V_0 \\ -\frac{I}{\varepsilon} & \gamma & 0 \\ i\omega + \gamma V_0 & 0 & \gamma \rho_0 \end{vmatrix} = 0$$

или

$$\gamma (i\omega + \gamma V_0)^2 + \gamma \frac{e\rho_0}{\varepsilon m_0} = 0, \text{ или } i\omega + \gamma V_0 = \pm i\omega_p, \text{ где } \omega_p = \sqrt{\frac{e\rho_0}{\varepsilon m_0}}$$

есть плазменная частота, т. е. собственная частота электронной плазмы. Решение для постоянной распространения γ , соответственно, будут

$$\gamma_{1,2} = -i \frac{\omega \pm \omega_p}{V_0} \text{ или } \gamma_1 = -i \frac{\omega}{V_0 \frac{\omega}{\omega + \omega_p}}, \quad \gamma_2 = -i \frac{\omega}{V_0 \frac{\omega}{\omega - \omega_p}}. \quad (3.4.5)$$

Таким образом, имеем две волны, фазовые скорости которых различны и отличаются от V_0 :

$$V_{\phi 1} = V_0 \frac{\omega}{\omega + \omega_p} < V_0 \quad - \text{ медленная волна,}$$

$$V_{\phi 2} = V_0 \frac{\omega}{\omega - \omega_p} > V_0 \quad - \text{ быстрая волна.}$$

Так как обычно $\omega_p \ll \omega$, то фазовые скорости слабо отличаются от V_0 и можно приближенно считать

$$V_{\phi 1} \approx V_0 \left(1 - \frac{\omega_p}{\omega}\right) < V_0 \quad - \text{ медленная волна,} \quad (3.4.6)$$

$$V_{\phi 2} \approx V_0 \left(1 + \frac{\omega_p}{\omega} \right) > V_0 \quad - \text{ быстрая волна.} \quad (3.4.7)$$

Модуляция потока по скорости

Учитывая вышесказанное, можно представить скорость электронов в любой точке дрейфового пространства (в том числе и на выходе из модулятора) в виде

$$V = V_0 + V_m e^{i\omega(t - \frac{x}{V_{\phi 1}})} + V_{\bar{m}} e^{i\omega(t - \frac{x}{V_{\phi 2}})}, \quad (3.4.8)$$

где V_m и $V_{\bar{m}}$ – амплитуды медленной и быстрой волн. Скорость на выходе из модулятора ($x = 0$) будет соответственно

$$V = V_0 + (V_m + V_{\bar{m}}) e^{i\omega t}.$$

Здесь время прохождения электроном середины модулятора t_I обозначено через t . Сделаем также предположение, что амплитуды быстрой и медленной волн одинаковы, что не противоречит общности задачи. Но, как известно, на выходе из модулятора, согласно (3.2.4), скорость равна (в комплексном виде)

$$V = V_0 \left(1 + \frac{1}{2} \xi M e^{i\omega t} \right),$$

следовательно

$$V_m = V_{\bar{m}} = V_0 \frac{1}{4} \xi M. \quad (3.4.9)$$

Выделим вещественную составляющую скорости в (3.4.8), используя (3.4.6), (3.4.7) и простейшие тригонометрические преобразования:

$$\begin{aligned} V &= V_0 \left\{ 1 + \frac{1}{4} \xi M \left[\cos \left(\omega t - \frac{\omega x}{V_{\phi 1}} \right) + \cos \left(\omega t - \frac{\omega x}{V_{\phi 2}} \right) \right] \right\} = \\ &= V_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \cos \left(\frac{\omega_p x}{V_0} \right) \cos \left(\omega t - \frac{\omega x}{V_0} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.4.10)$$

Прежде чем выводить уравнение группировки, остановимся на относительных изменениях плотности заряда. Из усредненного уравнения непрерывности (3.4.4) следует

$$\frac{\rho_I}{\rho_0} = - \frac{\gamma V_I}{(i\omega + \gamma V_0)}.$$

Подставим сюда значения γ для быстрой и медленной волн из (3.4.5):

$$\frac{\rho_I}{\rho_0} = - \frac{\omega \pm \omega_p}{\mp \omega_p} \cdot \frac{V_I}{V_0}.$$

Таким образом, для быстрой и медленной волны можно записать:

$$\frac{\rho_b}{\rho_0} = 2 \frac{\omega - \omega_p}{\omega_p} \cdot \frac{V_1}{V_0} \approx 2 \frac{\omega}{\omega_p} \cdot \frac{V_{1b}}{V_0}, \quad \frac{\rho_m}{\rho_0} = 2 \frac{\omega + \omega_p}{\omega_p} \cdot \frac{V_1}{V_0} \approx -2 \frac{\omega}{\omega_p} \cdot \frac{V_{1m}}{V_0}.$$

Изменение скорости и плотности электронов для быстрой волны находятся в фазе, а для медленной волны в противофазе. При $x=0$ компоненты плотности заряда вычитаются и дают ноль, а компоненты скорости складываются и дают модуляцию на выходе из модулятора. Рис. 3.4.1 иллюстрирует пространственные изменения скорости и плотности заряда для быстрой и медленной волн электронного потока в дрейфовом промежутке.

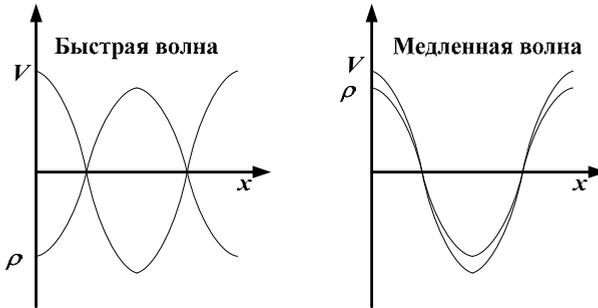


Рис. 3.4.1

Поскольку обе волны распространяются с разными фазовыми скоростями, то они имеют различные длины волн и постепенно скользят – одна волна относительно другой в пространстве. То есть получаются пространственные биения. Волновая картина движется со средней скоростью потока, но ее амплитуда в любой точке потока остается постоянной.

Как известно, если имеются обычные «временные» биения, то расстояние по времени Δt между максимумом и минимумом амплитуды определяется разностью частот $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ двух колебаний одинаковой амплитуды:

$$\Delta t = \frac{\pi}{\Delta\omega}.$$

В случае же пространственных биений расстояние между максимумами и минимумами Δx зависит от разницы волновых чисел $\Delta\beta$ для быстрой и медленной волны

$$\Delta x = \frac{\pi}{\Delta\beta}.$$

Используя (3.4.6) и (3.4.7), получим

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = \frac{\omega}{V_{\phi 1}} - \frac{\omega}{V_{\phi 2}} = 2 \frac{\omega_p}{V_0}.$$

Поскольку же

$$\frac{\omega_p}{V_0} = \frac{2\pi}{\lambda_p}, \text{ где } \lambda_p - \text{ плазменная длина волны,}$$

то

$$\Delta x = \frac{\lambda_p}{4}.$$

Графики биений скорости V_I и плотности ρ_I изображены на рис. 3.4.2.

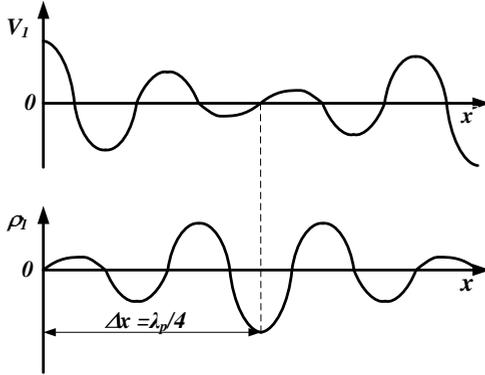


Рис. 3.4.2

Выведем теперь уравнение группировки с учетом пространственного заряда. Для нахождения величины сгруппированного конвекционного тока надо найти время пролета электрона $t - t_I$ до данной точки x , t_I – время прохождения электроном середины модулятора. По определению, $dt = dx/V$, а

$$t - t_I = \int_{t_I}^t dt = \int_0^x \frac{dx}{V} = \int_0^x \frac{dx}{V_0 \left[1 + \frac{I}{2} \xi M \cos\left(\frac{\omega_p x}{V_0}\right) \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{V_0}\right) \right]}.$$

Полагая $\xi \ll 1$, $\omega t - \omega x/V_0 \approx \omega t_I$, получим

$$t - t_I = \frac{1}{V_0} \int_0^x \left[1 - \frac{I}{2} \xi M \cos\left(\frac{\omega_p x}{V_0}\right) \cos(\omega t_I) \right] dx.$$

Далее, интегрируя и умножая левую и правую части на ω , получаем

$$\omega(t - t_I) = \frac{\omega}{V_0} \left[x - \frac{I}{2} \xi M \frac{V_0}{\omega_p} \sin\left(\frac{\omega_p x}{V_0}\right) \cos(\omega t_I) \right]$$

или в виде похожем на (3.2.1)

$$\omega(t - t_1) = \theta_0 - \chi_1 \cos \alpha t_1. \quad (3.4.11)$$

Введены обозначения:

$$\theta_0 = \frac{\omega x}{V_0}, \quad \chi_1 = \frac{1}{2} \xi M \theta_0 \frac{\sin\left(\frac{\omega_p x}{V_0}\right)}{\left(\frac{\omega_p x}{V_0}\right)} = \chi \frac{\sin\left(\frac{\omega_p x}{V_0}\right)}{\left(\frac{\omega_p x}{V_0}\right)} = \chi \frac{\sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda_p}\right)}{\left(2\pi \frac{x}{\lambda_p}\right)},$$

χ есть обычный кинематический параметр группировки без учета пространственного заряда. Заметим также, что в уравнении (3.4.11) вместо $\cos \alpha t_1$ стоит $\cos \alpha t$. Это отличие с кинематическим анализом связано с тем, что мы брали зависимость поля в виде $e^{i\alpha x}$, вещественная часть у которого $\cos \alpha x$, а не $\sin \alpha x$. Кроме того, в параметре группировки появился дополнительный множитель $\sin(2\pi x/\lambda_p)/(2\pi x/\lambda_p)$, который всегда меньше единицы. Видно также, что при длине дрейфа $x = \lambda_p/2$ параметр группировки становится равным нулю и электронный пучок полностью разгруппировывается.

Рис. 3.4.3 иллюстрирует пространственно временные характеристики электронов с учетом влияния пространственного заряда. Идеальной группировки и бесконечно большой переменной составляющей сгруппированного тока в этом случае не наблюдается.

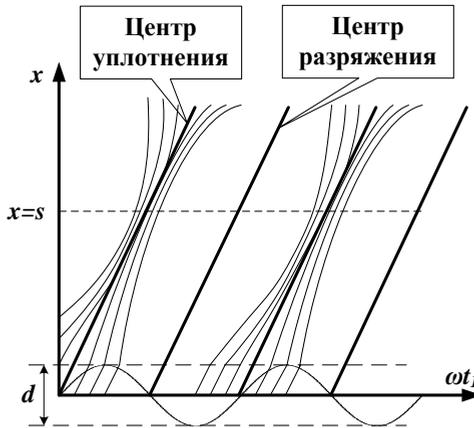


Рис. 3.4.3

3.5. Использование резонаторов для преобразования энергии сгруппированного электронного пучка в высокочастотную энергию

Процессы модуляции и группирования электронного потока были рассмотрены нами выше. Теперь же остановимся на вопросе отбора энергии от

модулированного по плотности потока электронов. В низкочастотных приборах, таких как электронные лампы, этот процесс осуществляется на аноде лампы, связанном с колебательным контуром. Анод является частью этого колебательного контура и одновременно приемником электронов, поглощающим их избыточную кинетическую энергию. Эта энергия выделяется на аноде в виде тепла.

Совершенно очевидны технические трудности конструирования и изготовления анода при увеличении рабочей частоты. Увеличение частоты ведет к уменьшению размеров анода и, как следствие, к увеличению удельного тепловыделения (удельной рассеиваемой анодом мощности). В результате значительно усложняется задача съема этого тепла, и приходится снижать мощность прибора. Кроме того, при возрастании частоты падает и эффективность колебательной системы на сосредоточенных параметрах в цепи анода. Поэтому на сверхвысоких частотах для модуляции и преобразования энергии электронного пучка используют объемные резонаторы, например, цилиндрический тороидальный резонатор (рис. 3.5.1), у которого вблизи оси торцевые стенки выполнены в виде сеток. Сетки прозрачны для пучка и непрозрачны для электромагнитных полей. Электрическое поле такого резонатора сосредоточено в центральной части и параллельно оси. Магнитное поле сосредоточено на периферии и имеет только азимутальную составляющую.

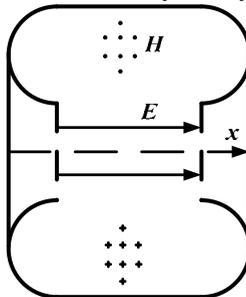


Рис. 3.5.1

Для собирания «отработавших» электронов используется коллектор, который в общем случае может быть не связан с резонаторами и выполнен таким образом, чтобы снизить удельное тепловыделение на поверхности.

После модуляции в пространстве дрейфа конвекционный ток, согласно (3.3.3), содержит различные гармонические составляющие. Для удобства рассмотрения взаимодействия электронов с таким резонатором рассмотрим его эквивалентную схему, изображенную на рис. 3.5.2. Такое представление предполагает добротность резонатора достаточно высокой, а его размеры такими, чтобы взаимодействие с пучком и возбуждение происходили на заданных виде колебаний и частоте.

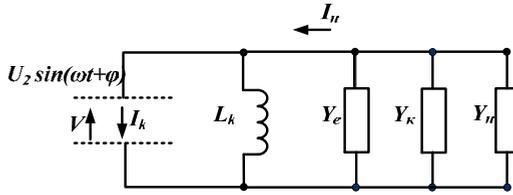


Рис. 3.5.2

Все параметры эквивалентного контура приведены к максимуму напряжения на резонаторе, т. е. к присоединенной области. Роль емкости контура играет зазор между сетками, пронизываемый пучком. При этом появляется возможность представить электронный поток проводимостью Y_e , параллельно подключенной к контуру. Такое представление позволяет провести аналитическое рассмотрение условий возбуждения или взаимодействия резонаторной системы с электронным пучком, а также определить амплитуду и частоту установившихся колебаний. В рамках данного курса переходные процессы рассматриваться не будут.

При таком эквивалентном представлении усредненная мощность потерь в самом резонаторе и во внешней нагрузке может быть записана с учетом (2.2.7) в виде

$$\bar{P}_k = \frac{U_2^2}{2} Y_k (1 - iQX) + \frac{U_2^2}{2} Y_n, \quad (3.5.1)$$

где Y_k – эквивалентная проводимость резонатора, Y_n – эквивалентная проводимость внешней нагрузки, U_2 – амплитуда высокочастотного напряжения в зазоре резонатора, X – относительная расстройка частоты установившихся колебаний от собственной частоты резонатора. В общем случае \bar{P}_k и Y_n являются комплексными величинами. Однако для упрощения задачи будем считать далее Y_n активной величиной.

Электронная проводимость Y_e является комплексной величиной и связана с мощностью взаимодействия \bar{P}_e , с одной стороны, соотношением

$$\bar{P}_e = \frac{U_2^2}{2} Y_e. \quad (3.5.2)$$

С другой стороны, эта мощность может быть рассчитана согласно теореме Умова – Пойнтинга (2.2.7) или через наведенный ток. Баланс \bar{P}_k и \bar{P}_e является необходимым и достаточным условием существования установившегося режима колебаний в резонаторе (внешний источник возбуждения отсутствует), т. е. должно выполняться равенство

$$\bar{P}_e + \bar{P}_k = 0. \quad (3.5.3)$$

4. Клистроны

4.1. Двухрезонаторный пролетный клистрон

Пролетные клистроны это приборы О типа с кратковременным взаимодействием электронов с ВЧ электрическим полем резонаторов. В зависимости от назначения клистроны подразделяются на усилители, умножители частоты и генераторы. Простейший усилительный клистрон изображен на рис. 4.1.1 и содержит электронный источник (обычно это диодная пушка), два цилиндрических резонатора, разделенные дрейфовым промежутком, и коллектор электронов. Анодом диодной пушки является первый резонатор-модулятор.

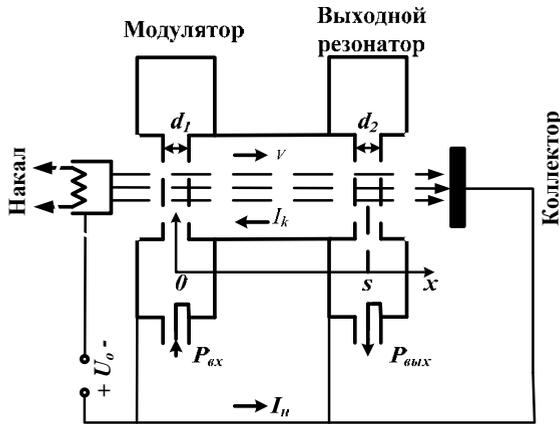


Рис. 4.1.1

Рассмотрим работу такого устройства, предполагая, что входной и выходной резонаторы возбуждаются на частоте ω , т. е. при возбуждении выходного резонатора будем ограничиваться только первой гармоникой конвекционного тока. Принцип действия пролетного двухрезонаторного клистрона достаточно прост. Немодулированный электронный поток, выходящий с катода, поступает в первый резонатор. Между сетками этого резонатора внешним генератором создается высокочастотное электрическое поле, которое модулирует электроны по скорости. Далее в пространстве дрейфа электроны образуют сгустки, которые поступают в выходной резонатор и возбуждают его на частоте входного сигнала. ВЧ электрическое поле, возникающее в выходном резонаторе, тормозит электронные сгустки, а кинетическая энергия электронов, полученная ими от источника ускоряющего напряжения U_0 , преобразу-

ются в энергию СВЧ колебаний и выводится во внешнюю нагрузку. «Отработанные» электроны поглощаются коллектором.

Процессы модуляции и группировки в дрейфовом промежутке были рассмотрены в подразделах 3.1 и 3.2. При расчете конвекционного тока отсчет координаты x производился от середины входного резонатора. Пусть середина второго резонатора имеет координату s , а его зазор равен d_2 . Пусть также s есть оптимальное расстояние, на котором первая гармоника конвекционного тока достигает максимума. Тогда из уравнения (3.3.3) следует, что переменная составляющая конвекционного тока равна

$$\begin{aligned} I_{\kappa}^{-} &= -2I_0 J_1(\chi) \cos(\alpha x - \theta_0) = (\text{в комплексной записи}) = \\ &= -2I_0 J_1(\chi) e^{i(\alpha x - \theta_0)}, \end{aligned} \quad (4.1.1)$$

где $\theta_0 = \alpha s / V_0$ – невозмущённый угол пролёта в дрейфовом пространстве, $\chi = 1/2(\xi M_1 \theta_0)$ – параметр группировки, $\xi = U_0 / U_1$, U_1 – напряжение на зазоре первого резонатора, M_1 – пролетный коэффициент для первого резонатора. Наведенный ток во втором резонаторе отличается от конвекционного пролетным коэффициентом для этого резонатора M_2 и направлением, т. е.

$$I_n^{-} = 2I_0 M_2 J_1(\chi) e^{i(\alpha x - \theta_0)}. \quad (4.1.2)$$

Напряжение на зазоре выходного резонатора в установившемся режиме запишем тоже в комплексном виде:

$$U = U_2 \sin(\alpha x + \varphi) = (\text{в комплексной записи}) = -iU_2 e^{i(\alpha x + \varphi)}. \quad (4.1.3)$$

Здесь φ есть сдвиг фаз между колебаниями в первом и втором резонаторах.

Электронная мощность взаимодействия выходного резонатора со сгруппированным пучком может быть найдена с использованием теоремы Умова – Пойнтинга. Однако в данном случае, так как время пролета через резонатор существенно меньше периода СВЧ колебаний, проще воспользоваться формулой (2.2.9)

$$\bar{P}_e = \frac{1}{2} U^* I_n^{-} = iI_0 U_2 M_2 J_1(\chi) e^{-i(\theta_0 + \varphi)}. \quad (4.1.4)$$

Пролетный коэффициент для выходного резонатора равен $M_2 = \sin(\alpha d_2 / 2V_0) / (\alpha d_2 / 2V_0)$ и достигает предела, равного единице, при стремлении длины зазора к нулю.

Баланс мощностей (3.5.3) примет в этом случае вид

$$\begin{aligned} \bar{P}_{\kappa} + \bar{P}_e &= \frac{U_2^2}{2} (Y_{\kappa} + Y_n) (1 + iQX) + \frac{U_2^2}{2} Y_e = \\ &= \frac{U_2^2}{2} (Y_{\kappa} + Y_n) (1 - iQX) + iI_0 U_2 M_2 J_1(\chi) e^{-i(\theta_0 + \varphi)} = 0. \end{aligned} \quad (4.1.5)$$

Выделим действительную и мнимую части уравнения 4.1.5:

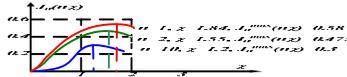
$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re}(\bar{P}_k) + \operatorname{Re}(\bar{P}_e) &= \frac{U_2^2}{2}(Y_k + Y_n) + \frac{U_2^2}{2} \operatorname{Re}(Y_e) = \\
 &= \frac{U_2^2}{2}(Y_k + Y_n) + \frac{P_0 U_2 M_2 J_1(\chi)}{U_0} \sin(\theta_0 + \varphi) = 0, \\
 \operatorname{Im}(\bar{P}_k) + \operatorname{Im}(\bar{P}_e) &= iQX \frac{U_2^2}{2}(Y_k + Y_n) + \frac{U_2^2}{2} \operatorname{Im}(Y_e) = \\
 &= iQX \frac{U_2^2}{2}(Y_k + Y_n) + \frac{P_0 U_2 M_2 J_1(\chi)}{U_0} \cos(\theta_0 + \varphi) = 0.
 \end{aligned}
 \tag{4.1.6}$$

Здесь $P_0 = I_0 U_0$ – мощность не сгруппированного пучка, потребляемая от источника питания пушки. На практике для клистронов обычно выполняется условие $Y_k \ll Y_n$, поэтому в дальнейшем, если не оговорено специально, будем приближенно считать $Y_k + Y_n \approx Y_n$.

Поскольку $\operatorname{Re}(\bar{P}_k) > 0$, то для выполнения условия существования установившегося режима нужно, чтобы $\operatorname{Re}(\bar{P}_e) < 0$. Очевидно, что максимальная мощность будет отдаваться электронами при

$$\theta_0 + \varphi = \frac{3}{2}\pi + 2k\pi \quad \text{или} \quad \varphi = \frac{3}{2}\pi - \theta_0 + 2k\pi, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots,
 \tag{4.1.7}$$

φ – сдвиг фаз между напряжением на модуляторе и выходном резонаторе, который необходимо обеспечить, чтобы уплотнения электронов попадали в выходном резонаторе в оптимальное тормозящее поле. Действительно, подставив (4.1.7) в (4.1.3), убеждаемся в том, что напряжение и переменная составляющая конвекционного тока находятся в фазе



Уравнение (4.1.7) свидетельствует также о дискретном характере колебаний в зависимости от θ_0 и, следовательно, от U_0 . Каждому значению k соответствует свой θ_0 , т. е. конкретное значение U_0 при фиксированной геометрии клистрона.

Из формул (4.1.6) можно выделить активную и реактивную составляющие электронной проводимости:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re}(Y_e) &= 2 \frac{I_0}{U_2} M_2 J_1(\chi) \sin(\theta_0 + \varphi), \\
 \operatorname{Im}(Y_e) &= 2 \frac{I_0}{U_2} M_2 J_1(\chi) \cos(\theta_0 + \varphi).
 \end{aligned}
 \tag{4.1.8}$$

При выполнении условия (4.1.7) пучок не вызывает расстройку выходного резонатора, так как $\operatorname{Im}(Y_e) = 0$, следовательно, и относительная расстройка резонатора $X = 0$. Мощность же, передаваемая электронами СВЧ полю, становится максимальной. Для оценки предельной мощности, которую можно получить выбором различных параметров сделаем следующие замечания.

Максимальное значение $M_2 \leq 1$, $\max[J_1(\chi)] = 0.58$. Амплитуду напряжения на выходном резонаторе U_2 положим равной U_0 , так как при $U_2 > U_0$ часть электронов не сможет преодолеть зазор резонатора, будет остановлена и начнет ускоряться СВЧ электрическим полем в обратном направлении, что приведет к снижению выходной мощности. Таким образом,

$$\max(\bar{P}_e) = -0.58 I_0 U_0 = -0.58 P_0. \quad (4.1.9)$$

Электронный КПД

Будем называть электронным КПД отношение отданной электронами в выходном резонаторе активной мощности $\text{Re}(\bar{P}_e)$ к мощности не сгруппированного пучка P_0 . Тогда

$$\eta_e = -\frac{\text{Re}(\bar{P}_e)}{P_0} = \frac{P_0 U_2 M_2 J_1(\chi)}{U_0} \sin(\theta_0 + \varphi).$$

Максимально возможное значение электронного КПД будет достигаться при максимуме активной составляющей электронной мощности взаимодействия, т. е., как следует из (4.1.9), при $\text{Re}(\bar{P}_e) = -0.58 P_0$. Следовательно,

$$\max(\eta_e) = 0.58. \quad (4.1.10)$$

Таким образом, в рамках линейной кинематической теории электронный КПД простейшего усилительного клистрона не превосходит 58%. Реально электронный КПД оказывается ниже полученного значения из-за оседания части электронов на сетках модулятора, выходного резонатора и в дрейфовом пространстве.

Коэффициент усиления

Оценим максимально возможный коэффициент усиления двухрезонаторного пролетного клистрона. По определению коэффициент усиления по напряжению равен

$$K[\text{дБ}] = 20 \lg \left(\frac{U_2}{U_1} \right). \quad (4.1.11)$$

При выполнении условия (4.1.7) и выборе параметров, соответствующих максимальному режиму выходной мощности клистрона: $U_2 = U_0$, $M_2 = 1$, величину U_1 можно определить из условия максимального КПД. КПД достигает максимума при $\chi = 1.84$ или, когда $J_1(\chi) = 0.58$. Но поскольку параметр группировки

$$\chi = \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_0} M_1 \theta_0 = 1.84 = (\text{при } M_1 \approx 1) \approx \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_0} \theta_0,$$

то

$$\frac{U_0}{U_1} \approx 0.272\theta_0 = 0.272 \frac{\omega s}{V_0}.$$

А коэффициент усиления будет равен

$$K[\text{дБ}] = 20 \lg\left(\frac{U_0}{U_1}\right) \approx [20 \lg(\theta_0) - 11.3]. \quad (4.1.12)$$

Зависимость от невозмущенного угла пролета в дрейфовом пространстве, казалось бы, позволяет рассчитывать на высокий коэффициент усиления. Его можно увеличивать, либо удлиняя пространство дрейфа, либо уменьшая напряжение источника пучка U_0 . Но и тот и другой способ приводит к увеличению разгруппировки из-за объемного заряда. Удлинение дрейфового пространства, например, может приблизиться к величине равной $\lambda_p/2$, но из подраздела 3.4 мы знаем, что при такой длине дрейфа происходит полная разгруппировка пучка. При уменьшении же U_0 и одновременном сохранении мощности пучка растет I_0 , т. е. растет электронная плотность и сила объемного заряда, уменьшается λ_p , возрастает разгруппировка пучка.

На практике обычно коэффициент усиления для двухрезонаторного пролетного клистрона лежит в пределах 10 – 15 дБ.

Нагрузочная характеристика выходного резонатора

Для использования СВЧ мощности в практических целях выходной резонатор клистрона обычно имеет выход (рис. 4.1.1), связанный с внешней нагрузкой. Рассмотрим влияние этой нагрузки на работу клистрона. Как уже отмечалось ранее, для существования установившегося режима колебаний необходимо выполнение баланса мощностей (4.1.6). Будем полагать, что выполняется условие (4.1.7), $M_2 = 1$, проводимость внешней нагрузки Y_n — чисто активна и $Y_k \ll Y_n$, выходной резонатор расположен на оптимальном расстоянии от модулятора, т. е. $J_1(\chi) = 0.58$. Тогда уравнения (4.1.6) преобразуются к виду:

$$\operatorname{Re}(\bar{P}_k) + \operatorname{Re}(\bar{P}_e) = \frac{U_2^2}{2} Y_n - 0.58 \frac{P_0 U_2}{U_0} = 0, \quad (4.1.13)$$

$$\operatorname{Im}(\bar{P}_k) + \operatorname{Im}(\bar{P}_e) = iQX \frac{U_2^2}{2} Y_n = 0 \Rightarrow X = 0.$$

Второе уравнение свидетельствует, что наличие пучка не расстраивает резонатор. Первое же уравнение позволяет определить оптимальную величину проводимости внешней нагрузки. Естественно принять за оптимальную такую величину проводимости, при которой электронная мощность взаимодействия достигает максимума, т. е. положить $U_2 = U_0$. Тогда

$$Y_n^{opt} = 1.16 \frac{I_0}{U_0}, \quad \bar{P}_e^{opt} = -0.58 P_0. \quad (4.1.14)$$

Если ввести нормированные на оптимальные значения электронную мощность взаимодействия $\bar{P}_e = P_e / \bar{P}_e^{opt}$, напряжение на выходном резонаторе $\bar{U}_2 = U_2 / U_0$ и проводимость внешней нагрузки $\bar{Y}_n = Y_n / Y_n^{opt}$, то из (4.1.13) получим

$$\bar{P}_e = \frac{I}{\bar{Y}_n} = \bar{R}_n, \quad \bar{U}_2 = \bar{R}_n.$$

Здесь через \bar{R}_n обозначено нормированное сопротивление внешней нагрузки (величина обратная нормированной проводимости). То есть выходная мощность, которая в нашем приближении совпадает с электронной мощностью взаимодействия, линейно меняется в зависимости от внешней нагрузки.

Следует отметить, что при $\bar{R}_n > 1$ напряжение на выходном резонаторе превышает U_0 , и электроны начинают отражаться, при $\bar{R}_n = 2$ все электроны отражаются, и выходная мощность падает до нуля. График зависимости $\bar{P}_e = F(\bar{R}_n)$ приведен на рис. 4.1.2. Разумеется, в реальных приборах нагрузочные характеристики отличаются от идеализированного представления.

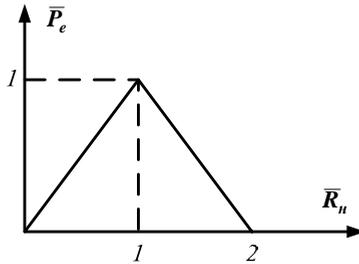


Рис. 4.1.2

Клистроны-умножители частоты

Сгруппированный конвекционный ток в пространстве дрейфа содержит различные гармоники. Из подраздела 3.3 известно, что амплитуда десятой гармоники может отличаться от первой всего лишь в два раза. Это позволяет создать, например, на базе двухрезонаторного клистрона умножитель частоты входного сигнала. Рисунок 4.1.3 иллюстрирует такое решение. Выходной резонатор настроен на частоту в n раз более высокую, чем модулятор. И хотя эффективность таких клистронов оказывается недостаточно высокой, они находят применение в многокаскадных устройствах, использующих для повышения стабильности частоты маломощные кварцевые генераторы, работающие на низких частотах. Обычно двухрезонаторные умножители частоты имеют коэффициент умножения не более десяти.

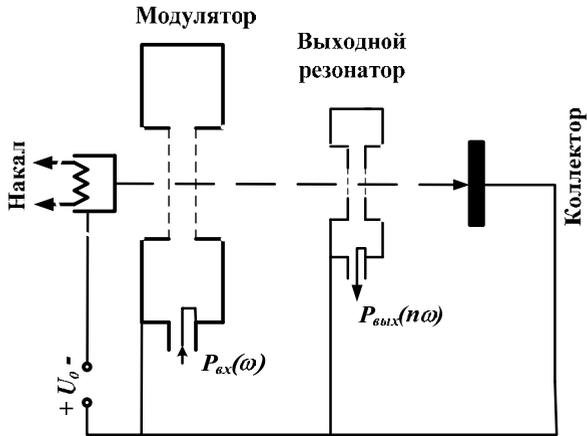


Рис. 4.1.3

4.2. Двухрезонаторный клистрон – автогенератор

Для создания клистронного генератора на основе двухрезонаторного клистрона необходимо обеспечить положительную обратную связь между выходным и входным резонаторами, например, с помощью коаксиальной линии (рис. 4.2.1).

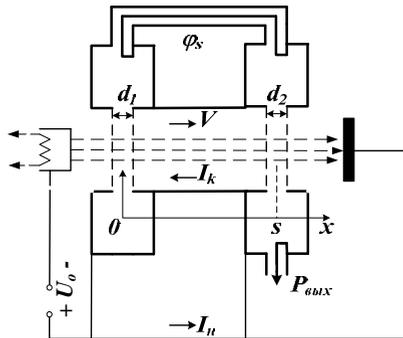


Рис. 4.2.1

Если сравнить схему клистрона-генератора с рис. 4.1.1, то увидим, что различие состоит лишь в наличии линии обратной связи и отсутствии входного сигнала в модуляторе. Присутствие обратной связи приводит к вполне определенному соотношению фаз колебаний в модуляторе и выходном резонаторе. На такой простейшей модели генератора определим условия, необходимые для существования установившегося режима колебаний.

Используя результаты предыдущего раздела, можно сказать, что для поддержания незатухающих колебаний в контурной системе необходимо выполнение баланса активных и реактивных составляющих контурной и электронной мощностей. Причем фазовое условие, при котором пучок отдает мощность в выходном резонаторе, будет

$$\sin(\theta_0 + \varphi_s) = 0 \quad (4.2.1)$$

максимум же мощности взаимодействия достигается по-прежнему при выполнении условия (4.1.7), которое можно переписать как

$$\theta_0 + \varphi_s = \frac{3}{2}\pi + 2k\pi \quad \text{или} \quad \varphi_s = \frac{3}{2}\pi - \theta_0 + 2k\pi, \quad k = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (4.2.2)$$

Это условие определяет количество периодов ВЧ колебаний, которые пропускает невозмущенный электрон при движении в трубе дрейфа. Сдвиг фаз между колебаниями во входном и выходном резонаторах φ_s определяется длиной коаксиала в цепи обратной связи.

Рис. 4.2.2 иллюстрирует движение электронов и напряжения на входном и выходном резонаторах в случае выполнения условия (4.2.2) для различных значений k .

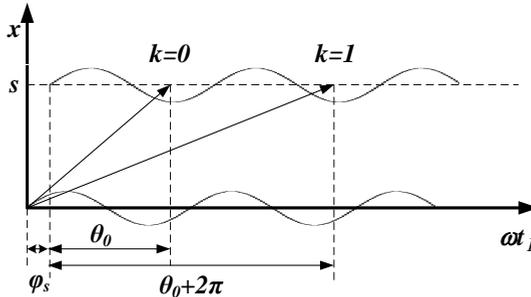


Рис. 4.2.2

Так как при фиксированной геометрии клистрона и неизменной линии обратной связи оптимальный невозмущенный угол пролета зависит от величины U_0 , можно получить условия для зон генерации по этому напряжению:

$$\theta_0 = \frac{\omega s}{V_0} = \frac{\omega s}{\sqrt{\frac{2eU_0}{m_0}}} = 2\pi \left(\frac{3}{4} + k \right) - \varphi_s, \quad k = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (4.2.3)$$

Таким образом, каждому значению k соответствует своя зона генерации конечной протяженности. В промежутках же генерация отсутствует, так как электроны будут попадать в ускоряющую фазу напряжения в выходном резонаторе. Для активных составляющих контурной и электронной мощностей, очевидно, должно выполняться условие

$$\operatorname{Re}(\bar{P}_\kappa) \leq \operatorname{Re}(\bar{P}_e) \quad \text{или} \quad \frac{U_2^2}{2} Y_\kappa \leq -\frac{P_0 U_2 M_2 J_1(\chi)}{U_0} \sin(\theta_0 + \varphi_s). \quad (4.2.4)$$

Это условие означает, что мощность, отдаваемая электронами, должна превосходить потери в выходном резонаторе. Тогда будут существовать установившиеся колебания, а сам резонатор может быть соединен с внешней нагрузкой. Неравенство (4.2.4) можно переписать, если ввести нормированную величину R .

$$R = -2 \frac{I_0 M_2 J_1(\chi)}{U_0 Y_\kappa \xi_2} \sin(\theta_0 + \varphi_s) \geq 1, \quad \text{где} \quad \xi = \frac{U_2}{U_0}. \quad (4.2.5)$$

Если зафиксировать Y_κ , χ и φ_s , то можно построить зависимость $R(\theta_0)$ (рис. 4.2.3). Жирными точками на рисунке обозначены начало и конец зон генерации. Большему θ_0 соответствует меньшее напряжение U_0 (соответственно меньшая V_0), т. е. большее R .

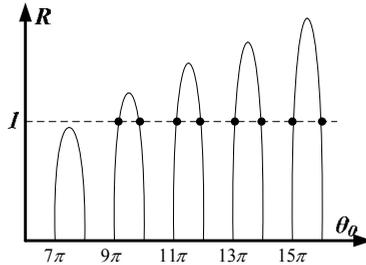


Рис. 4.2.3

При незначительном изменении θ_0 частота генерации немного изменяется (в пределах каждой зоны не более 1%). Это происходит вследствие изменения фазы прибытия сгустков в зазор выходного резонатора, где они наводят ВЧ поле. Например, при некотором увеличении U_0 (относительно его оптимального значения) время пролета сгустков в пространстве группировки сокращается, и они передают энергию выходному резонатору раньше, чем в оптимальном режиме, т. е. увеличивают частоту генерации. При $\pi < \theta_0 + \varphi_s < 3/2\pi$ $\operatorname{Im}(\bar{P}_e) < 0$, а эквивалентная проводимость, вносимая пучком, носит индуктивный характер, и, следовательно, частота генерации увеличивается, так как суммарная индуктивность становится меньше.

В заключение нужно отметить, что в общем случае колебательная система, изображенная на рис. 4.2.1, состоит из двух связанных контуров, и в ней существуют два вида колебаний. Эти колебания отличаются фазой поля в резонаторах и частотами. Частоты зависят от собственных частот резонаторов и связи между ними. Например, для двух одинаковых связанных резонаторов с собственными частотами ω_0 и коэффициентом связи K существуют два вида колебаний со сдвигом фаз 0 и π (синфазные и противофазные ко-

лебания), частоты которых соответственно равны $\omega_0/\sqrt{1+K}$ и $\omega_0/\sqrt{1-K}$. Генерация может происходить на обоих видах колебаний. Рисунок 4.2.2 и условие (4.2.2) иллюстрируют возбуждение на синфазном виде колебаний. Для противофазных колебаний (рис. 4.2.4) должно выполняться условие

$$\theta_0 + \varphi_s = -\frac{3}{2}\pi + 2k\pi \quad \text{или} \quad \varphi_s = -\left(\frac{3}{2}\pi + \theta_0\right) + 2k\pi, \quad k = 1, 2, 3 \dots$$

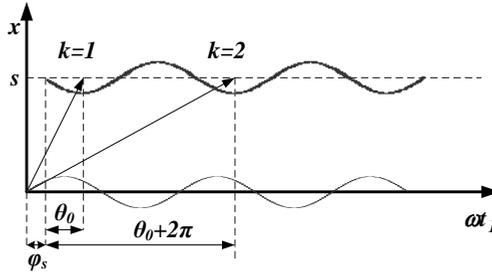


Рис. 4.2.4

4.3. Каскадная группировка

Ранее упоминалось, что двухрезонаторные клистроны имеют коэффициент усиления не выше 15 дБ. Для повышения усиления клистронов часто используют несколько группирующих резонаторов, включенных последовательно. Причем только первый из них питается от внешнего источника СВЧ. Остальные же возбуждаются самим пучком и называются пассивными.

Рассмотрим группировку электронов в трехрезонаторном клистроне (рис. 4.3.1) на пространственно-временной диаграмме (рис. 4.3.2). Будем считать, что все резонаторы настроены на одну частоту, а колебания в них в установившемся режиме сдвинуты по фазе и имеют разные амплитуды (индексы 1, 2 и 3 соответствуют номеру резонатора по ходу пучка).

Группировка в первой трубе дрейфа происходит вокруг электрона 2, и электронный сгусток 1, 2, 3 наводит во втором резонаторе напряжение $U_2 \sin(\omega t + \varphi_2)$. Как и в двухрезонаторном клистроне, фаза напряжения второго резонатора определяется тем, что сгустки оказываются в максимуме тормозящего полупериода. Это достигается соответствующим выбором длины дрейфового пространства и настройкой резонатора. Амплитуда напряжения U_2 оказывается значительно выше, чем в первом резонаторе, так как в данном случае второй резонатор не нагружен на внешнюю нагрузку, его добротность значительно выше и близка к собственной добротности.

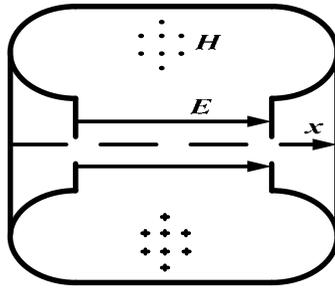


Рис. 4.3.1

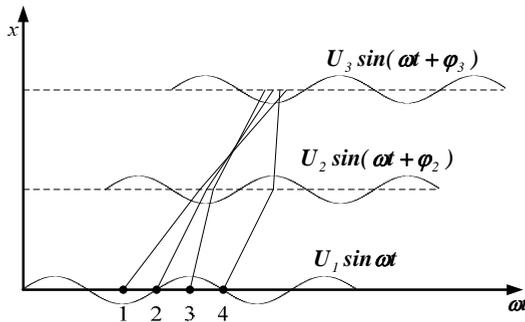


Рис. 4.3.2

Следовательно, модуляция скорости электронов во втором резонаторе более значительна, чем в первом. Электрон же 4, вылетевший на полпериода позже 2-го, оказывается во втором резонаторе в максимуме ускоряющего напряжения и в пространстве между вторым и третьим резонаторами догоняет основной сгусток. Таким образом, принцип каскадного группирования заключается в том, что второй резонатор является дополнительным группирователем, который тормозит электронные сгустки и ускоряет электроны типа 4. Скоростная модуляция во втором резонаторе оказывается весьма высокой вследствие большой амплитуды высокочастотного напряжения U_2 . Если в обычном двухрезонаторном клистроне электрон 4 является неблагоприятным, так как отбирает энергию в выходном резонаторе, то в трехрезонаторном клистроне он группируется с остальными и увеличивает КПД прибора. Кроме того, наличие второго резонатора с большим ВЧ полем позволяет существенно снизить входной сигнал, а значит повысить коэффициент усиления клистрона. Теоретический предел электронного КПД, рассчитанный с помощью кинематической теории, достигает 73.8% против 58.2% для двухрезонаторного. Для N -резонаторного клистрона справедливо приближенное эмпирическое соотношение для оценки коэффициента усиления

$$K[\text{дБ}] = 15 + 20(N - 2).$$

Для улучшения группировки электронов в современных клистродах используют также пассивные резонаторы, настроенные на высшие гармоники основной частоты. Ранее мы говорили, что для группировки всех электронов необходимо создать в зазоре модулятора ВЧ поле, меняющееся пилообразно во времени. Такую форму можно получить, суммируя бесконечный ряд кратных гармоник с определенными амплитудами и фазами. Однако в первом приближении можно ограничиться добавлением гармоник малой кратности. Например, добавление еще одного резонатора, настроенного на вторую гармонику основной частоты, может позволить увеличить КПД на 10–15%. Рисунки 4.3.3 и 4.3.4 иллюстрируют конструктивную схему и суммарное напряжение, получаемое, когда к основной гармонике в первом резонаторе добавляется вторая гармоника второго по ходу резонатора.

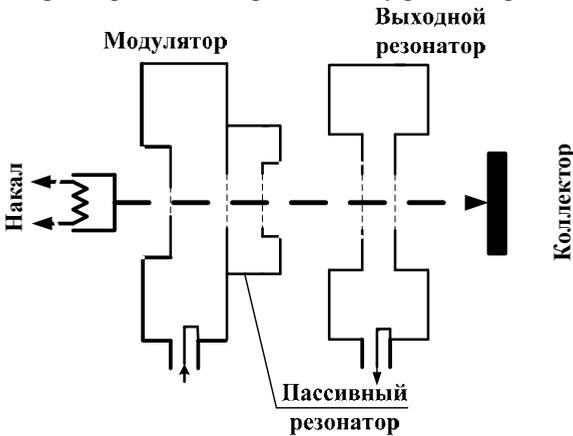


Рис. 4.3.3

Обычно резонатор, настроенный на вторую гармонику частоты, устанавливается непосредственно за первым резонатором по ходу пучка.

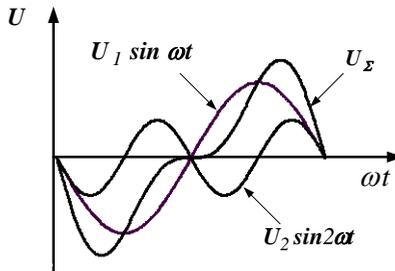


Рис. 4.3.4

4.4. Твистроны и клистроны с распределенным взаимодействием

Общим недостатком клистронов является их узкополосность. В основном, узкополосность клистронов связана с высокими добротностями входного, пассивных и выходного резонаторов. Расширение рабочей полосы частот может быть достигнуто путем взаимной расстройки резонаторов и снижением нагруженной добротности входного и выходного резонаторов. Однако взаимная расстройка высокодобротных резонаторов существенно снижает эффективность взаимодействия, поэтому выгоднее использовать связанные многозакорные резонаторы, а вместо выходного низкодобротного резонатора – нерезонансную замедляющую систему.

Клистроны с многозакорными резонаторами получили название клистроны с распределенным взаимодействием (КРВ). А многорезонаторный клистрон с замедляющей системой на выходе был назван твистроном. Твистрон состоит из клистронного группирователя, включающего в себя один или несколько несвязанных резонаторов, и секции ЛБВ. Секция ЛБВ содержит замедляющую систему (ЗС) с поглотителем в начале системы и выводом энергии в ее конце (рис. 4.4.1). Рисунок 4.4.2 иллюстрирует частотную характеристику твистрона.

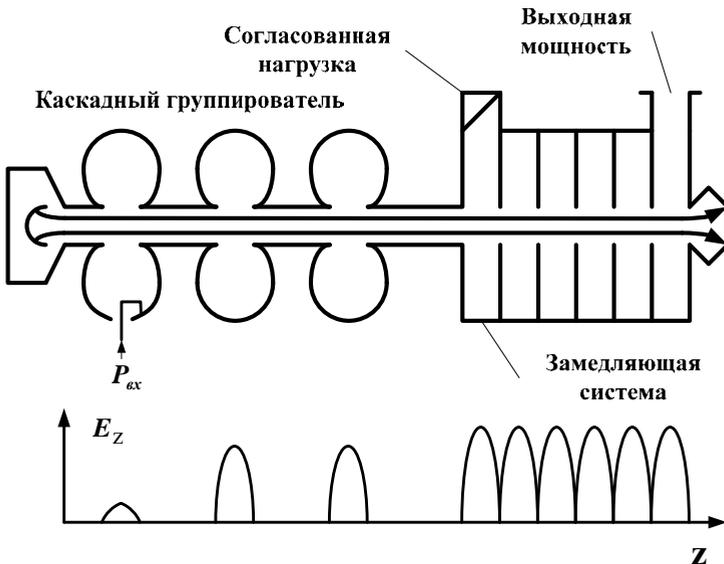


Рис. 4.4.1

КРВ содержит многозакорные резонаторы в модуляторе (входной, промежуточные – пассивные) и выходной секции. Многозакорный резонатор фак-

тически является резонансным отрезком ЗС, состоящим из нескольких связанных резонаторов. Ячейка такой системы представляет собой цилиндрический резонатор, связанный с соседними через щели в общих торцевых стенках или через центральные отверстия для прохождения пучка. Электромагнитное поле многозазорного резонатора отличается от поля обычной ЗС тем, что в нем устанавливается стоячая волна, а не бегущая, как в согласованной ЗС. В зависимости от фазового сдвига колебаний в соседних резонаторах могут существовать различные виды колебаний. Рабочим обычно является π вид, при котором колебания в соседних резонаторах противофазные. Соответственно угол пролета электронов между зазорами резонаторов тоже должен быть равен π . Такие меры позволяют довольно сильно расширить полосу рабочих частот твистронов и КРВ до 10–15%, против 1–1.5% в обычных клистродах.



Рис. 4.4.2

Кроме того, в клистродах возникают существенные ограничения, связанные с пробоями и перегревом выходного резонатора при повышении мощности и рабочей частоты. Дело в том, что повысить мощность прибора можно, увеличивая ток пучка, который связан с напряжением источника законом $3/2$ (известное соотношение для диода). Следовательно, необходимо повышать напряжение источника электронов. Но, как мы уже знаем, напряжение на пролетном зазоре выходного резонатора близко к ускоряющему напряжению источника электронов. И поэтому при повышении его возрастает напряженность электрического поля в выходном резонаторе. В результате поле может стать таким, что нарушится электрическая прочность резонатора, и он будет пробиваться. Существует эмпирическое соотношение для максимальной напряженности поля E_s на поверхности резонатора

$$E_s \text{ [МВ/м]} = 165 \cdot f^{7/8} \text{ [Гц]}.$$

С учетом же перенапряжений на краях отверстий для прохождения пучка (обычно этот коэффициент составляет не менее 2.2) напряженность электрического поля в области прохождения пучка не должна превышать величину

$$E_s \text{ [МВ/м]} = 75 \cdot f^{7/8} \text{ [ГГц]}.$$

Казалось бы, можно уменьшить напряженность, увеличивая продольный размер резонатора. Но при этом падает пролетный коэффициент и, соответственно, КПД клистроны, т. е. уменьшается его выходная мощность. Для клистронов, работающих в непрерывном режиме, ограничения связаны еще с большим тепловыделением в стенках выходного резонатора, которое удается довольно просто снимать при удельных тепловыделениях до 50 Вт/см^2 . При больших мощностях снятие тепла становится очень сложной задачей. С целью преодоления этих ограничений и недостатков также удобно использовать в качестве выходного резонатора многоззорный резонатор, состоящий из цепочки связанных резонаторов (рис. 4.4.3).

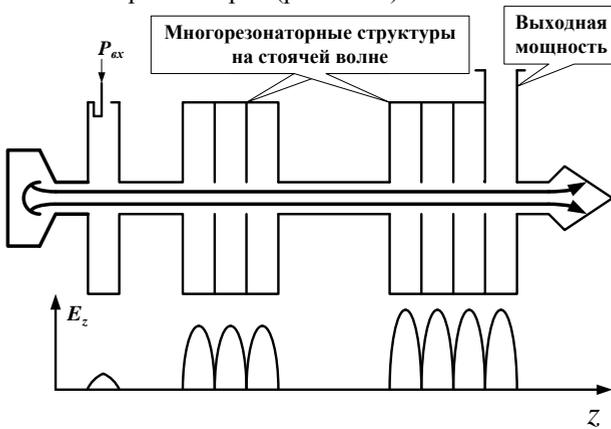


Рис. 4.4.3

Так, например, для N резонаторов напряжение на каждом зазоре уменьшается в N раз, мощность, выделяемая в стенках одного отдельного резонатора, уменьшается, соответственно, в N^2 раз. В целом же в N резонаторах эта мощность упадет в N^2 раз по сравнению с одиночным резонатором. Разумеется, число резонаторов должно быть таким, чтобы еще не происходило заметного снижения КПД в результате продольного разгруппирования и увеличения поперечного размера пучка.

4.5. Отражательный клистрон

Отражательный клистрон является автогенератором высокочастотных колебаний. Прибор был предложен в 1940 году академиком Н. Д. Девятковым. Схема прибора изображена на рис. 4.5.1. Клистрон состоит из диодной электронной пушки, резонатора и отражателя, находящегося под отрицательным постоянным потенциалом. Электроны проходят резона-

тор дважды. Отражатель же служит для возврата электронов в зазор резонатора.

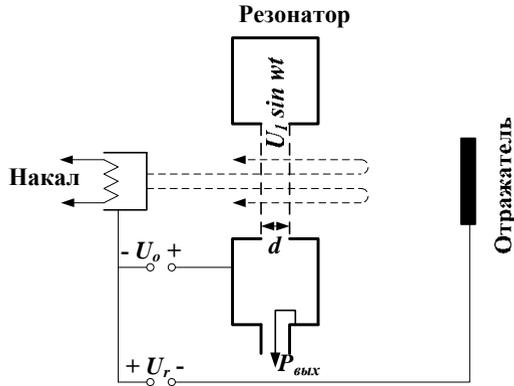


Рис. 4.5.1

Единственный резонатор служит для модуляции скорости электронов при их движении от катода и является выходным резонатором при возвращении электронов. Группировка электронов в сгустки происходит в пространстве между резонатором и отражателем.

Возникновение колебаний в резонаторе происходит из-за флуктуаций в пучке, которые всегда имеют место. Не останавливаясь на переходном процессе, будем рассматривать установившийся режим работы клистрона. Считаем, что в резонаторе возбуждены колебания с частотой, близкой к собственной частоте. Выясним физические процессы, происходящие в таком режиме, и условия, необходимые для его существования.

Движение электронов в пространстве катод – резонатор и между сетками резонатора, такое же, как и в пролетном клистроне (см. подраздел 3.1). Электроны, подлетая к первой сетке резонатора, имеют одинаковую скорость, определяемую напряжением U_0 . На выходе из модулятора скорость электронов в соответствие с (3.1.4) равна

$$V_1 = V_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \sin(\alpha t_1) \right], \quad (4.5.1)$$

где t_1 – момент первого прохождения рассматриваемым электроном середины резонатора. Рассмотрим теперь процесс группировки электронов в пространстве между резонатором и отражателем.

Группировка в однородном тормозящем электрическом поле

Изменение потенциала в пространстве между резонатором и отражателем принимаем линейным. Распределение потенциала вдоль координаты x пока-

зано на рис. 4.5.2. Расстояние от резонатора до отражателя обозначим через D .

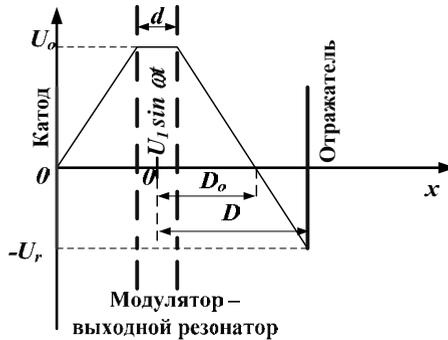


Рис. 4.5.2

Для электронов, двигающихся к отражателю, это поле – тормозящее, и их движение будет равнозамедленным. Невозмущенный электрон, выходящий из резонатора со скоростью V_0 , будет иметь нулевую скорость в некоей точке с координатой D_0 , где потенциал становится равен нулю. Затем этот электрон начнет двигаться в обратном направлении. Электроны с большей или меньшей скоростью будут останавливаться дальше или ближе невозмущенного. Скорость электрона в момент возвращения в резонатор равна исходной скорости V_0 или V , но направлена в противоположную сторону. Таким образом, время движения вправо и влево за резонатором одинаково и в сумме равно

$$t - t_1 = 2 \frac{V}{a}, \text{ где } a = \frac{e}{m_0} \frac{(U_0 - U_r)}{D}. \quad (4.5.2)$$

Угол же пролета в пространстве торможения будет с учетом (4.5.1)

$$\theta = \omega(t - t_1) = \frac{2\omega VD}{\frac{e}{m_0} U_0 \left(1 - \frac{U_r}{U_0}\right)} = \frac{4\omega D}{V_0 \left(1 - \frac{U_r}{U_0}\right)} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_0} M_1 \sin \omega t_1\right], \quad (4.5.3)$$

t_1, t – моменты первого и второго прохождения электроном середины модулятора. Невозмущенный угол пролета в пространстве торможения, очевидно, равен

$$\theta_{0r} = \frac{4\omega D}{V_0 \left(1 - \frac{U_r}{U_0}\right)}. \quad (4.5.4)$$

Таким образом, уравнение группировки для отражательного клистрона принимает вид

$$\omega t = \omega t_1 + \theta_{0r} + \chi_r \sin \omega t_1, \quad \text{где } \chi_r = \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_0} M_1 \theta_{0r}. \quad (4.5.5)$$

Это уравнение можно переписать в виде, подчеркивающим сходство с уравнением группировки в пролетном клистроне (3.2.1). Если произвести сдвиг отсчета времени t и t_1 на π , то получим

$$\omega t = \omega t_1 + \theta_{0r} - \chi_r \sin \omega t_1.$$

Знак «+», стоящий перед параметром группировки χ_r в (4.5.5), означает, что группировка в тормозящем поле происходит вокруг электронов, прошедших середину модулятора в нуле поля, но при переходе его от ускоряющего к тормозящему значению.

Действительно условие группировки

$$\frac{dt}{dt_1} = 0 = 1 + \chi_r \cos \omega t_1, \quad (4.5.6)$$

откуда при $\chi_r = 1$ следует, что оно будет выполняться, если $\omega t_1 = \pi(1 + 2k)$, $k = 0, 1, 2 \dots$. Пространственно-временная диаграмма на рис. 5.3.3 иллюстрирует движение электронов в отражательном клистроне.

Уравнение группирования можно анализировать, подобно тому, как это было сделано в пролетном клистроне. Сгруппированный конвекционный ток равен

$$I_\kappa = \frac{I}{\left| \frac{dt}{dt_1} \right|} = \frac{I_0}{|1 + \chi_r \cos \omega t_1|}, \quad (4.5.7)$$

I_0 – значение не сгруппированного тока, равное току с катода.

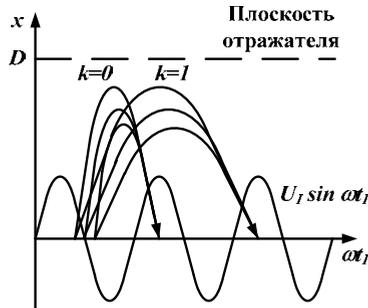


Рис. 4.5.3

Ввиду тождественности уравнений группировки для отражательного и пролетного клистронов можно также сразу написать разложение конвекционного тока в гармонический ряд

$$I_{\kappa} = -I_0 \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(n\chi_r) \cos n(\omega t - \theta_{0r}) \right]. \quad (4.5.8)$$

Знак «-» перед I_0 означает, что конвекционный ток сменил направление на противоположное.

Сразу отметим, что для отражательного клистрона нет смысла рассматривать высшие гармоники тока. Действительно, поскольку для модуляции и отбора энергии используется один и тот же резонатор, внешняя цепь зазора играет роль практически короткого замыкания для всех гармоник тока, кроме первой. Первая гармоника сгруппированного наведенного тока выглядит также как и в пролетном клистроне для выходного резонатора. Отличие лишь в пролетном коэффициенте, который в данном случае одинаков и для модулятора и для выходного резонатора. Итак, переменная составляющая наведенного тока в резонаторе после группировки в тормозящем электрическом поле равна

$$I_n = 2I_0 M_I J_1(\chi_r) \cos(\omega t - \theta_{0r}) \quad (4.5.9)$$

или в комплексном виде

$$I_n = 2I_0 M_I J_1(\chi_r) e^{i(\omega t - \theta_{0r})}. \quad (4.5.10)$$

Замена знака «-» на «+» означает изменение направления наведенного тока после возвращения электронов из пространства группировки в резонатор.

Комплексная усредненная за период ВЧ колебаний электронная мощность взаимодействия теперь может быть найдена, как и для пролетного клистрона

$$P_e = \frac{1}{2} I_n U^*, \quad (4.5.11)$$

где $U = U_I \sin \omega t$ или в комплексном виде $U = -iU_I e^{i\omega t}$. Тогда

$$P_e = iI_0 U_I M_I J_1(\chi_r) e^{-i\theta_{0r}} = I_0 U_I M_I J_1(\chi_r) (\sin \theta_{0r} + i \cos \theta_{0r}). \quad (4.5.12)$$

Очевидно, что максимальная электронная мощность будет передаваться полю при

$$\theta_{0r} = \frac{3}{2}\pi + 2\pi n = 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.5.13)$$

В этом случае:

$$\operatorname{Re}(P_e) = -I_0 U_I M_I J_1(\chi_r), \quad \operatorname{Im}(P_e) = 0. \quad (4.5.14)$$

Из соотношения (4.5.5) следует, что

$$U_I M_I = 2 \frac{U_0}{\theta_{0r}} \chi_r.$$

Тогда (4.5.14) с учетом (4.5.13) преобразуется к виду

$$\operatorname{Re}(P_e) = -P_0 \chi_r J_1(\chi_r) \frac{1}{\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)}, \quad \operatorname{Im}(P_e) = 0. \quad (4.5.15)$$

Электронный КПД отражательного клистрона

Исходя из условий достижения максимальной мощности взаимодействия (4.5.15), можно теперь записать формулу для оптимального электронного КПД отражательного клистрона:

$$\eta_e = -\frac{\operatorname{Re}(P_e)}{P_0} = \frac{\chi_r J_1(\chi_r)}{\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)}. \quad (4.5.16)$$

Зависимость произведения $\chi_r J_1(\chi_r)$ от χ_r приведена на рис. 4.5.4. Максимум достигается при $\chi_r = 2.41$ и равен 1.25. Таким образом,

$$\eta_e \cong \frac{0.4}{\left(n + \frac{3}{4} \right)}. \quad (4.5.17)$$

Для определения оптимальной величины напряжения на отражателе U_r воспользуемся формулами (4.5.4) и (4.5.13):

$$\theta_{0r} = \frac{4\omega D}{V_0 \left(1 - \frac{U_r}{U_0} \right)} = 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right).$$

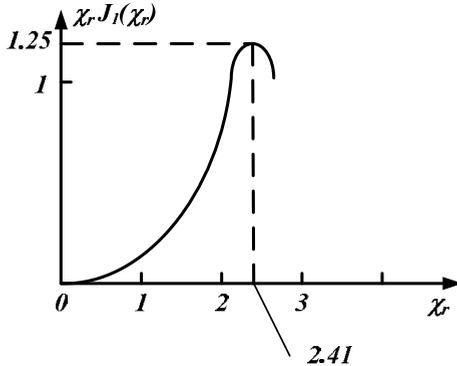


Рис. 4.5.4

При фиксированном значении U_0 и, соответственно, V_0 получим напряжения на отражателе в центрах зон генерации

$$\frac{U_r}{U_0} = 1 - \frac{2\omega D}{\pi V_0 \left(n + \frac{3}{4} \right)}. \quad (4.5.18)$$

На рис. 4.5.5 показаны пространственно-временные диаграммы отражательного клистроны и зоны генерации по напряжению на отражателе.

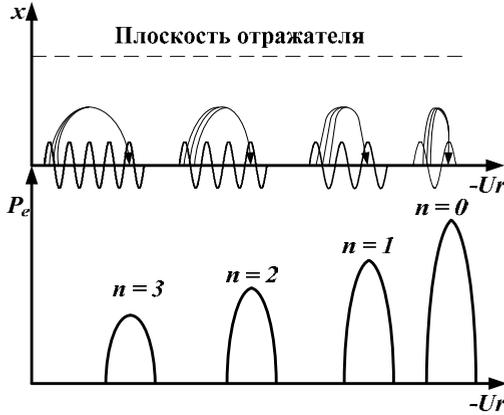


Рис. 4.5.5

Анализируя формулу для электронного к.п.д. (4.5.17), можно заключить, что при малых номерах зон генерации ($n = 0, 1, 2$) к.п.д. составляет десятки процентов. Однако в реальных приборах эта величина не превышает всего нескольких процентов. Рассмотрим, чем объясняется столь существенное различие. Поскольку все соотношения были получены из предположения малости амплитуды ВЧ электрического поля, то проверим, для каких значений n удовлетворяется это условие, если $\chi_r = 2.4I$. Используя представление (4.5.5) для χ_r и полагая $M_1 = 1$, получим

$$\chi_r = \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_0} \theta_{0r} = \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_0} 2\pi \left(n + \frac{3}{4} \right) = 2.4I \Rightarrow \frac{U_1}{U_0} = \frac{0.77}{\left(n + \frac{3}{4} \right)}. \quad (4.5.19)$$

Теперь видно, что условие $U_1 \ll U_0$ будет выполняться лишь при значениях $n > 6$, соответственно, электронный КПД также существенно уменьшается. Отметим теперь, что для отражательных клистронов электронный КПД неодинаков для различных значений n и уменьшается с ростом номера зоны генерации. Максимальный КПД у отражательных клистронов оказывается существенно меньше, чем у пролетных клистронов. Это обусловлено тем, что модуляция скорости электронов и отбор энергии происходят в одном резонаторе и, следовательно, при одном и том же напряжении на нем. Однако, несмотря на низкий КПД, отражательные клистроны нашли широкое применение

ние в качестве источников СВЧ для маломощных (десятки милливатт – единицы ватт) измерительных генераторов.

Вернемся к формуле электронной мощности взаимодействия. Для существования установившегося режима колебаний необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\operatorname{Re}(P_e) + \operatorname{Re}(P_k) = 0, \quad (4.5.20)$$

где P_e и P_k определяются согласно (3.5.1) и (3.5.2) через эквивалентную проводимость пучка и суммарную проводимость резонатора и внешней нагрузки соответственно, приведенные к максимуму напряжения на резонаторе. Сразу отметим, что электронной мощностью взаимодействия при первом проходе резонатора (мощность, затрачиваемая на модуляцию скорости электронов) будем пренебрегать, так как на практике эта мощность пренебрежимо мала для отражательных клистронов. Используя соотношение (4.5.12), запишем (4.5.20) в виде

$$-I_0 U_1 M_1 J_1(\chi_r) \sin \theta_{0r} = \frac{1}{2} U_1^2 (Y_k + Y_n). \quad (4.5.21)$$

Как и прежде будем считать зазор резонатора коротким. Следовательно, приближенно можно полагать $M_1 = 1$. Тогда, умножая левую и правую части уравнения (4.5.21) на θ_{0r} и используя (4.5.19), получим

$$-\theta_{0r} \sin \theta_{0r} = \frac{\chi_r U_0 (Y_k + Y_n)}{I_0 J_1(\chi_r)}.$$

На краях зон генерации $\operatorname{Re}(P_e)$ и, соответственно, U_1 стремятся к нулю. Следовательно, и χ_r стремится к нулю, а $J_1(\chi_r)/\chi_r \rightarrow 1/2$. Условие же самовозбуждения принимает вид

$$-\theta_{0r} \sin \theta_{0r} = \frac{2U_0 (Y_k + Y_n)}{I_0}. \quad (4.5.22)$$

Графическое решение уравнения (4.5.22) представлено на рис. 4.5.6.

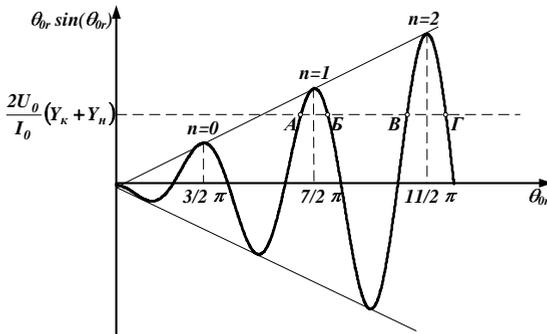


Рис. 4.5.6

Точки A , B , B и Γ соответствуют краям зон генерации. Видно также, что ширина зон генерации между точками нулевой мощности зависит не только от постоянного напряжения и тока пучка, но и от величины проводимости резонатора и нагрузки. Соотношение (4.5.22) позволяет определить пусковой ток, при котором возникает генерация. Подставив в это уравнение оптимальное значение θ_{0r} из (4.5.13) получим условие по току для самовозбуждения отражательного клистрона

$$I_0 \geq I_{\text{пуск}} = \frac{U_0(Y_\kappa + Y_n)}{\pi \left(n + \frac{3}{4} \right)}. \quad (4.5.23)$$

Видно, что требование на пусковой ток снижается с ростом номера зоны генерации n и уменьшением полной проводимости резонатора и нагрузки. Кроме того, пусковой ток уменьшается и при снижении ускоряющего напряжения, приложенного к катоду электронной пушки.

5. Приборы с непрерывным взаимодействием типа О

5.1. Группировка немодулированного потока в переменном поле стоячей волны

В предыдущем разделе мы полагали, что модуляция электронного потока происходит в достаточно коротком резонаторе. В резонаторе же, на длине которого укладывается несколько длин волн, в среднем за период ВЧ поля энергообмен между электронами и полем можно считать равным нулю. Действительно, в течение одного полупериода электроны ускоряются, а в течение другого тормозятся. Если же время пролета через резонатор конечно и сравнимо с периодом колебаний, то ситуация должна измениться, так как для ускоренных и замедленных электронов время взаимодействия с ВЧ электрическим полем будет разное.

Рассмотрим плоский двухсеточный зазор (рис. 5.1.1), пронизываемый немодулированным электронным потоком, создаваемым обычной диодной пушкой. К сеткам приложено высокочастотное напряжение, меняющееся во времени по гармоническому закону.

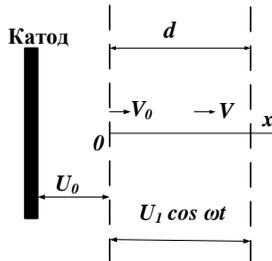


Рис. 5.1.1

Положим также, что ширина зазора модулятора d настолько велика, что электроны достаточно долго в сравнении с периодом ВЧ колебаний находятся в модуляторном промежутке. Запишем нерелятивистское уравнение движения электронов для данного одномерного случая без учета объемного заряда в комплексном виде

$$\ddot{x} = \frac{e}{m_0} E_1 e^{i\alpha t}. \quad (5.1.1)$$

Проинтегрируем его с начальными условиями $t = t_1$, $\dot{x} = V_0 = \sqrt{2eU_0/m_0}$:

$$\dot{x} = V_0 \left[1 - i\mu \left(e^{i\alpha x} - e^{i\alpha x_1} \right) \right]. \quad (5.1.2)$$

В качестве величины, характеризующей глубину модуляции, здесь выступает μ

$$\mu = \frac{e}{m_0 \omega V_0} E_1 = \frac{e U_1}{m_0 \omega V_0 d} = \frac{1}{2} \frac{U_1}{U_0} \frac{1}{\alpha d} = \frac{1}{2} \xi \frac{1}{\varphi_{0m}}, \quad (5.1.3)$$

φ_{0m} – невозмущенный угол пролёта через весь модулятор, т. е. угол пролета, который электрон имел бы при отсутствии ВЧ электрического поля. По аналогии с клистроном введена величина $\xi = U_1/U_0$.

Проинтегрировав уравнение для скорости (5.1.2) с начальными условиями $t = t_1$, $x = 0$, получим

$$x = V_0(t - t_1) - \frac{\mu V_0}{\omega} \left[e^{i\alpha x} - e^{i\alpha x_1} - i\omega(t - t_1)e^{i\alpha x_1} \right].$$

Умножив это выражение на ω/V_0 , получим

$$\omega(t - t_1) = \frac{\omega x}{V_0} + \mu \left[e^{i\omega(t-t_1)} - 1 - i\omega(t - t_1) \right] e^{i\alpha x_1}.$$

Если теперь обозначить угол пролета электрона в модуляторе до точки с координатой x через θ , а величину невозмущенного угла пролета до этой точки через $\alpha x/V_0 = \theta_0$, то получим уравнение группировки

$$\theta = \theta_0 + \mu \left(e^{i\theta} - 1 - i\theta \right) e^{i\alpha x_1}.$$

Это уравнение является трансцендентным относительно θ . Поскольку же параметр μ обычно мал, то решение можно искать, представляя θ в виде ряда по степеням μ . Ограничиваясь первым приближением, получим

$$\theta = \theta_0 + \mu \left(e^{i\theta_0} - 1 - i\theta_0 \right) e^{i\alpha x_1}$$

или

$$\alpha x = \alpha x_1 + \theta_0 + \mu \left(e^{i\theta_0} - 1 - i\theta_0 \right) e^{i\alpha x_1}. \quad (5.1.4)$$

Это есть не что иное, как уравнение группировки, позволяющее определить сгруппированный ток.

Сгруппированный конвекционный ток

Сгруппированный конвекционный ток находится аналогично конвекционному току в пространстве дрейфа для клистроны (см. формулу (3.2.2)) и равен

$$I_K(t) = I_0 \left| \frac{dt_1}{dt} \right| = \frac{I_0}{\left| 1 + i\mu \left(e^{i\theta_0} - 1 - i\theta_0 \right) e^{i\alpha x_1} \right|}.$$

При $\xi \ll 1$ и, соответственно, $\mu \ll 1$ это уравнение приближенно можно записать в следующем виде:

$$I_{\kappa}(t) \approx I_0 \left[1 - i\mu \left(e^{i\theta_0} - 1 - i\theta_0 \right) e^{i\alpha t_1} \right].$$

Выделим переменную составляющую сгруппированного тока, так как именно она и ответственна за взаимодействие промодулированного пучка с ВЧ полем:

$$\tilde{I}_{\kappa}(t) \approx -iI_0\mu \left(e^{i\theta_0} - 1 - i\theta_0 \right) e^{i\alpha t_1}. \quad (5.1.5)$$

Отметим особенность конвекционного тока. При больших углах пролета, когда $\theta_0 \gg 1$ можно пренебречь 1 и $e^{i\theta_0}$, переменная составляющая сгруппированного тока принимает вид ($\theta_0 = \varphi_{0m}$)

$$\tilde{I}_{\kappa}(t) \approx -\frac{\xi}{2} I_0 e^{i\alpha t_1}.$$

Роль параметра группировки здесь играет величина $\xi/2$, т. е. при группировке в поле стоячей волны отсутствует зависимость от угла пролета. Тогда, как для группировки в свободном от полей дрейфовом пространстве клистрона такая зависимость существует. Таким образом, группировка в свободном пространстве протекает более эффективно. Ту же самую, что и в случае переменного поля, степень модуляции можно достигать при очень малом уровне сигнала ($\xi \ll 1$), увеличивая угол пролета. Тогда как в переменном поле длинного резонатора единственным путем улучшения группировки является увеличение ξ , т. е. уровня ВЧ сигнала.

Электронная мощность взаимодействия

Как установлено выше, переменная составляющая сгруппированного тока согласно (6.1.5) имеет вид

$$\tilde{I}_{\kappa}(t) \approx -iI_0\mu \left(e^{i\theta_0} - 1 - i\theta_0 \right) e^{i\alpha t_1}.$$

Электронная мощность взаимодействия может быть найдена согласно (2.2.8) через сгруппированный конвекционный ток. Поскольку рассматриваемая модель одномерна, а пучок бесконечно тонок, то

$$P_e = \frac{I}{2} \int_v \bar{J}_{\kappa} \bar{E}^* dv = \frac{I}{2} \int_0^x \tilde{I}_{\kappa} E^* dx.$$

СВЧ электрическое поле в зазоре можно представить в комплексном виде как $E = (U_1/d) e^{i\alpha x}$ и, в линейном приближении, считать $\alpha t_1 \approx \alpha t - \theta_0$, тогда, перейдя от интегрирования по координате x к интегрированию по невозмущенному углу пролета θ_0 , электронная мощность взаимодействия будет

$$P_e = -iI_0 \frac{\mu U_0}{2\theta_0} \int_0^{\frac{\omega x}{v_0}} (e^{i\theta_0} - 1 - i\theta_0) e^{i(\omega x - \theta_0)} e^{-i\omega x} d\theta_0 = \quad (5.1.6)$$

$$= \frac{1}{4} \frac{U_1^2 I_0}{U_0 \theta_0^2} \{ [2(1 - \cos \theta_0) - \theta_0 \sin \theta_0] + i[2 \sin \theta_0 - \theta_0(1 - \cos \theta_0)] \}.$$

Зависимость нормированной активной составляющей мощности взаимодействия от невозмущенного угла пролета приведена на рис. 5.1.2.

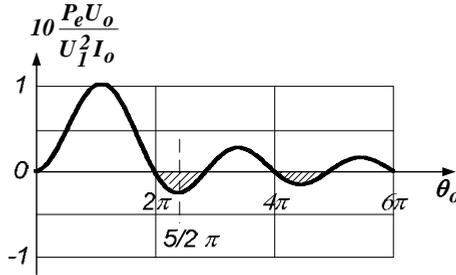


Рис. 5.1.2

Из графиков видно, что при углах пролета более 2π , но менее 3π пучок отдает энергию и рассмотренная нами простейшая схема является автогенератором. Наибольшее значение мощность взаимодействия достигает при $\theta_0 = (5/2)\pi$. Разумеется, мощность, выделяемая пучком, должна превышать мощность потерь в системе. Из рис. 5.1.2 видно, что зоны генерации существуют и при больших углах пролета. Однако эти зоны уступают первой по эффективности.

Монотрон

Простейшая схема, использующая рассмотренный эффект, реализуется в приборе, называемом монотроном. Схема такого прибора изображена на рис. 5.1.3.

Генератор состоит из диодной пушки, имеет один полый резонатор и коллектор. Резонатор настроен на такую частоту, для которой при данном напряжении на пушке и при данном зазоре d невозмущенный угол пролета $\theta_0 = (5/2)\pi$, т. е.

$$\theta_0 = \frac{5}{2}\pi = \frac{\omega d}{\sqrt{\frac{2eU_0}{m_0}}}.$$

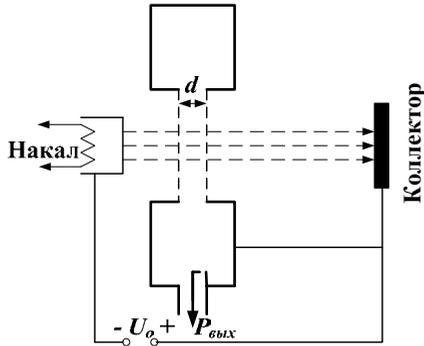


Рис. 5.1.3

Следует отметить, что монотронное возбуждение может являться и паразитным. Поэтому при проектировании СВЧ приборов (особенно использующих мощные электронные пучки) необходимо оценивать возможность такого самовозбуждения. Мы здесь не учитывали влияние объемного заряда. В практических случаях необходимо оценивать плазменную частоту или длину волны для оценки возможного монотронного возбуждения.

Зная мощность взаимодействия и параметры резонатора, можно оценить величину критического тока, при котором будет наблюдаться монотронное возбуждение. Критический ток находится из условия баланса мощности взаимодействия и мощности потерь в резонаторе (с учетом внешних нагрузок). Несложные вычисления на основании (3.5.3) и (5.1.6) дают эту величину

$$I_0^{kp} = -2(Y_k + Y_n)U_0 \frac{\theta_0^2}{2(1 - \cos \theta_0) - \theta_0 \sin \theta_0}.$$

Итак, вкратце нами рассмотрен процесс генерации СВЧ колебаний при взаимодействии электронов с полем стоячей волны и возможность создания на этом принципе электронных приборов. Однако широкого распространения такие приборы не получили. Основной причиной является их низкая эффективность.

5.2. Группировка немодулированного потока в переменном поле бегущей волны постоянной амплитуды

В большинстве приборов с непрерывным взаимодействием используются бегущие волны, фазовая скорость которых направлена в сторону движения электронов и близка по величине к средней скорости их распространения. Такие приборы образуют самостоятельную группу приборов О типа и называются лампами бегущей волны (ЛБВО) или обратной волны (ЛОВО).

Рассмотрим линейную теорию таких устройств. Как обычно начнем с анализа процесса группировки. Остановимся на упрощенной задаче группировки в поле бегущей волны с постоянной амплитудой. Влиянием объемного заряда будем пренебрегать. Все электроны потока движутся в одном направлении, имеют одинаковую энергию и находятся в однородном по сечению пучка высокочастотном поле. Поперечное движение может быть устранено, например, сильным магнитным полем сопровождения, направленным вдоль движения электронов.

Пусть электромагнитная волна распространяется в направлении координаты x . Положим, что в этом направлении она характеризуется амплитудой E_I и фазовой скоростью V_ϕ . Электронный поток движется в этом же направлении со средней скоростью V_0 . Предположим далее, что напряженность переменного поля мала настолько, что ее влияние на изменение скорости электронов незначительно. Тогда уравнение движения электрона без учета затухания волны будет

$$\ddot{x} = \frac{e}{m_0} E_I e^{i(\alpha x - \beta x)}, \quad \beta = \frac{\omega}{V_\phi} - \text{постоянная распространения.} \quad (5.2.1)$$

Для решения этого уравнения воспользуемся методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения для координаты x выберем ее невозмущенное значение $x = x^{(0)} = V_0(t - t_1)$, где t_1 – момент влета электрона в волну. Тогда уравнение (5.2.1) примет вид

$$\ddot{x} = \frac{e}{m_0} E_I e^{i[\alpha x - \beta V_0(t - t_1)]} = \frac{e}{m_0} E_I e^{i\alpha \left(1 - \frac{V_0}{V_\phi}\right) x} e^{i\alpha_1 \frac{V_0}{V_\phi} (t - t_1)}. \quad (5.2.2)$$

Проинтегрируем уравнение (5.2.2) с начальными условиями $t = t_1$, $\dot{x} = V_0$:

$$\dot{x} = V_0 + \frac{e}{m_0} \frac{E_I}{i\omega \left(1 - \frac{V_0}{V_\phi}\right)} e^{i\alpha_1 (t - t_1)} \left[e^{i\omega(t - t_1) \left(1 - \frac{V_0}{V_\phi}\right)} - 1 \right]. \quad (5.2.3)$$

Умножим и разделим второе слагаемое в (5.2.3) на x и учтем, что $V_0 = \sqrt{2eU_0/m_0}$. Тогда

$$\dot{x} = V_0 \left\{ 1 - i \frac{E_I x}{2U_0 \frac{\omega x}{V_0} \left(1 - \frac{V_0}{V_\phi}\right)} e^{i\alpha_1 (t - t_1)} \left[e^{i\omega(t - t_1) \left(1 - \frac{V_0}{V_\phi}\right)} - 1 \right] \right\}. \quad (5.2.4)$$

Для упрощения записи и придания ей привычной формы введем обозначения

$$\mu = \frac{E_1 x}{2U_0 \frac{\omega x}{V_0} \left(1 - \frac{V_0}{V_\phi}\right)} = \frac{\xi}{\varphi_0 \rho}, \quad \text{где } \xi = \frac{1}{2} \frac{E_1 x}{U_0}, \quad \varphi_0 = \frac{\omega x}{V_0}, \quad \rho = \left(1 - \frac{V_0}{V_\phi}\right). \quad (5.2.5)$$

В результате получим

$$\dot{x} = V_0 \left\{ 1 - i\mu e^{i\omega t_1} \left[e^{i\omega(t-t_1)\rho} - 1 \right] \right\}. \quad (5.2.6)$$

Соотношения (5.2.5) и (5.2.6) позволяют сделать очевидный вывод. Глубина модуляции μ будет тем больше, чем меньше ρ , т. е. условием достаточно хорошей модуляции может служить близость фазовой скорости и средней скорости электронов ($V_0 \approx V_\phi$).

В нулевом приближении можно считать $t - t_1 \approx x/V_0$. Введем также относительные углы пролета $\Theta_0 = \rho\varphi_0$ и $\Theta = \rho\varphi$. Переход к этим величинам равносильен переходу в систему координат, движущуюся вместе с волной. Если теперь выделить вещественную часть в (5.2.6), то выражение для скорости по форме будет совпадать со скоростью на выходе из клистронного модулятора (3.1.4):

$$V = \dot{x} = V_0 \left\{ 1 + \mu \left[\sin \omega(t_1 + \rho(t - t_1)) - \sin \omega t_1 \right] \right\} = V_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \cos \left(\omega t_1 + \frac{\Theta_0}{2} \right) \right]. \quad (5.2.7)$$

Здесь величина

$$M = \frac{\sin \frac{\Theta_0}{2}}{\frac{\Theta_0}{2}}$$

является параметром эффективности модуляции в бегущей волне. Этот параметр аналогичен пролетному коэффициенту, введенному для клистронов. Таким образом, степень модуляции скорости электронов в бегущей волне зависит от относительного невозмущенного угла пролета

$$\Theta_0 = \rho\varphi_0 = \frac{\omega x}{V_0} \left(1 - \frac{V_0}{V_\phi}\right).$$

Физическое толкование полученного результата заключается в том, что максимальная модуляция получается при $M \rightarrow 1$, т. е. при $\Theta_0 \rightarrow 0$, $\rho \rightarrow 0$ и, соответственно, $V_0 \rightarrow V_\phi$. Электроны в этом случае «сездают» волну, т. е. находятся в данной фазе все время пролета, что и обеспечивает хорошую модуляцию.

Если же $\Theta_0 \gg 1$, то среднее электрическое поле, воздействующее на электрон и равное ME_1 , будет близко к нулю, т. е. при большой относительной скорости электроны проходят значительное количество «замедляющих» и «ускоряющих» полупериодов, а средний эффект их ускорения или замедления незначителен.

Эффективное взаимодействие электронов с полем происходит только при $V_0 \approx V_\phi$, т. е. возникает необходимость в *замедляющих системах* для электромагнитных волн.

Выведем теперь уравнение группировки. Для этого найдем угол пролета $\varphi = \omega(t - t_1)$. Проинтегрируем (5.2.6), учитывая, что при $t = t_1$, $x = 0$:

$$x = V_0(t - t_1) - \frac{\mu V_0}{\omega \rho} \left[e^{i\rho\varphi} - i\rho\varphi - 1 \right] e^{i\alpha x_1}. \quad (5.2.8)$$

Фактически это первое приближение для x , поскольку скорость была получена в нулевом приближении. Умножим левую и правую часть на ω/V_0 и получим

$$\omega(t - t_1) = \frac{\omega x}{V_0} + \frac{\mu}{\rho} \left[e^{i\rho\varphi} - i\rho\varphi - 1 \right] e^{i\alpha x_1}. \quad (5.2.9)$$

Умножив же обе части уравнения (5.2.9) на ρ , получим уравнение для относительного угла пролета

$$\Theta = \Theta_0 + \mu \left[e^{i\Theta} - i\Theta - 1 \right] e^{i\alpha x_1}. \quad (5.2.10)$$

Таким образом, глубина модуляции абсолютной величины угла пролета в $1/\rho$ раз больше глубины модуляции относительного угла пролета.

Уравнение (5.2.10) является трансцендентным. Однако можно искать решение для Θ в виде ряда по степеням μ , считая $\mu \ll 1$, т. е.

$$\Theta = \Theta_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \mu^k \frac{1}{k!} \frac{\partial^k \Theta(0)}{(\partial \mu)^k}.$$

Ограничиваясь первым приближением, получим

$$\Theta = \Theta_0 + \mu \left[e^{i\Theta_0} - i\Theta_0 - 1 \right] e^{i\alpha x_1}. \quad (5.2.11)$$

Соответственно, перейдя к абсолютному углу пролета, уравнение группировки будет выглядеть

$$\alpha x = \alpha x_1 + \varphi_0 + \frac{\mu}{\rho} \left[e^{i\rho\varphi_0} - i\rho\varphi_0 - 1 \right] e^{i\alpha x_1}. \quad (5.2.12)$$

Уравнение (5.2.12) свидетельствует, что для бегущей волны глубина модуляции в $1/\rho$ раз больше в сравнении со случаем стоячей волны (см. (5.1.4)).

Уравнение группировки позволяет также определить конвекционный сгруппированный ток:

$$I_k = I_0 \left| \frac{dt_1}{dt} \right| = \frac{I_0}{1 + i \frac{\mu}{\rho} \left[e^{i\rho\varphi_0} - i\rho\varphi_0 - 1 \right] e^{i\alpha x_1}}.$$

При малых значениях параметра группировки ($\mu \ll 1$) приближенно можно считать

$$I_k \approx I_0 \left\{ 1 - i \frac{\mu}{\rho} \left[e^{i\rho\varphi_0} - i\rho\varphi_0 - 1 \right] e^{i\alpha_1} \right\}. \quad (5.2.13)$$

Однако, с другой стороны, для полной группировки должно выполняться условие

$$\frac{\mu}{\rho} \geq 1.$$

Поэтому, вообще говоря, сгруппированный ток имеет более сложную зависимость от времени, чем (5.2.13). Стремлением фазовой скорости волны к невозмущенной скорости электронов, т. е. стремлением ρ к нулю, всегда можно сделать параметр группировки достаточно большим. Можно показать также, что в принятом приближении конвекционный ток разлагается в ряд Фурье и выглядит аналогично формуле (3.3.3). Например, максимум первой гармоники переменной составляющей тока, как и для клистронов, равен $2I_0 J_1^{max}(x) = 1.16I_0$, где $J_1(x)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка.

Рис. 5.2.1 иллюстрирует физическую интерпретацию полученного результата.

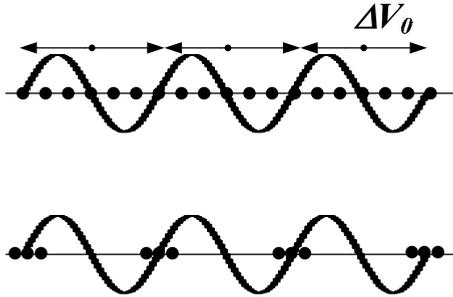


Рис. 5.2.1

В начале процесса взаимодействия электроны (черные точки на рисунке) равномерно распределены в бегущей волне. Если скорость электронов совпадает с фазовой скоростью волны, то на частицы, находящиеся в тормозящем электрическом поле, действует сила, уменьшающая их скорость. Частицы же, находящиеся в ускоряющем поле, увеличивают свою скорость. В результате с течением времени электроны собираются в нуле поля при переходе его от ускоряющего к тормозящему и образуют группы (сгустки).

Однако эти группы электронов далее не могут взаимодействовать с волной, так как находятся в области нулевого значения поля. Для того же чтобы происходил обмен энергией между потоком и волной, необходимо, чтобы скорость электронов несколько превосходила скорость волны.

5.3. Взаимодействие модулированного электронного потока с бегущей волной постоянной амплитуды

Выше был рассмотрен процесс группировки электронного потока в поле бегущей волны с постоянной амплитудой. И хотя такое рассмотрение не отражает полностью реальную действительность происходящих явлений, тем не менее, оно позволило сделать важные выводы. Поступая аналогично, рассмотрим теперь процесс отдачи энергии модулированным потоком полю бегущей волны с постоянной амплитудой на длине взаимодействия l вдоль оси x .

По-прежнему рассматриваем простейшую одномерную модель без учета влияния объемного заряда. Согласно (5.2.13) переменная составляющая сгруппированного тока и поле в комплексном виде выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} I_{\kappa}^{-} &= -I_0 i \frac{\mu}{\rho} \left[e^{i\rho\varphi_0} - i\rho\varphi_0 - 1 \right] e^{i\alpha x_1}, \\ E &= E_1 e^{i\left(\alpha x - \frac{\omega x}{V_\phi}\right)}. \end{aligned} \quad (5.3.1)$$

Обозначения величин μ , ρ и φ_0 соответствуют введенным в (5.2.5). При малых μ , т. е. при малых значениях амплитуды СВЧ электрического поля, можно считать, что $\alpha x_1 \approx \alpha x - \varphi_0$. Тогда

$$\begin{aligned} I_{\kappa}^{-} &\approx -iI_0 \frac{\mu}{\rho} \left[e^{i\rho\varphi_0} - i\rho\varphi_0 - 1 \right] e^{i(\alpha x - \varphi_0)}, \\ E &= E_1 e^{i[\alpha x - (1-\rho)\varphi_0]}. \end{aligned} \quad (5.3.2)$$

Электронную мощность взаимодействия теперь можно найти, вычислив интеграл

$$P_e = \frac{1}{2} \int_0^l I_{\kappa}^{-} E^* dx = \frac{V_0}{2\omega} \int_0^{\varphi_0^m} I_{\kappa}^{-} E^* d\varphi_0 = \frac{V_0}{2\rho\omega} \int_0^{\Theta_0^m} I_{\kappa}^{-} E^* d\Theta_0, \quad (5.3.3)$$

где l – длина области взаимодействия, $\varphi_0^m = \omega l / V_0$ – невозмущенный угол пролета области взаимодействия, а $\rho\varphi_0^m = \Theta_0^m$ – относительный невозмущенный угол пролета области взаимодействия. Окончательно

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{V_0}{2\rho\omega} \int_0^{\Theta_0^m} I_{\kappa}^{-} E^* d\Theta_0 = -i\mu \frac{I_0 V_0 E_0}{\omega\rho^2} \int_0^{\Theta_0^m} \left[e^{i\Theta_0} - i\Theta_0 - 1 \right] e^{-i\Theta_0} d\Theta_0 = \\ &= \frac{I_0 U_0 \xi^2}{4\rho(\Theta_0^m)^2} \left[2 - i\Theta_0^m - i\Theta_0^m e^{-i\Theta_0^m} - 2e^{-i\Theta_0^m} \right]. \end{aligned}$$

Выделим активную и реактивную части мощности взаимодействия:

$$Re(P_e) = \frac{I_0 U_0^2 \xi^2}{4\rho} \frac{[2(1 - \cos \Theta_0^m) - \Theta_0^m \sin \Theta_0^m]}{(\Theta_0^m)^2},$$

$$Im(P_e) = \frac{I_0 U_0^2 \xi^2}{4\rho} \frac{[2 \sin \Theta_0^m - \Theta_0^m (1 + \cos \Theta_0^m)]}{(\Theta_0^m)^2}.$$

Графические зависимости активной и реактивной составляющих мощности взаимодействия от относительного угла пролета

$$\Theta_0^m = \frac{\omega l}{V_0} \left(1 - \frac{V_0}{V_\phi} \right)$$

в предположении, что последний изменяется вследствие изменения фазовой скорости волны при постоянных l , V_0 и ω приведены на рис. 5.3.1. На рисунке заштрихованы области углов пролета, при которых имеет место отдача энергии электронным потоком волне. Не заштрихованные области соответствуют увеличению средней кинетической энергии электронов, т. е. в этом случае волна отдает часть своей энергии электронам.

Максимальная отдача энергии волне соответствует углу пролета $\Theta_0^m = -\pi$. В этом случае электроны движутся несколько быстрее волны. Как следует из рис. 5.3.1, взаимодействие электронов с волной принципиально возможно и при движении электронов медленнее волны, и когда направление движения электронного потока противоположно направлению распространения волны.

Важным следствием является отсутствие взаимодействия при равенстве средних скоростей электронов и волны. Таким образом, обычное условие синхронизма, заключающееся в необходимости равенства скоростей волны и электронного потока, следует рассматривать как приближенное: оно справедливо лишь для одиночного электрона и несправедливо для электронного потока.

При $V_\phi \gg V_0$ или $V_\phi \ll V_0$ электроны пробегают через значительное число тормозящих и ускоряющих полупериодов, и эффект ускорения или торможения в среднем отсутствует. При $V_\phi \approx V_0$, но $V_\phi < V_0$, образующиеся в нулевой фазе поля электронные уплотнения далее «скользят» в тормозящей фазе. Наибольшая энергия взаимодействия будет, если за время пролета электроны пройдут весь тормозящий полупериод.

При $V_\phi \equiv V_0$ электроны двигаются синфазно с волной, возникает группировка электронов в точках, где поле волны равно нулю. Торможение или ускорение потока при этом отсутствует, и энергия взаимодействия равна нулю. Движение электронов характеризуется конвекционным током, который вызывает ВЧ электрическое поле, сдвинутое по фазе на 90° относительно поля бегущей волны. Другими словами, мощность взаимодействия носит сугубо реактивный характер, что мы и видим из рис. 5.3.1 при $\Theta_0^m = 0$.

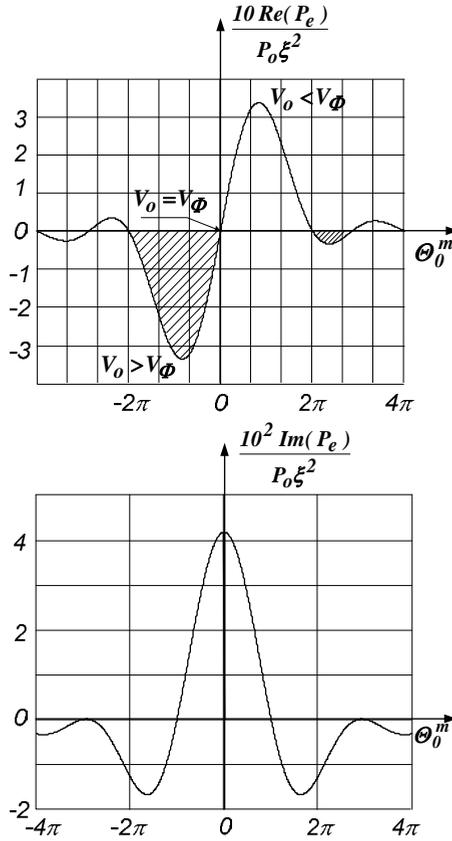


Рис. 5.3.1

Таким образом, в результате упрощенного анализа можно заключить, что в электронных приборах, использующих взаимодействие с бегущей волной, необходимо применять системы, способные замедлять электромагнитные волны. Прежде чем продолжать изучение процессов в бегущей волне, сделаем отступление для ознакомления с замедляющими системами.

5.4. Замедляющие системы

Выше было показано, что для взаимодействия электронного потока с полем бегущей волны необходимо, чтобы средняя скорость электронов была близка по величине и совпадала по направлению с фазовой скоростью элек-

ромагнитной волны ($V_0 \approx V_\phi$). Поскольку же скорость электронов в большинстве приборов существенно ниже скорости света, то возникает необходимость в устройствах, способных замедлять фазовую скорость бегущей электромагнитной волны в n раз, т. е.

$$n = \frac{c}{V_\phi} = \frac{c}{\sqrt{\frac{2eU_0}{m_0}}} = \frac{const.}{\sqrt{U_0}},$$

где U_0 – ускоряющее напряжение электронного пучка, c – скорость света.

Другим требованием к замедляющим системам является возможность распространения в них волн, имеющих электрическую составляющую вдоль направления движения электронов. Именно благодаря наличию такой составляющей и происходит ускорение или торможение частиц.

Как известно, в двухпроводных, коаксиальных или волноводных линиях $V_\phi \geq c$. Для замедления волны можно было бы заполнить их диэлектриком. Однако в двухпроводной и коаксиальной линиях распространяются ТЕМ волны, фазовая скорость которых в вакууме равна скорости света, а электрическое поле не имеет продольной составляющей. Более предпочтительным представляется заполнение диэлектриком волновода, в котором могут распространяться Е волны, имеющие продольную составляющую электрического поля. Однако фазовая скорость электромагнитных волн в волноводах выше скорости света.

В волноводе, заполненном однородным диэлектриком, фазовая скорость волны уменьшается в $\sqrt{\epsilon}$ раз (ϵ – диэлектрическая проницаемость заполнителя), т. е.

$$V_{\phi\epsilon} = \frac{V_{\phi 0}}{\sqrt{\epsilon}},$$

где

$$V_{\phi 0} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{кр}}{\omega}\right)^2}},$$

есть фазовая скорость волны в незаполненном волноводе, $\omega_{кр}$ – критическая частота для данного волновода и типа волны, определяемая геометрией и размерами волновода. Таким образом,

$$V_{\phi\epsilon} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{кр}}{\omega}\right)^2}}.$$

Условие же замедления волны можно записать в виде

$$\varepsilon \left[1 - \left(\frac{\omega_{кр}}{\omega} \right)^2 \right] > 1,$$

или при частотах

$$\omega > \omega_{кр} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon}}}$$

и фиксированном $\varepsilon > 1$ имеет место замедление электромагнитной волны.

Пример подобной замедляющей системы изображен на рис. 5.4.1. Круглый волновод заполнен диэлектриком с $\varepsilon > 1$. В диэлектрике имеется аксиальный незаполненный канал, вдоль которого может распространяться прямолинейный электронный пучок. Если диаметр отверстия невелик в сравнении с диаметром волновода, то фазовая скорость практически совпадает с фазовой скоростью полностью заполненного волновода.

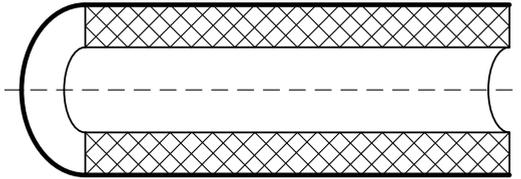


Рис. 5.4.1

Практического применения такие замедляющие линии не получили. Связано это с пробоями по поверхности, которые возникают из-за накопления заряда в результате оседания части электронов на поверхность диэлектрика. Кроме того, эти системы невыгодны с энергетической точки зрения, так как основная часть мощности волны приходится не на пространство взаимодействия с электронами, а на диэлектрик, обладающий потерями в любом реальном случае. Поэтому, не останавливаясь на изучении линий, заполненных диэлектриком, рассмотрим пространственно-периодические замедляющие системы.

Системы с замедлением, обусловленным подбором граничных условий

Наибольшее практическое использование получили системы с периодическими граничными условиями, поскольку подбором этих граничных условий можно не только получить определенную степень замедления, но и обеспечить распространение волны с нужной конфигурацией поля.

Замедляющие линии с периодическими условиями на границах подразделяются на *однородные* и *неоднородные* замедляющие системы. Подобное деление имеет условный характер, поскольку любая линия с периодической

структурой является, строго говоря, неоднородной. Под однородной линией мы будем понимать такую линию с периодической структурой, для которой продольный размер одной ячейки структуры (т. е. длина в направлении распространения волн) мал по сравнению с длиной волны. Под неоднородной линией – такую линию, у которой этот размер сравним с длиной волны в системе.

Однородные замедляющие линии

В качестве однородных замедляющих линий обычно используются проводящие спирали, шаг которых много меньше длины волны. Вдоль провода такой спирали распространяются ТЕМ волны. Модификации подобных замедляющих линий представлены на рис. 5.4.2 а), б) и в). Можно также использовать линию типа «гребенка», показанную на рис. 5.4.2 г).

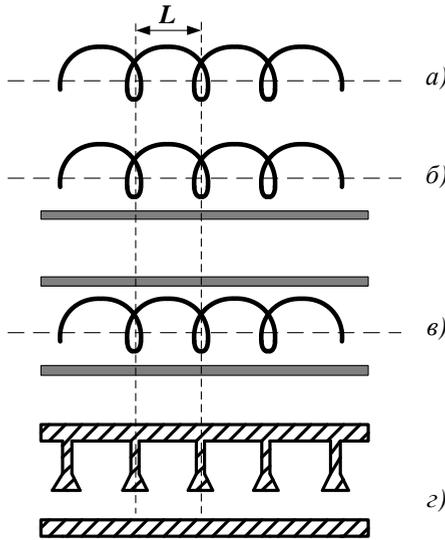


Рис. 5.4.2

Если период такой структуры L значительно меньше длины волны, то гребенка также представляет собой однородную линию. Вообще существует множество конструкций замедляющих систем. Все они характеризуются наличием продольной компоненты электрического поля, направленного вдоль линии.

Важной характеристикой замедляющих линий является их широкополосность. Наиболее широкополосными являются спиральные замедляющие линии (рис. 5.4.2 а)), работающие на ТЕМ волне. Рассмотрим идеальную бесконечную спираль (рис. 5.4.3) с радиусом a и наклоном витков, характери-

зующимся углом α . Роль координаты точки P спирали может играть длина дуги s , отсчитываемая от произвольной точки. В свою очередь, эту длину дуги можно выразить как

$$s = \frac{a\varphi}{\cos \alpha},$$

где φ – азимутальный угол, соответствующий проекции точки P на плоскость XY . По виткам спирали распространяется ток, создающий поперечную электромагнитную ТЕМ волну.

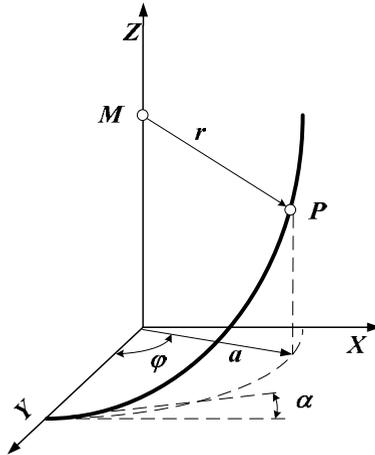


Рис. 5.4.3

Представим ток в виде

$$I(s,t) = I_0 e^{i(\omega t - ks)}, \quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda},$$

λ – длина волны в вакууме. Тогда в установившемся режиме векторный потенциал на оси спирали в точке M , созданный переменным током, текущим по проводнику спирали, с учетом запаздывания по времени, равен

$$\vec{A}(M) = \int_{\nu} \vec{J} \frac{d\nu}{r} = \int_{\nu} \vec{I} \left(s, t - \frac{r}{c} \right) \frac{d\nu}{r}.$$

Здесь считается, что спираль бесконечно тонкая, поэтому интеграл по объему, занятому током, заменяется интегралом по спирали, а плотность тока совпадает с величиной тока:

$$I \left(s, t - \frac{r}{c} \right) = I_0 e^{i(\omega t - ks - kr)}.$$

Тогда

$$\vec{A}(M) = I_0 e^{i\alpha z} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik(s+r)} \frac{d\vec{s}}{r}.$$

Из рис. 5.4.3 следует $r = \sqrt{a^2 + (z - \alpha\varphi g \alpha)}$. Если теперь ввести новую переменную $h = (\alpha\varphi g \alpha - z)$, то после элементарных преобразований получим

$$s = \frac{z+h}{\sin \alpha}, \quad r = \sqrt{a^2 + h^2}, \quad ds = \frac{dh}{\sin \alpha}.$$

В качестве независимой переменной выбрана длина дуги s , зависящая при данном фиксированном z от угла α . Следовательно, можно считать, что в подынтегральном выражении роль переменных величин играют r , s , φ , h , а роль постоянной величины – z . Учитывая это замечание, получим для проекции векторного потенциала на ось спирали

$$A_z(M) = I_0 e^{-i \frac{k}{\sin \alpha} z} e^{i\alpha z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-ik\left(r + \frac{h}{\sin \alpha}\right)}}{r \sin \alpha} \sin \alpha dh = D I_0 e^{-i \frac{k}{\sin \alpha} z} e^{i\alpha z},$$

$$D = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-ik\left(r + \frac{h}{\sin \alpha}\right)}}{r} dh = const.$$

Теперь видно, что распространение волны вдоль оси z характеризуется волновым числом

$$\beta_z = \frac{\omega}{V_\phi} = \frac{k}{\sin \alpha} \Rightarrow V_\phi = \frac{\omega}{k} \sin \alpha = c \sin \alpha.$$

Так как электрическое поле может быть получено из векторного потенциала простым дифференцированием по времени

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t},$$

то можно считать, что продольная компонента электрического поля спирали также распространяется вдоль оси z с этой же фазовой скоростью. Из соотношения для $A_z(M)$ можно также заключить, что по оси спирали распространяется только одна электромагнитная волна с волновым числом β_z . Этим объясняется широкополосность однородной линии, существенно отличающейся от волноводов, в которых может распространяться бесконечное число волн электрического и магнитного типов.

Обычно спиральные замедляющие линии используются в приборах, работающих на частотах до 10 ГГц. На более высоких частотах используются пространственно-периодические линии на основе волноводов различной формы.

Неоднородные замедляющие линии

Неоднородные линии имеют продольную длину ячеек, сравнимую с длиной волны, вследствие чего в каждой ячейке возникает конечный сдвиг фаз, а поле характеризуется несинусоидальным, но периодическим распределением вдоль линии. На рис. 5.4.4 показаны наиболее распространенные типы неоднородных замедляющих систем с периодическими условиями на границах. В замедляющих линиях рис. 5.4.4 а), б) пространственная периодичность структуры на одной из границ обеспечивается последовательностью ячеек в виде резонаторов типа «щель – отверстие» и типа «щель». Эта пространственная периодичность получается также в волноводе с диафрагмами (рис. 5.4.4 в)) и в неоднородной ленточной спирали. Неоднородность спирали заключается в том, что L сравнимо с длиной волны. Таким образом, спираль при определенных соотношениях размеров может служить как однородной, так и неоднородной замедляющей системой. Очевидно, также, что однородная гребенка (рис. 5.4.4 б)) представляет частный случай замедляющей линии типа «щель», когда $d \ll L$, $L \ll \lambda$ (λ – длина волны в линии).

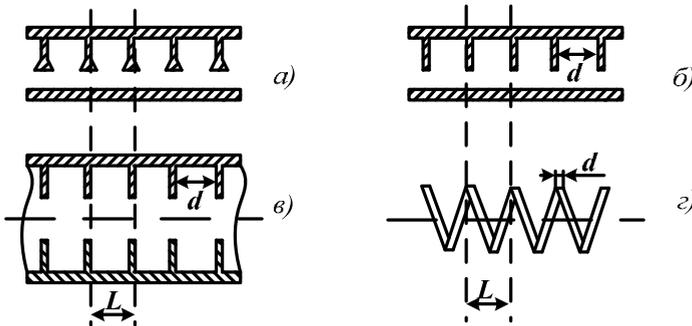


Рис. 5.4.4

Как всякую периодическую структуру, бесконечную в положительных и отрицательных направлениях z , неоднородные замедляющие линии можно исследовать, применяя теорему Флоке. Согласно этой теореме, в случае отсутствия потерь для данного типа волны и фиксированной частоты существуют электромагнитные поля, которые в поперечных сечениях, отстоящих друг от друга на период структуры L (рис. 5.4.5), отличаются только комплексным множителем, т. е. фазой. Поэтому в данный момент времени распределение электрического поля вдоль структуры можно представить в виде

$$E(x, y, z + L) = E_0(x, y, z) e^{-i\psi_0},$$

а с учетом гармонической зависимости от времени и периодической зависимости от z с периодом структуры L :

$$E(x, y, z + L) = E_0(x, y, z) e^{i(\alpha - \beta_0 z)}, \quad \beta_0 = \frac{\psi_0}{L}.$$

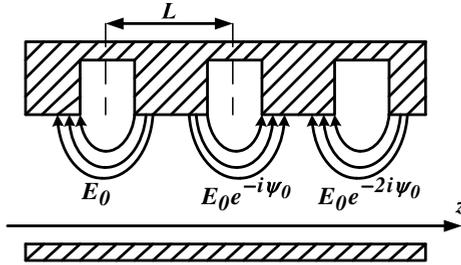


Рис. 5.4.5

Поле $E_0(x, y, z)$ хотя и не гармонически распределено вдоль оси z , тем не менее, является периодичным вдоль этой координаты. Поэтому его можно разложить в ряд Фурье по пространственной координате z :

$$E_0(x, y, z) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k(x, y) e^{-ik \frac{2\pi}{L} z},$$

$$A_k(x, y) = \frac{1}{L} \int_0^L E_0(x, y, z) e^{ik \frac{2\pi}{L} z} dz.$$

В итоге полное поле запишем в виде

$$E(x, y, z, t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} A_k(x, y) e^{i\left(\alpha - \frac{\psi_0 + 2\pi k}{L} z\right)} = \sum_{-\infty}^{+\infty} A_k(x, y) e^{i(\alpha - \beta_k z)},$$

где

$$\beta_k = \frac{\omega}{V_{\phi k}} = \frac{\psi_0 + 2\pi k}{L} = \beta_0 + \frac{2\pi k}{L},$$

$$V_{\phi k} = \frac{\omega}{\beta_k} = \frac{\omega}{\beta_0 + \frac{2\pi k}{L}} = \frac{V_{\phi 0}}{1 - \frac{2\pi k}{L} \frac{V_{\phi 0}}{\omega}}, \quad (5.4.1)$$

$$V_{\phi 0} = \frac{\omega L}{\psi_0}.$$

Физически это означает, что поле вдоль замедляющей системы с периодическими условиями на границе может быть представлено как результат суперпозиции бесконечного числа так называемых пространственных гармоник. Гармоники обладают разными фазовыми постоянными и разными фазовыми скоростями. Фазовые скорости пространственных гармоник могут быть как положительными, так и отрицательными. В то же время, групповая скорость, определяемая из выражения

$$V_{\Gamma} = \frac{1}{\frac{d\beta}{d\omega}} = \frac{1}{\frac{d\beta_0}{d\omega}},$$

не зависит от k , т. е. все пространственные гармоники имеют на заданной частоте одинаковые групповые скорости. В зависимости от знака фазовой скорости различают прямые и обратные пространственные гармоники. Для обратных гармоник фазовая скорость отрицательна и направлена противоположно групповой скорости.

Наибольшую фазовую скорость будет иметь пространственная гармоника с $k = 0$, которая обычно называется основной пространственной гармоникой. Основная гармоника может быть прямой или обратной в зависимости от знака ψ_0 .

Волновод, нагруженный диафрагмами (рис. 5.4.4 в)) имеет два резонансных элемента, так как каждая ячейка и центральное отверстие связи представляют собой в общем случае резонансные системы. Поэтому такая замедляющая система всегда является полосовым фильтром. Типичная частотная зависимость для таких систем приведена на рис. 5.4.6. Этот рисунок иллюстрирует также основные свойства пространственных гармоник.

В соответствие с тем, что для всех пространственных гармоник рассматриваемая частота одинакова, мы должны рассматривать такие точки A_k кривой $\beta = f(\omega)$, которые соответствуют данной частоте. Групповая скорость связана с постоянной распространения соотношением

$$\frac{1}{V_{\Gamma}} = \frac{d\beta_k}{d\omega},$$

определяется наклоном касательной в точке A_k , т. е. углом

$$\vartheta_k = \arctg\left(\frac{d\beta_k}{d\omega}\right) = \arctg\left(\frac{1}{V_{\Gamma}}\right),$$

одинаковым для всех точек A_k . Угол же θ_k определяет фазовую скорость той или иной пространственной гармоники:

$$\theta_k = \arctg\left(\frac{\beta_k}{\omega}\right) = \arctg\left(\frac{1}{V_{\phi}}\right).$$

Полоса пропускания такой системы лежит между частотами, для которых групповая скорость обращается в нуль, т. е. для которых $d\beta_k/d\omega = \pm\infty$. На рис. 5.4.6 эти частоты обозначены ω_0 и ω_{π} соответственно.

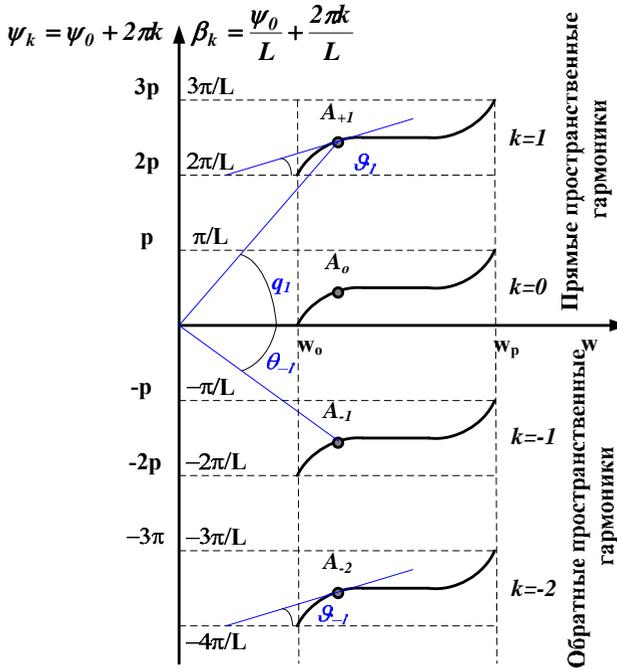


Рис. 5.4.6

Связь между групповой и фазовой скоростями находится из их определения. В самом деле, как известно,

$$V_\phi = \frac{\omega}{\beta} \Rightarrow d\omega = \beta dV_\phi + V_\phi d\beta \Rightarrow 1 = \beta \frac{dV_\phi}{d\omega} + V_\phi \frac{d\beta}{d\omega}.$$

Далее, так как

$$V_\Gamma = \frac{d\omega}{d\beta}, \Rightarrow \beta \frac{dV_\phi}{d\omega} = 1 - \frac{V_\phi}{V_\Gamma}, \Rightarrow V_\Gamma = \frac{V_\phi}{1 - \frac{\omega}{V_\phi} \frac{dV_\phi}{d\omega}}.$$

Полученная связь между групповой и фазовой скоростью носит название формулы Рэлея. В замедляющей системе, как в любой линии передачи, фазовая и групповая скорости в общем случае зависят от частоты. Эти зависимости называются дисперсионными характеристиками системы или дисперсией.

Дисперсию называют нормальной, если абсолютное значение фазовой скорости уменьшается с ростом частоты, в противном случае дисперсию называют аномальной, т. е.

$$\frac{dV_{\phi}}{d\omega} < 0 \quad - \text{нормальная дисперсия,}$$

$$\frac{dV_{\phi}}{d\omega} > 0 \quad - \text{аномальная дисперсия.}$$

Рассматривая, как изменяется угол наклона прямой, проведенной из начала координат в точки кривой $\beta = f(\omega)$ с изменением частоты ω (рис. 5.4.6), можно заметить, что для обратных гармоник с увеличением частоты этот наклон падает. То есть фазовая скорость нарастает, а гармоники имеют только один вид дисперсии – аномальный. Причем, так как угол отрицателен, то и фазовая скорость отрицательна. Групповая же скорость, характеризуемая углом θ , положительна. Для прямых же гармоник наклон этих прямых сначала возрастает, затем уменьшается, затем постояен, затем снова возрастает. Из этого можно заключить, что прямые пространственные гармоники могут иметь различные виды дисперсии: нормальную, аномальную или нулевую, для которой фазовая скорость не зависит от частоты.

Необходимо отметить, что если известна зависимость от частоты фазовой скорости нулевой гармоники, то можно определить зависимость от частоты для фазовой скорости любой пространственной гармоники:

$$V_{\phi k} = \frac{V_{\phi 0}(\omega)}{1 + k \frac{2\pi V_{\phi 0}(\omega)}{L \omega}}$$

Например, известно, что частотная зависимость фазовой скорости и постоянной распространения основной пространственной гармоники для волноводов выглядит следующим образом:

$$V_{\phi 0} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{кр}}{\omega}\right)^2}}, \quad \beta_0 = \frac{\omega}{V_{\phi 0}} = \frac{1}{c} \sqrt{\omega^2 - \omega_{кр}^2},$$

где $\omega_{кр}$ – критическая частота для данного вида волны, зависящая от геометрии и размеров волновода.

5.5. Решение самосогласованной задачи взаимодействия электронного потока с бегущей волной

Выше был рассмотрен процесс группировки немодулированного электронного потока в поле бегущей волны с постоянной амплитудой и передача энергии модулированного электронного потока этой бегущей волне. В действительности процесс оказывается более сложным. Сгустки электронов, двигающиеся вдоль замедляющей системы, наводят в ней высокочастотные токи. Эти токи добавляются к токам волны, бегущей по замедляющей системе,

в результате чего меняется напряженность и фаза результирующей бегущего поля.

Решим эту самосогласованную задачу в установившемся режиме, т. е. полагая, что все переходные процессы закончились. Для этого произведем анализ взаимодействия электронов с полем замедляющей системы в такой последовательности:

- 1) определим конвекционный ток пучка электронов в зависимости от продольной компоненты электрического поля волны, распространяющейся вдоль замедляющей системы;
- 2) определим амплитуду этой компоненты электрического поля как функцию модулированного конвекционного тока;
- 3) произведем совместное решение уравнений движения электронов и уравнений поля.

Задачу будем решать при следующих упрощениях: считаем амплитуду переменных составляющих скорости и плотности электронного пучка существенно меньше их средних величин, т. е. ограничимся линейной теорией процесса. Движение электронов будем считать одномерным. На все электроны потока действует одно и то же электрическое поле, т. е. пучок бесконечно тонкий, объемный заряд не учитывается.

*Определение переменной составляющей конвекционного тока
как функции электрического поля волны*

Рассмотрим установившийся гармонический процесс, полагая, что переменные составляющие скорости и плотности электронов изменяются во времени и пространстве также по гармоническому закону и их можно представить в виде бегущих волн:

$$V = V_0 + V_1 e^{i(\alpha x - \gamma t)}, \quad \rho = \rho_0 + \rho_1 e^{i(\alpha x - \gamma t)}, \quad E = E_1 e^{i(\alpha x - \gamma t)}, \quad (5.5.1)$$

ρ_0 и V_0 – характеристики пучка на входе в пространство взаимодействия с бегущей волной, γ – постоянная распространения волны при наличие модулированного электронного потока. В случае отсутствия пучка эта величина не совпадает с постоянной распространения собственно замедляющей системы γ_0 . Так как рассматривается установившийся процесс, электрическое поле волны в замедляющей системе является самосогласованным, и поэтому постоянная распространения поля должна совпадать с постоянной распространения волны в пучке.

Из уравнения движения для электрона после сокращения экспонент получим

$$\frac{dV(x,t)}{dt} = \frac{\partial V}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{e}{m_0} E_1 = -\gamma V_1 V + i\omega V_1. \quad (5.5.2)$$

Подставив скорость из (5.5.1) и усреднив по периоду ВЧ колебаний, приходим к соотношению

$$-\frac{e}{m_0}E_I = -\gamma V_I V_0 + i\omega V_I, \quad (5.5.3)$$

позволяющему связать амплитуду переменной составляющей скорости с амплитудой электрического поля волны:

$$V_I = \frac{\frac{e}{V_0 m_0} E_I}{\gamma - i \frac{\omega}{V_0}}. \quad (5.5.4)$$

Величина $i\omega/V_0 = \gamma_0 = i\beta_0$ может рассматриваться как постоянная распространения некоторой волны, распространяющейся со скоростью, равной невозмущенной скорости электронного потока (постоянная распространения для ЗС без пучка).

Амплитуду переменной составляющей плотности конвекционного тока найдем теперь, используя уравнение непрерывности

$$\operatorname{div} I_K + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 = \frac{\partial I_K}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (5.5.5)$$

Для бесконечно тонкого пучка плотность тока совпадает с конвекционным током. Поскольку же переменные составляющие плотности заряда и скорости гармонически зависят от времени, естественно считать, что и переменная составляющая конвекционного тока меняется по тому же закону, т. е.

$$I_K = I_{K0} + I_I e^{(i\omega x - \gamma x)}.$$

Подставляя это в уравнение непрерывности (5.5.5), получим

$$\gamma I_I = i\omega \rho_I$$

или

$$\rho_I = -i \frac{\gamma I_I}{\omega}. \quad (5.5.6)$$

В то же время, полный конвекционный ток можно выразить через плотность заряда и скорость электронов

$$\begin{aligned} I_K &= I_{K0} + I_I e^{(i\omega x - \gamma x)} = (V_0 + V_I e^{(i\omega x - \gamma x)}) (\rho_0 + \rho_I e^{(i\omega x - \gamma x)}) = \\ &= V_0 \rho_0 + V_0 \rho_I e^{(i\omega x - \gamma x)} + V_I \rho_0 e^{(i\omega x - \gamma x)} + V_I \rho_I e^{2(i\omega x - \gamma x)}. \end{aligned}$$

Сократив $e^{(i\omega x - \gamma x)}$ в левой и правой части и произведя усреднение по периоду ВЧ поля, получим

$$I_I = V_0 \rho_I + V_I \rho_0.$$

Наконец, воспользовавшись (5.5.4) и (5.5.6), находим амплитуду переменной составляющей тока:

$$I_1 = i\beta_0 \frac{e\rho_0 E_1}{m_0 V_0 (i\beta_0 - \gamma)^2}.$$

Это соотношение можно упростить, если вспомнить, что в нерелятивизме

$$(V_0)^2 = \frac{2eU_0}{m_0}, \text{ а } I_0 = \rho_0 V_0.$$

Тогда

$$I_1 = i\beta_0 \frac{I_0 E_1}{2U_0 (i\beta_0 - \gamma)^2}. \quad (5.5.7)$$

Определение электрического поля волны как функции переменной составляющей конвекционного тока

Схема замещения замедляющей системы (рис. 5.5.1) может рассматриваться как линия с распределенными параметрами. Для простоты считаем, что потери отсутствуют. Через X и B обозначены погонные сопротивление и проводимость линии. Диапазон частот такого представления замедляющей системы определяется ее дисперсионной характеристикой. Области взаимодействия электронов с продольным высокочастотным полем изображены в виде идеальных сеток. Сетки полностью прозрачны для электронов. Сгустки электронов наводят в замедляющей системе токи, которые складываются с токами волны, бегущей по замедляющей системе. В результате меняется напряжение, приложенное к сеткам. Будем обозначать это напряжение через U .

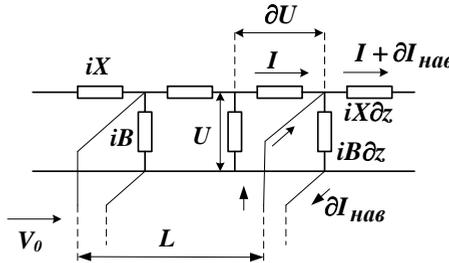


Рис. 5.5.1

Составим дифференциальные уравнения для тока и напряжения с учетом наведенного тока, обусловленного прохождением вдоль системы конвекционного электронного тока. В теории длинных линий эти уравнения называют телеграфными уравнениями. С физической точки зрения наведенный ток создается в замедляющей системе в результате прохождения тока смещения между электронными сгустками и проводниками замедляющей системы. При

бесконечно малой ширине зазора взаимодействия наведенный ток равен конвекционному току, т. е. $I_K = I_{нав} = I_0 + I_1 e^{(i\alpha x - \gamma x)}$.

Таким образом, для элемента линии длиной dx при погонных сопротивлениях и проводимости iX и iB уравнения для тока и напряжения будут

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial x} &= -\left[iBU + \frac{\partial I_{нав}}{\partial x} \right], \\ \frac{\partial U}{\partial x} &= -iXI. \end{aligned} \quad (5.5.8)$$

Так как задача рассматривается в установившемся режиме, то все величины изменяются по закону $e^{(i\alpha x - \gamma x)}$. Система уравнений (5.5.8) принимает вид:

$$\begin{aligned} \gamma I &= iBU - \gamma I_1, \\ \gamma U &= iXI. \end{aligned} \quad (5.5.9)$$

Решаем (5.5.9) относительно U , исключая I :

$$U = -\frac{\gamma \gamma_0 Z_0 I_1}{\gamma^2 - \gamma_0^2}, \quad (5.5.10)$$

где: $\gamma_0 = i\sqrt{BX} = i\beta_0 = i\omega/V_0$ – постоянная распространения в отсутствие электронного потока, $Z_0 = \sqrt{X/B}$ – волновое сопротивление собственно замедляющей линии.

Полагая, что напряжение в установившемся режиме меняется во времени и пространстве по тому же закону, что и напряженность поля (см. (5.5.1)), найдем интересующую нас продольную компоненту электрического поля

$$E_1 = -\frac{\partial U}{\partial x} = \gamma U = -\frac{\gamma^2 \gamma_0 Z_0 I_1}{\gamma^2 - \gamma_0^2}. \quad (5.5.11)$$

Совместное решение уравнения движения и уравнения поля

Итак, найдена зависимость конвекционного тока как функция амплитуды электрического поля бегущей волны (5.5.7). Известна также и зависимость амплитуды поля от величины переменной составляющей конвекционного тока (5.5.11). В обе формулы входят постоянные распространения γ , которые должны удовлетворять обеим зависимостям. Решим эти уравнения совместно, исключая E_1 :

$$\frac{\beta_0 \gamma_0 \gamma^2 Z_0 I_0}{2U_0 (i\beta_0 - \gamma)^2 (\gamma^2 - \gamma_0^2)} = i. \quad (5.5.12)$$

Таким образом, имеем уравнение четвертой степени относительно γ , т. е. четыре волны. Однако, как уже было показано выше, ожидать полезного

эффекта взаимодействия можно лишь, если фазовая скорость волны и направление движения электронного пучка совпадают, но фазовая скорость чуть ниже скорости электронов ($V_\phi \approx V_0$, но $V_\phi < V_0$). Поэтому будем полагать

$$\gamma = \gamma_0 - \varepsilon = i\beta_0 - \varepsilon = i\frac{\omega}{V_0} - \varepsilon, \quad \varepsilon \ll \gamma_0.$$

После подстановки в уравнение (5.5.12) получим, пренебрегая в числителе членами $2\gamma_0^3\varepsilon$, $\gamma_0^2\varepsilon^2$ по сравнению с γ_0^4 , а в знаменателе членом ε^4 по сравнению с $2\gamma_0\varepsilon^3$,

$$\varepsilon^3 = -i\beta_0^3 C^3, \quad C = \sqrt[3]{\frac{I_0 Z_0}{4U_0}}$$

или

$$\varepsilon_n = C\beta_0 \sqrt[3]{(-i)} = C\beta_0 \left[e^{i\pi(2n-1/2)} \right]^{1/3}, \quad n = 0, 1, 2. \quad (5.5.13)$$

Величина C называется параметром усиления. Уравнение (5.5.13) имеет уже только три корня:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= C\beta_0 \left[\frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2} \right], & n &= 0; \\ \varepsilon_2 &= iC\beta_0, & n &= 1; \\ \varepsilon_3 &= -C\beta_0 \left[\frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2} \right], & n &= 2. \end{aligned}$$

Наличие трех корней свидетельствует о возникновении трех волн с различными фазовыми скоростями:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 e^{\beta_0 C \frac{\sqrt{3}}{2} x} e^{i \left[\alpha x - \beta_0 \left(1 + \frac{C}{2} \right) x \right]}, & V_{\phi 1} &= \frac{V_0}{1 + \frac{C}{2}}, & n &= 0; \\ E_2 &= E_0 e^{i \left[\alpha x - \beta_0 (1 - C) x \right]}, & V_{\phi 2} &= \frac{V_0}{1 - C}, & n &= 1; \\ E_3 &= E_0 e^{-\beta_0 C \frac{\sqrt{3}}{2} x} e^{i \left[\alpha x - \beta_0 \left(1 + \frac{C}{2} \right) x \right]}, & V_{\phi 3} &= \frac{V_0}{1 + \frac{C}{2}}, & n &= 2. \end{aligned} \quad (5.5.14)$$

Отметим, что существует еще и четвертое решение, которое мы потеряли, считая, что $V_\phi \approx V_0$, но $V_\phi < V_0$ и направлены в одну сторону. Для этого решения постоянная распространения может быть найдена в виде $\gamma = -\gamma_0 - \varepsilon$, а выражение для самой волны выглядит следующим образом:

$$E_4 = E_0 e^{i \left[\alpha x + \beta_0 \left(1 + \frac{C^3}{4} \right) x \right]}, \quad V_{\phi 4} = \frac{V_0}{1 - \frac{C^3}{4}}, \quad n = 3. \quad (5.5.15)$$

Поскольку обычно $C \ll 1$, то $V_{\phi 4} \cong V_0$. Эта волна есть не что иное как отраженная волна.

Легко видеть, что волна E_2 представляет собой незатухающую волну, распространяющуюся в прямом направлении с фазовой скоростью, несколько большей скорости электронов. Первая и третья волны распространяются с фазовой скоростью, несколько меньшей скорости электронов, причем амплитуда первой экспоненциально нарастает, а третьей экспоненциально затухает с ростом продольной координаты x . Совершенно очевидно, что полезной волной, обуславливающей усиление сигнала, является первая волна.

Таким образом, в режиме усиления электроны движутся несколько быстрее волны. Физический смысл этого заключается в следующем. Если бы электроны двигались совершенно синхронно с волной, то, как мы видели ранее, сгустки образовались бы возле точек нулевого электрического поля при переходе его от ускоряющего к тормозящему. Наведенный ток при этом сдвинут относительно напряжения на угол $\pi/2$ в сторону опережения и создает дополнительную емкостную нагрузку в замедляющей системе. В результате фазовая скорость волны становится немного меньше скорости электронов. Частицы начинают скользить вдоль волны с небольшим опережением. Центры сгустков смещаются в области тормозящего поля, а электроны отдадут часть своей кинетической энергии волне, амплитуда которой начинает нарастать по экспоненциальному закону.

5.6. Лампа бегущей волны типа О (ЛБВО)

На рис. 5.6.1 изображена схема устройства типовой ЛБВО. Электронная пушка образована катодом, управляющим электродом и анодом. Роль анода играет входной волновод, электрически связанный с замедляющей системой. Эта система электродов обеспечивает необходимую начальную фокусировку пучка и регулировку его тока, которая производится изменением потенциала фокусирующего электрода или анода. Анод через трубку соединен со спиральной замедляющей системой. Трубка является элементом связи замедляющей системы с входным волноводом, к которому подводится усиливаемый сигнал. Такая же трубка используется для связи с выходным волноводом. Согласование входного и выходного волноводов с замедляющей системой осуществляется короткозамкнутыми поршнями. Фокусирующий соленоид обеспечивает фокусировку пучка на всей длине прибора.

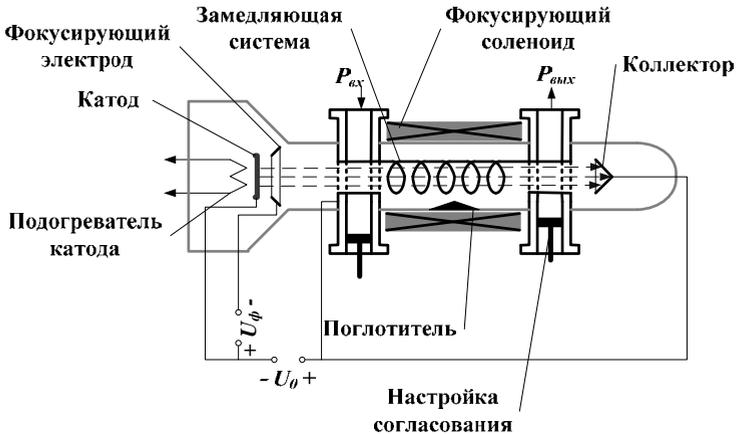


Рис. 5.6.1

Обычно на фокусирующий электрод подается напряжение порядка нескольких десятков вольт, а на анод от сотен до тысяч вольт (300 – 3000 В). Для того чтобы скорость распространения волны была близка к скорости электронов при таких энергиях, необходим коэффициент замедления фазовой скорости в пределах 10 – 35.

Механизм группировки и отдачи сгустками части своей энергии был рассмотрен ранее. Установлено, что в замедляющей системе, наряду с нарастающей волной в прямом направлении, существуют две волны в обратном направлении. Четвертую волну в обратном направлении (отраженную) мы «пустили», когда от уравнения четвертой степени для γ перешли к уравнению третьей степени. Отметим, что обратная волна существует всегда, даже при идеально согласованном переходе от замедляющей системы к выходному волноводу. Фазовая скорость этой волны приблизительно равна скорости электронов, но имеет отрицательный знак (см. (5.5.15)). Эта волна может привести к самовозбуждению системы или к неравномерному усилению на разных частотах. Для устранения этого вводят затухание, которое обычно делается в виде поглощающего покрытия замедляющей системы. Конечно, это затухание будет уменьшать и амплитуду прямой волны, но это можно как-то скомпенсировать увеличением тока пучка.

Иногда для уменьшения обратной волны используют ферритовую спираль, окружающую замедляющую систему. Осевое магнитное поле соленоида фокусирует луч и одновременно намагничивает феррит. Действие намагниченного феррита невзаимное, поглощая обратную волну, он не действует на прямую. Кроме того, необходимо заметить, что переходные устройства от волновода к спиральной линии и наоборот являются основными ограничите-

лями полосы рабочих частот, так как эти переходы, как правило, всегда более узкополосные элементы, чем сама замедляющая система.

Таким образом, работа лампы бегущей волны может быть описана несколькими бегущими волнами. В реальности же в замедляющей системе при наличии пучка распространяется единый волновой пакет, но его постоянная распространения меняется вдоль замедляющей системы.

Остановимся теперь на некоторых параметрах ЛБВО, а именно оценим коэффициент усиления и электронный КПД ЛБВО.

Коэффициент усиления ЛБВО

Из линейной теории ЛБВО получено три распространяющиеся в прямом направлении волны. Тогда, предполагая равенство амплитуд всех трех волн на входе ($x=0$), можно считать, что $E_j(0) = 1/3 E_0$ ($j=0, 1, 2$).

При достаточно большой длине области взаимодействия экспоненциально нарастающая амплитуда первой волны станет много больше амплитуд других волн (рис. 5.6.2). Итак,

$$E_1(l) = \frac{1}{3} E_0 e^{\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 c l}$$

Традиционно принято выразить коэффициент усиления в децибелах

$$K[\text{дБ}] = 20 \lg \frac{E_1(l)}{E_1(0)} = 20 \lg \left(\frac{1}{3} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 c l} \right) = 20 \lg \left(e^{\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 c l} \right) - 9.54.$$

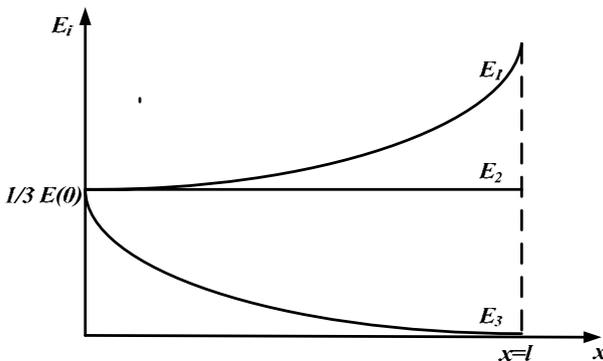


Рис. 5.6.2.

Преобразуем, полученное соотношение, выразив l в длинах замедленной волны без пучка $-\lambda_0$:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi}{\beta_0} = \frac{2\pi V_0}{\omega}.$$

Обозначив через $N = l/\lambda_0$ число длин волн, укладываемых на длине замедляющей системы, получим

$$K[\text{дБ}] = 20 \lg \left(e^{\pi\sqrt{3}CN} \right) - 9.54 = 47.3NC - 9.54.$$

Следовательно, коэффициент усиления определяется параметром C и величиной N . С увеличением тока пучка параметр C возрастает, и коэффициент усиления тоже растет. Рост N может быть достигнут за счет увеличения длины спирали l , что приводит к увеличению времени взаимодействия электронов и поля и возрастанию коэффициента усиления. Однако длина не может быть очень большой. Это связано с тем, что мы рассматривали линейный режим работы ЛБВО. При большой длине ЛБВО взаимодействие принимает нелинейный характер, ограничивающий коэффициент усиления. Обычно в ЛБВО N лежит в пределах $10 \div 30$. При больших коэффициентах усиления появляется также опасность самовозбуждения, если замедляющая система не достаточно хорошо согласована с нагрузкой. Для устранения этого эффекта, как уже говорилось ранее, вводят поглотитель (например, ферритовое кольцо или спираль). Применение поглотителя приводит к уменьшению коэффициента усиления на $5 \div 10$ дБ, так что коэффициент усиления типовых ЛБВО составляет $15 \div 30$ дБ и только в маломощных лампах может быть на уровне $50 \div 60$ дБ. Напомним, что все рассуждения были проделаны для случая, когда все переменные составляющие величин малы по сравнению с постоянными составляющими, и влияние объемного заряда не учитывалось.

Электронный КПД ЛБВО

Оценим электронный КПД, исходя из уменьшения кинетической энергии электронов, считая, что все электроны сгустков одинаково взаимодействуют с электромагнитным полем. Выше было установлено, что наличие электронных сгустков приводит к уменьшению фазовой скорости замедленной волны. Она становится меньше средней скорости электронов. Именно поэтому электронные сгустки попадают в тормозящую фазу электрического поля и отдают свою кинетическую энергию волне. Однако когда скорость электронов станет равна фазовой скорости, процесс взаимодействия прекратится. Исходя из такой физической модели, проделаем оценки КПД.

Электронный КПД по определению равен отношению выходной мощности к начальной мощности пучка:

$$\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{P_0}.$$

Очевидно, что P_0 есть мощность, затраченная на сообщение электронам начальной кинетической энергии W_0 за единицу времени, а $P_{\text{вых}}$ равна убыли кинетической энергии W электронов за единицу времени, т. е. в нерелятивистическом

$$\Delta W = W_0 - W_{\text{вых}} = \frac{m_0(V_0^2 - V_{\text{вых}}^2)}{2}, \quad W_0 = \frac{m_0 V_0^2}{2},$$

где V_0 , $V_{\text{вых}}$ – начальная и конечная скорости электронов. Таким образом,

$$\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{P_0} = \frac{\Delta W}{W_0} = 1 - \frac{V_{\text{вых}}^2}{V_0^2}.$$

В линейном приближении начальная скорость электронов V_0 равна фазовой скорости волны без учета влияния пучка. Конечную скорость электронов примем равной фазовой скорости волны с учетом влияния сгруппированного пучка, точнее фазовой скорости первой экспоненциально нарастающей волны (см. (5.5.14)), т. е.

$$V_{\text{вых}} = V_{\phi 1} = \frac{V_0}{1 + \frac{C}{2}}.$$

Тогда, считая $C \ll 1$, приходим к соотношению

$$\eta = 1 - \frac{V_{\text{вых}}^2}{V_0^2} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{C}{2}\right)^2} \approx C = \sqrt[3]{\frac{Z_0 I_0}{4U_0}}.$$

В линейном режиме КПД приблизительно равен параметру усиления C и составляет обычно несколько процентов. Действительно, область значений волнового сопротивления замедляющих систем лежит в пределах $Z_0 \approx 100 \div 200$ Ом, токи, используемые в ЛБВ, составляют обычно $I_0 \approx 0.5 \div 5$ мА, а ускоряющие напряжения на электронных пушках $U_0 \approx 1000 \div 3000$ В. Следовательно, типичные значения коэффициента усиления составляют $C \approx 0.035 \div 0.2$. Линейная теория не позволяет сделать вывод о допустимой разнице скорости электронов и волны. Поэтому невозможно точно рассчитать КПД лампы. Согласно же нелинейной теории ЛБВ максимальная величина электронного КПД может составлять $\eta \approx 2C \div 3C$, т. е. эффективность лампы достигает 40%.

Электронный КПД типичной ЛБВО оказывается существенно ниже, чем у клистронов. Причина этого ограничения связана с нарушением синхронизма и постепенным смещением электронных сгустков в область, где электроны отбирают энергию у волны. Скомпенсировать это отклонение от синхронизма можно, например, используя переменный коэффициент замедления (изохронные ЛБВО). В этом случае необходимо увеличение коэффициента замедления к выходному концу ЗС. Это делается изменением геометрических

размеров ЗС, например, уменьшением шага спирали. Создание таких изохронных ЛБВ сопряжено с большими техническими трудностями.

Возможно также поддержание синхронизма дополнительным ускорением электронов. В этом случае ЗС разделяется на секции с одинаковым коэффициентом замедления, а к каждой секции прикладывается свое определенное ускоряющее напряжение. В специально разработанных ЛБВО, КПД достигает 40÷50%. Повышение полного КПД ЛБВО достигается применением так называемой рекуперации. В данном случае остаточная кинетическая энергия ступков отбирается путем торможения в постоянном электрическом поле между коллектором и ЗС и возвращается в источник ускоряющего напряжения электронной пушки.

Основным достоинством ЛБВО является широкополосность, определяющаяся дисперсией замедляющей системы. Наибольшую полосу имеют однородные спиральные замедляющие системы. Их полоса может составлять от 20 до 50% от центральной частоты. Причем основной причиной ограничения полосы приборов являются техническая сложность согласования входа и выхода замедляющей системы с внешними устройствами в широкой полосе частот.

5.7. Усилитель обратной волны типа О (ЛОВО)

Лампой обратной волны типа О (ЛБВО) называется высокочастотное устройство, в котором происходит длительное взаимодействие электронного потока с обратной пространственной гармоникой электромагнитной волны, распространяющейся по замедляющей системе. При взаимодействии электронов с одной из обратных пространственных гармоник также возможно достаточно эффективное взаимодействие электронов с полем волны. По-прежнему должно выполняться условие близости фазовой скорости данной обратной волны к скорости электронов по величине и совпадения направлений. Фазовая скорость обратной пространственной гармоники противоположна по направлению групповой скорости волны, и энергия волны распространяется в направлении, противоположном направлению движения электронов, т. е. от коллектора к катоду (рис. 5.7.1). Переменная составляющая электронного тока, как и в усилителе прямой волны, будет нарастать в направлении движения электронов, а высокочастотное поле замедляющей системы будет меняться по противоположному закону. Оно будет максимальным у катода и минимальным у коллектора. У катода электронной пушки и будет находиться высокочастотный выход усилителя.

Рассмотрим работу усилителя обратной волны, изображенного на рис. 5.7.1. Конструкция лампы и ее элементы точно такие же, как в лампе прямой волны (рис. 5.6.1). Если бы замедляющая система была однородна (спираль) и поле ее не содержало пространственных гармоник, то фазовая

скорость была бы направлена только в сторону движения энергии волны, т. е. навстречу движению электронов. Эффективное взаимодействие между пучком и волной при этом должно отсутствовать. Однако если замедляющая система неоднородна и имеет периодическую структуру, то электромагнитное поле можно рассматривать как сумму множества волн пространственных гармоник с фазовыми постоянными β_k , зависящими от номера гармоники k (см. подраздел 5.4). Фазовые скорости этих гармоник направлены как в сторону распространения энергии, так и в противоположную сторону (обратные пространственные гармоники). Таким образом, направление движения электронов совпадает с направлением фазовой скорости обратных пространственных гармоник.

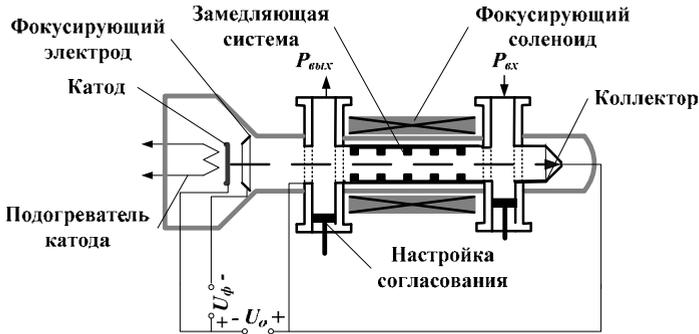


Рис. 5.7.1

Для хорошего взаимодействия, как уже говорилось выше, нужно чтобы

$$V_0 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m_0}} \geq V_{\phi(-k)}, \quad (5.7.1)$$

k – номер обратной пространственной гармоники. Тогда электроны, поочередно проходя мимо неоднородностей, встречают одну и ту же фазу ВЧ поля и взаимодействуют с полем синхронной гармоники таким же образом, как при существовании только одной замедленной волны в ЛВВО. Условие взаимодействия электронов с полем обратной волны (5.7.1), с учетом того что постоянная распространения

$$\beta_{-k} = \frac{\omega}{V_{-k}} = \beta_0 - \frac{2\pi k}{L}, \quad \beta_0 = \frac{\omega}{V_0}, \quad k = 1, 2, 3 \dots \quad (5.7.2)$$

L – период замедляющей системы, можно записать в следующем виде:

$$V_0 = \sqrt{\frac{2eU_0}{m_0}} \geq \left| \frac{\omega}{\beta_0 - \frac{2\pi k}{L}} \right|. \quad (5.7.3)$$

Когда рассматривался процесс группировки в поле бегущей волны, было показано, что центром сгустка становятся электроны, вошедшие в пространство взаимодействия при переходе поля от ускоряющего к тормозящему. Так как электроны движутся несколько быстрее, чем фазовая скорость, то сгусток в движущейся системе координат медленно дрейфует в тормозящем электрическом поле волны. Для наиболее полной отдачи энергии сгусток должен за время пролета по длине системы пройти всю тормозящую полуволну поля, не переходя в область ускоряющего поля. Это означает, что разность между изменением фазы волны по длине системы и углом пролета сгустка должна составлять π или в общем случае $(2n+1)\pi$. То есть если длина замедляющей системы равна l , то

$$\frac{\omega l}{V_{-k}} - \frac{\omega l}{V_0} \approx (2n+1)\pi, \quad n=0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

С физической точки зрения режиму $n=1$ соответствует движение сгустка на протяжении 1/3 длины системы в тормозящем поле, далее на 1/3 длины – в ускоряющем поле и на последней 1/3 – снова в тормозящем СВЧ поле.

С учетом условия (5.7.3) получим

$$\frac{l}{V_0} = \sqrt{\frac{m_0}{2eU_0}} = \frac{l}{|V_{-k}|} - \frac{n + \frac{l}{2}}{fl}, \quad f = \frac{\omega}{2\pi}.$$

Таким образом, ЛОВО имеет несколько широких зон генерации, характеризующихся номерами $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Наибольшую выходную мощность обеспечивает зона с $n=0$, так как при этом наиболее полно используется длина замедляющей системы.

Если увеличивать U_0 , то фазовое условие будет уже удовлетворяться для другой фазовой скорости, т. е. для другой обратной гармоники или для этой же, но на другой частоте.

Отметим особенность таких усилителей. Даже при идеальном согласовании на концах замедляющей линии и отсутствии отраженных волн имеет место внутренняя обратная связь, которая может приводить к самовозбуждению. Объясняется это следующим образом. Если в пучке, скорость которого равна по величине и направлению фазовой скорости обратной пространственной гармоники, вследствие флуктуаций возникает слабая модуляция плотности, то уплотнения электронов, взаимодействуя с обратной волной, вызовут распространение высокочастотной энергии в направлении, обратном своему распространению. Это в свою очередь увеличит модуляцию пучка, в результате еще больше возрастет высокочастотное поле и т. д. Поэтому усилители обратной волны могут функционировать только в том случае, если плотность тока пучка меньше определенного значения, соответствующего условиям поддержания колебаний (самовозбуждения) за счет взаимодействия с обратной волной. Усилители, работающие на обратной волне, не нашли

широкого применения. Наиболее часто ЛБВО используются в качестве автогенераторов с внутренней обратной связью.

5.8. Генераторы прямой и обратной волны типа О

Если с выхода замедляющей системы часть высокочастотной энергии передавать на вход через цепь обратной связи и при этом выполнять надлежащие условия для фаз и амплитуд, мы получим генератор с непрерывным взаимодействием. При этом можно осуществить либо внешнюю обратную связь, либо внутреннюю за счет наличия отраженной волны в самой системе (плохое согласование ЗС на конце), либо, наконец, внутреннюю обратную связь, обусловленную взаимодействием электронов с обратной волной.

Генератор прямой волны

Внутренняя обратная связь в таких генераторах обычно получается за счет отраженной волны от конца ЗС. В случае достаточно длинной ЗС ограничимся рассмотрением только нарастающей волны, пренебрегая прямой волной с положительным затуханием и затухающей прямой волной. Типовая схема генератора прямой волны с внутренней обратной связью изображена на рис. 5.8.1. Подвижный поршень обеспечивает отражение волны и тем самым создает обратную связь. Перемещая поршень, можно менять общую электрическую длину линии. На концах спирали осуществляется широкополосное согласование ее с коаксиальной линией – участки D_1 и D_2 . Будем также считать эти участки короткими в сравнении с длиной однородной замедляющей линии l .

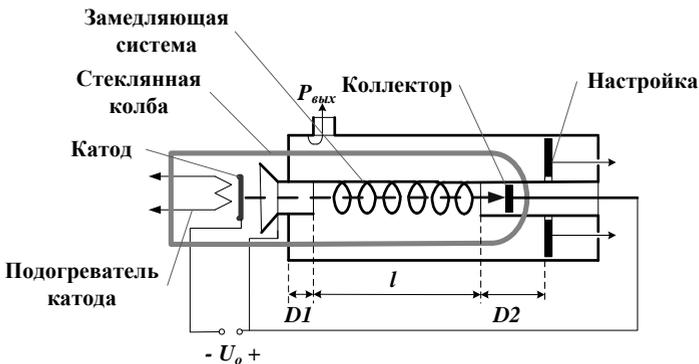


Рис. 5.8.1

Для существования установившегося режима генерации необходимо выполнить:

- 1) условие баланса амплитуд;
- 2) условие баланса фаз.

Баланса амплитуд запишем в виде

$$A|\Gamma_{ax}||\Gamma_{вых}|e^{(\bar{\alpha}-\alpha)l} \geq 1, \quad (5.8.1)$$

где: A – коэффициент, учитывающий распределение энергии между тремя результирующими волнами, в данном случае равен 1/3; $|\Gamma_{ax}|$ – модуль коэффициента отражения на входе; $|\Gamma_{вых}|$ – модуль коэффициента отражения на выходе спирали, в данном случае равен 1; $\bar{\alpha}$ – усиление и на единицу длины, зависящее от плотности тока, ускоряющего напряжения и частоты (т. е. от параметра усиления C и β_0); α – затухание на единицу длины.

Пренебрегая участками D_1 и D_2 , можно записать уравнение баланса фаз, которое определяет возможные частоты колебаний в системе:

$$\frac{\omega l}{V_1(\omega, V_0, I_0)} + \frac{\omega l}{V(\omega)} = 2\pi N, \quad (5.8.2)$$

где N – целое число, характеризующее порядок колебаний; V_1 – фазовая скорость нарастающей прямой волны, которая зависит от скорости электронов и частоты колебаний; V – фазовая скорость отраженной волны, которая в общем случае зависит от частоты ω и определяется дисперсией замедляющей системы. Через V_0 будем обозначать скорость невозмущенного потока электронов.

Уравнение баланса фаз позволяет не только определить частоту колебаний, но и выяснить возможности так называемой электронной настройки, обычно характеризующейся крутизной, т. е. скоростью изменения частоты с изменением того или иного параметра режима. Обычно этим параметром является ускоряющий потенциал U_0 , от которого зависит V_0 .

Для нахождения крутизны определенного порядка колебаний зафиксируем N и перепишем уравнение (5.8.2) в виде

$$F(f, V_0) = \frac{fl}{V_1(f, V_0)} + \frac{fl}{V(f)} - N = 0, \quad f = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (5.8.3)$$

Дифференциал этой функции равен

$$dF = \frac{\partial F}{\partial V_0} dV_0 + \frac{\partial F}{\partial f} df = 0 \Rightarrow \frac{\partial f}{\partial V_0} = -\frac{\frac{\partial F}{\partial V_0}}{\frac{\partial F}{\partial f}}. \quad (5.8.4)$$

В то же время, частные производные можно найти из уравнения (5.8.3):

$$\begin{aligned}\frac{\partial F}{\partial V_0} &= -\frac{fl}{V_1^2} \frac{\partial V_1}{\partial V_0}, \quad \frac{\partial F}{\partial f} = \frac{l}{V_1} + \frac{l}{V} - \frac{fl}{V_1^2} \frac{\partial V_1}{\partial f} - \frac{fl}{V_1^2} \frac{\partial V}{\partial f} = \\ &= \frac{N}{f} - \frac{fl}{V_1^2} \left[\frac{\partial V_1}{\partial f} + \frac{V_1^2}{V^2} \frac{\partial V}{\partial f} \right].\end{aligned}$$

В итоге с учетом (5.8.4) получаем для крутизны электронной настройки

$$\frac{\partial f}{\partial V_0} = \frac{\frac{fl}{V_1^2} \frac{\partial V_1}{\partial V_0}}{\frac{N}{f} - \frac{fl}{V_1^2} \left[\frac{\partial V_1}{\partial f} + \frac{V_1^2}{V^2} \frac{\partial V}{\partial f} \right]}. \quad (5.8.5)$$

Так как обычно параметр усиления C значительно меньше 1, то для упрощения понимания полученного результата сделаем следующие предположения:

- 1) скорость прямой волны приблизительно равна по величине скорости отраженной волны;
- 2) средняя скорость электронного потока приблизительно совпадает с фазовой скоростью прямой нарастающей волны;
- 3) дисперсия замедляющей системы с электронным пучком и без него практически одинакова.

То есть

$$V \approx V_1 \approx V_0, \quad \frac{\partial V_1}{\partial f} \approx \frac{\partial V_0}{\partial f} = \frac{\partial V}{\partial f}, \quad \frac{\partial V}{\partial V_0} \approx 1. \quad (5.8.6)$$

Сопоставив (5.8.2) и (5.8.5), приходим к соотношению

$$V \approx V_1 \approx V_0 = \frac{2fl}{N}. \quad (5.8.7)$$

В формуле (5.8.5) можно перейти от частных производных по V_0 к частным производным по U_0 , вспомнив их нерелятивистскую связь (5.7.3). Тогда крутизна электронной настройки принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial U_0} = \frac{1}{2 \left[\frac{V_0}{f} - \frac{\partial V_0}{\partial f} \right]}. \quad (5.8.8)$$

Очевидно, что крутизна будет возрастать при

$$\left[\frac{V_0}{f} - \frac{\partial V_0}{\partial f} \right] \rightarrow 0.$$

Но поскольку $V_0/f > 0$, должно выполняться условие $\partial V_0/\partial f > 0$, т. е. для получения наилучшего разделения частот и наибольшей крутизны электронной настройки замедляющая система должна обладать аномальной дисперсией. Отметим, что наибольшая крутизна настройки напряжением U_0 достигается при $V_0/f \approx \partial V_0/\partial f$. Однако из соотношения Рэлея (см. подраздел 5.4)

для групповой скорости $V_G = v_\phi / [1 - (\omega/v_\phi) \partial v_\phi / \partial \omega]$ следует, что она в этом случае должна стремиться к бесконечности. Это, естественно, является невыполнимым.

Итак, с одной стороны, для возникновения колебаний в линии необходимо, чтобы выполнялось приближенное условие (5.8.7), т. е. волна должна набирать фазу, кратную 2π , при прохождении по лампе в обоих направлениях. Это означает, что рабочие точки (точки генерации) должны лежать на прямых, описываемых уравнением (5.8.7), для различных N . С другой стороны, замедляющая линия должна обладать дисперсией, т. е. должна существовать зависимость фазовой скорости от частоты. Таким образом, рабочие точки должны лежать на пересечении прямых, определяемых уравнением (5.8.7), и дисперсионной кривой $-V_0(f)$. Как видно из рис. 5.8.2, разделение частот по потенциалу или по скорости лучше всего в том случае, если замедляющая линия обладает аномальной дисперсией ($\partial V_0 / \partial f > 0$). В этом случае колебания будут наиболее устойчивыми. В случае же отсутствия дисперсии ($\partial V_0 / \partial f = 0$) колебания становятся совершенно неустойчивы, и возможен перескок частот при малейшей флуктуации величины ускоряющего напряжения U_0 .



Рис. 5.8.2

Таким образом, и с точки зрения наилучшей крутизны электронной настройки, и с точки зрения устойчивости колебаний предпочтительней оказы-

ваются линии с аномальной дисперсией. А как мы убедились ранее, аномальная дисперсия может быть и у прямых и у обратных пространственных гармоник.

Генератор обратной волны – карсинотрон (carcinos – рак)

Основной недостаток описанного выше ЛБВО – генератора с внутренней обратной связью – связан с тем, что при изменении частоты меняется число длин волн в замкнутом витке: замедляющая линия – линия обратной связи. Отмечено было также, что для лучшего разделения частот и лучшей электронной настройки желательно, чтобы замедляющая линия обладала аномальной дисперсией ($\partial V_\phi / \partial f > 0$). Таким условиям отвечают неоднородные замедляющие системы, в которых могут распространяться различные пространственные гармоники. А одним из путей устранения выше указанного недостатка является использование схемы, состоящей из неоднородной замедляющей системы и электронного потока, являющегося петлей обратной связи.

Рассмотрим схему прибора, изображенную на рисунке 5.8.3.

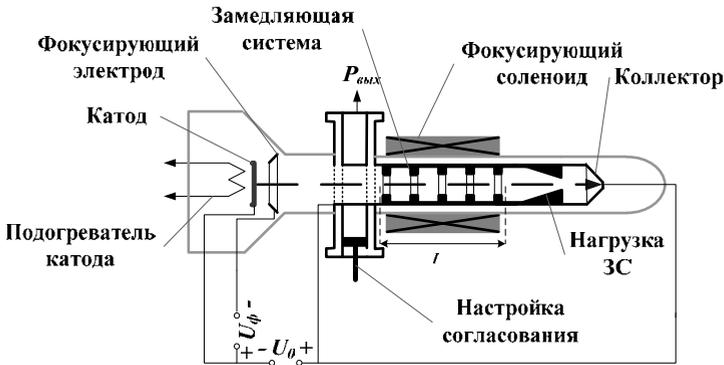


Рис. 5.8.3

Электронный пучок с катода фокусируется специальным электродом и ускоряется напряжением U_0 , приложенным к замедляющей системе, которая одновременно является анодом электронной пушки. На конце замедляющей системы расположен поглотитель для устранения отраженной волны и предотвращения возбуждения на прямой волне. После взаимодействия электронный поток поглощается коллектором. Высокочастотная мощность выводится через волновод в начале замедляющей системы по ходу пучка. Неоднородная замедляющая система заключена в соленоид, предотвращающий увеличение поперечного размера пучка. В таком устройстве электроны могут взаимодействовать с одной из обратных пространственных гармоник, кото-

рые характеризуются тем, что их фазовые и групповые скорости противоположно направлены. Так как с ростом номера гармоники электрическое поле пространственных гармоник резко ослабевает в области прохождения электронов, обычно используются такие замедляющие системы, для которых обратная пространственная гармоника является основной или минус первой.

Пусть справа налево распространяется первая обратная пространственная гармоника, фазовая скорость которой направлена в сторону движения электронов и равна (см. (5.4.1))

$$V_{-1} = \frac{\omega}{\beta_{-1}} = \frac{\omega}{\beta_0 - \frac{2\pi}{L}}. \quad (5.8.9)$$

Групповая же скорость такая же, как и у других пространственных гармоник. Ее направление противоположно направлению движения электронов, т. е. имеет отрицательное значение. Предположим далее, что электроны движутся со скоростью V_0 , близкой по величине к фазовой скорости V_{-1} . Тогда этот электронный поток будет образовывать путь обратной связи. Если между лучом и линией имеется взаимодействие, электроны будут группироваться. В потоке возникнет волна, бегущая слева направо со скоростью V_0 и с фазовой постоянной $\beta_e = \omega/V_0 \approx \beta_0$. При изменении частоты, для сохранения фазового условия самовозбуждения, скорость электронов должна изменяться таким образом, чтобы она всегда была равна скорости первой обратной гармоники. Это осуществляется соответствующим изменением ускоряющего напряжения U_0 . Следовательно, электронный поток становится подобным контуру обратной связи с такими особыми свойствами:

1) фазовая постоянная положительна;

2) групповая скорость, определяемая соотношением $V_{Ge} = \partial\omega/\partial\beta_e = -\partial\omega/\partial\beta_0 = -V_{G(-1)}$, — отрицательна, так как направлена противоположно групповой скорости обратной гармоники.

Из фазового условия самовозбуждения для любого автогенератора следует, что в данном случае

$$\beta_{-1}l_1 + \beta_e l_2 = 2\pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.8.10)$$

где l_1 и l_2 — длины соответствующих участков замкнутого контура в прямом и обратном направлении (т. е. замкнутой цепи, состоящей из замедляющей системы и электронного пучка). Продифференцировав (5.8.10) по частоте, получим

$$l_1 \frac{\partial\beta_{-1}}{\partial\omega} + l_2 \frac{\partial\beta_e}{\partial\omega} = 0$$

или

$$\frac{l_1}{V_{G(-1)}} + \frac{l_2}{V_{Ge}} = 0,$$

где V_{Ge} и $V_{G(-I)}$ – групповые скорости волн в электронном пучке и замедляющей системе.

С учетом же того, что физическая длина взаимодействующего с полем электронного потока равна длине контура обратной связи ($l_1 = l_2$), и групповые скорости в замедляющей системе и электронном потоке тоже равны по величине и противоположны по направлению ($V_{Ge} = -V_{G(-I)}$), получаем выполнение фазового условия, которое заключается в том, чтобы замкнутый виток обратной связи, состоящий из двух контуров с различными характеристиками распределения, имел целое число волн в широком диапазоне частот.

Подобная схема генератора обратной волны может рассматриваться как замкнутый контур, одна часть которого – замедляющая линия, а другая – электронный поток, являющийся не только источником энергии, но и петлей обратной связи. Количественное описание процессов взаимодействия электронов с полем обратной гармоникой может быть получено в рамках линейной теории, которая строится аналогично теории для ЛБВО. При выводе дисперсионного уравнения необходимо учитывать изменение направления движения энергии по замедляющей системе.

В заключение отметим, что, вообще говоря, выходной сигнал ЛОВО нельзя рассматривать с учетом только нарастающей по экспоненте волны. Сигнал на выходе лампы обратной волны получается в результате интерференции всех трех волн. Поэтому более точная теория ЛОВО должна строиться с учетом этого эффекта.

6. Приборы типа М

Исследование возможности генерации и усиления СВЧ колебаний в приборах со скрещенными электрическими и магнитными полями началось еще в 20-х годах XX века. Первым классическим прибором М типа стал магнетрон, разработанный в 1938–1940 гг. Н. Ф. Алексеевым и Д. Е. Маляровым. Развитие и исследование магнетронов привело к появлению целого ряда приборов СВЧ М типа таких, как лампы бегущей и обратной волны типа М. Общим для этих приборов является наличие в пространстве взаимодействия СВЧ поля с электронами скрещенных постоянных электрического и магнитного полей. Кроме того, в этих приборах энергия электромагнитных колебаний увеличивается за счет изменения потенциальной энергии электронов при практически неизменной их средней кинетической энергии.

6.1. Магнетрон

Классическим прибором М типа является магнетрон. Простейший вариант такого прибора представляет собой цилиндрический диод, помещенный в постоянное магнитное поле (рис. 6.1.1). Анод либо делается сплошным, либо разрезается на некоторое число сегментов, обычно четное, либо представляет собой замкнутую резонаторную систему. Аксиальное магнитное поле искривляет траектории электронов, вылетающих из катода под действием электрического поля. При некотором критическом значении магнитного поля B_k частицы возвращаются обратно на катод, описывая кардиальные траектории в случае тонкого катода или циклоидальные в магнетроне с толстым катодом.

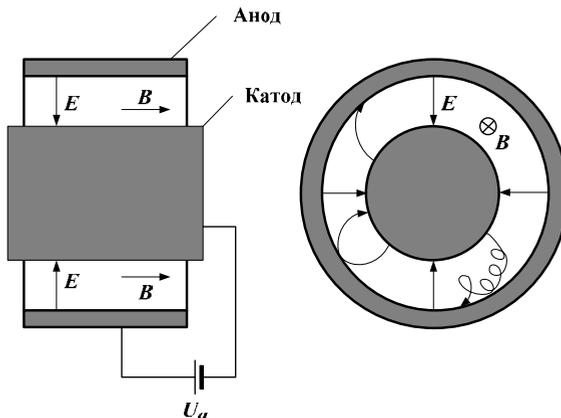


Рис. 6.1.1

Установлено, что в магнетроне существует три основных типа колебаний.

1) Колебания типа *отрицательного сопротивления*. В этом случае цилиндрический анод разрезается на два сегмента, к которым подключают колебательный контур. Схематически магнетрон с разрезанным анодом изображен на рис. 6.1.2. В этом случае помимо радиального электрического поля появляется еще азимутальная составляющая, обусловленная разностью потенциалов между сегментами. При этом траектории электронов имеют петлеобразный характер и заканчиваются на сегментах с наименьшим потенциалом. В результате зависимость $\Delta I_a = I_{A_1} - I_{A_2}$ от $\Delta U_a = U_{A_1} - U_{A_2}$ имеет падающий участок (рис. 6.1.2). Для колебательной системы, включенной между сегментами, магнетрон представляет собой отрицательное статическое сопротивление, что и объясняет возможность создания генератора на таком магнетроне.

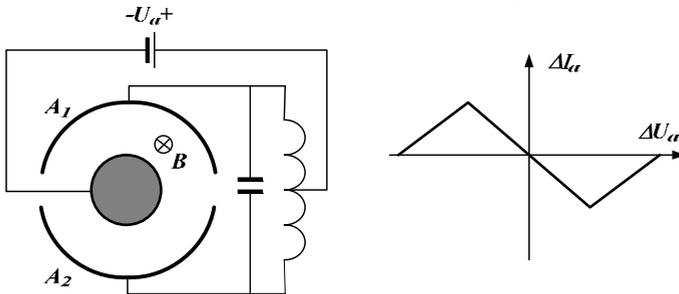


Рис. 6.1.2

2) Колебания *циклотронного типа* обусловлены взаимодействием между летящими от катода к аноду и возвращающимися обратно электронами и радиальным сверхвысокочастотным электрическим полем. Практически он используется при подключении колебательной системы между анодом и катодом (рис. 6.1.3) и часто называется режимом электронных колебаний первого порядка. Колебательный контур должен быть настроен на частоту циклотронных колебаний электронов. Более подробно такой режим работы магнетрона будет рассмотрен ниже.

3) Колебания типа *бегущей волны*. Этот режим имеет наибольший практический интерес и реализуется только в многорезонаторных магнетронах. Анализ работы многорезонаторных магнетронов показывает, что их действие можно наглядно рассматривать на основе бегущих волн, распространяющихся по внутренней поверхности анодного блока, обращенной к катоду. Это и послужило основанием для названия колебаний.

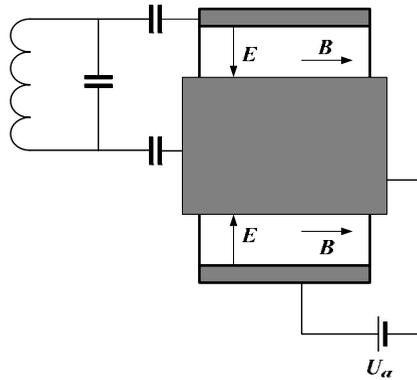


Рис. 6.1.3

В пространстве взаимодействия между катодом и анодом магнетрона происходит и управление потоком, и образование сгустков, и отдача энергии высокочастотному полю. В магнетронах нет разделенных в пространстве на области управления, группировки или отдачи энергии. Теоретическое изучение работы многорезонаторного магнетрона достаточно сложно и громоздко. Однако, используя представления о видах колебаний в резонаторной системе анодного блока, эквивалентные схемы, движение электронов в статическом режиме и качественные рассуждения, можно составить представление о физических процессах и даже получить оценки параметров такого генератора.

Прежде чем перейти к проблеме возбуждения СВЧ колебаний, рассмотрим статический режим работы цилиндрического магнетрона со сплошным анодом.

*Статический режим работы магнетрона со сплошным анодом
Парабола критического режима*

Схема такого магнетрона изображена на рис. 6.1.4. Будем считать, что длина магнетрона бесконечно велика, т. е. пренебрегать краевыми эффектами на торцах.

По оси магнетрона направлено магнитное поле \mathbf{B} , а у электрического поля существует только радиальная компонента E_r . Если электроны не имеют продольных начальных составляющих скорости, то их движение происходит в плоскости r, φ , а нерелятивистское уравнение движения выглядит следующим образом:

$$m_0 \frac{d\vec{V}}{dt} = -e \left\{ \vec{E} + [\vec{V} \times \vec{B}] \right\}. \quad (6.1.1)$$

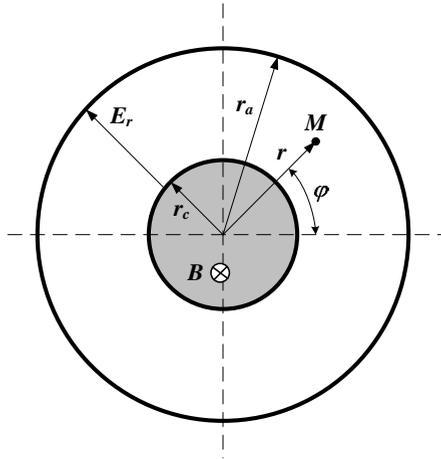


Рис. 6.1.4

Или покомпонентно в цилиндрической системе координат:

$$\begin{aligned} m_0(r\ddot{\varphi} + 2\dot{r}\dot{\varphi}) &= eB\dot{r}, \\ m_0(\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) &= eE_r - eB r\dot{\varphi}. \end{aligned} \quad (6.1.2)$$

Первое из этих уравнений представим в виде

$$m_0 \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = \frac{1}{2} eB \frac{d}{dt} (r^2). \quad (6.1.3)$$

Проинтегрируем это уравнение от катода до анода:

$$\left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right)_a - \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right)_c = \frac{eB}{2m_0} (r_a^2 - r_c^2). \quad (6.1.4)$$

Отметим, что величина $eB/2m_0 = \Omega$ называется Ларморовской частотой. Если сохранять напряжение на магнетроне U_a и постепенно увеличивать магнитное поле B , то вначале траектории электронов начнут искривляться, но все электроны будут достигать анода, и ток через магнетрон будет оставаться постоянным по величине. Когда же магнитное поле превзойдет некое критическое B_k , то траектории электронов изогнутся так, что перестанут попадать на анод, и ток через магнетрон резко уменьшится. Это область называется областью среза (рис. 6.1.5 а). В реальных магнетронах область среза выражена достаточно резко, но в ней из-за неучтенных эффектов ток не падает сразу до нуля.

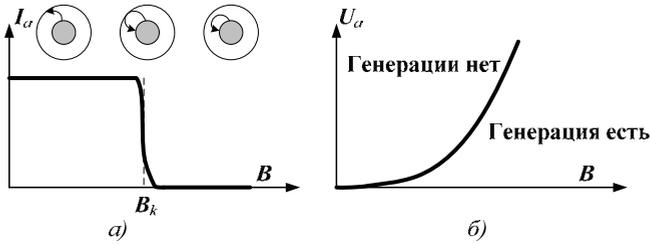


Рис. 6.1.5

При критическом магнитном поле радиальная составляющая скорости электронов на поверхности анода исчезает, т. е. остается только азимутальная составляющая скорости. А поскольку магнитное поле работы не совершает, то полная скорость у анода определяется только напряжением U_a , приложенным к аноду. Полагая скорость на катоде равной нулю, получим

$$\left(r \frac{d\varphi}{dt} \right)_c = 0, \quad \left(r \frac{d\varphi}{dt} \right)_a = \sqrt{\frac{2eU_a}{m_0}}. \quad (6.1.5)$$

Тогда из (6.1.4) следует, что

$$r_a \sqrt{\frac{2eU_a}{m_0}} = \frac{eB}{2m_0} (r_a^2 - r_c^2)$$

или

$$B_k = \sqrt{\frac{8m_0U_a}{e}} \left(\frac{r_a}{r_a^2 - r_c^2} \right). \quad (6.1.6)$$

Если же задано B , то можно найти U_k :

$$U_k = \frac{eB^2}{8m_0} r_a^2 \left(1 - \frac{r_c^2}{r_a^2} \right)^2. \quad (6.1.7)$$

Графическая зависимость U_k от магнитной индукции представлена на рис. 6.1.5 б). Это так называемая *парабола критического режима*. Выше нее анодный ток есть, ниже – тока нет. В динамическом режиме выше параболы колебания невозможны, ниже – возможны.

Прежде чем перейти к изучению работы магнетрона в динамическом режиме, рассмотрим, какие электромагнитные поля могут существовать в многорезонаторном магнетроне.

Свойства резонаторной системы магнетрона

Колебательная система магнетрона представляет собой набор связанных резонаторов в анодном блоке. По сути это есть замедляющая система, свернутая в кольцо и замкнутая на себя. Бесконечная замедляющая система обла-

дает широкой полосой пропускания, так как длина бегущей по ней волны может меняться в определенных пределах непрерывно. Если же длина замедляющей системы ограничена или она не согласована с обоих концов, то в ней возможно существование только стоячих волн при дискретных значениях частот. Колебания на этих частотах называют видами колебаний. Например, 0 или π вид колебаний имеют одинаковую структуру поля, но при 0 виде поля во всех резонаторах меняются синфазно во времени, а при π виде поля в соседних резонаторах противофазны. При этом полоса пропускания превращается в дискретный набор отдельных полос, соответствующих различным видам (частотам) колебаний. Надо, однако, помнить, что любая стоячая волна может рассматриваться как суперпозиция двух бегущих навстречу волн. По ряду причин, которые будут рассмотрены далее, в магнетронах стараются работать на π виде колебаний. Это предполагает четное число резонаторов в анодном блоке.

Обычно магнетроны делают настолько высокими, что можно пренебречь осевым электрическим полем и свести задачу к плоской, рассматривая поле магнетрона и движение частиц только в его поперечном сечении. Предполагая все резонаторы равноправными, естественно допустить, что колебания в них имеют одинаковые амплитуды. Причем в соседних резонаторах колебания сдвинуты по фазе на некий угол φ . При обходе всех резонаторов разность фаз при возврате к исходной ячейке должна составить целое число периодов, т. е. равняться $2m$. Если число резонаторов равно N , то резонаторная система имеет N видов колебаний, а сдвиг фаз между соседними ячейками будет

$$\varphi_n = \frac{2\pi n}{N}. \quad (6.1.8)$$

Как отмечалось выше, в магнетронах N – четное число, тогда, если считать

$$\varphi \leq \pi, \text{ то } n = 0, 1, 2, \dots, \frac{N}{2}. \quad (6.1.9)$$

При $n > N/2$ φ_n становится больше π , что означает движение волны в обратном направлении. Виды колебаний для $n > N/2$ не дают ничего принципиально отличного по сравнению с $n < N/2$ и, вообще говоря, могут использоваться для генерации колебаний при смене направления продольного постоянного магнитного поля. Как будет видно, далее, все виды колебаний в магнетроне, кроме 0 и π вида, двукратно вырождены. Работа же на вырожденных колебаниях не может быть устойчивой. Любые неоднородности приведут к снятию вырождения и появлению колебаний одного и того же вида на близких частотах. Поэтому в процессе генерирования по какой либо причине будут происходить «перескоки» частоты.

Чтобы оценить влияние различных параметров на поведение колебательной системы магнетрона, обратимся к элементарному приему, основанному

на рассмотрении эквивалентной схемы с сосредоточенными параметрами. Разумеется, такое рассмотрение можно считать приближенно верным лишь в определенной полосе частот, так как мы имеем дело с электродинамической системой.

Рассмотрим эквивалентную схему магнетрона без учета активных потерь, изображенную на рис. 6.1.6. Схема представляет собой замкнутую кольцевую цепь, состоящую из тождественных контуров, эквивалентных резонаторам в анодном блоке, каждый из которых обладает резонансной частотой

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (6.1.10)$$

C_I – емкость анод-катод.

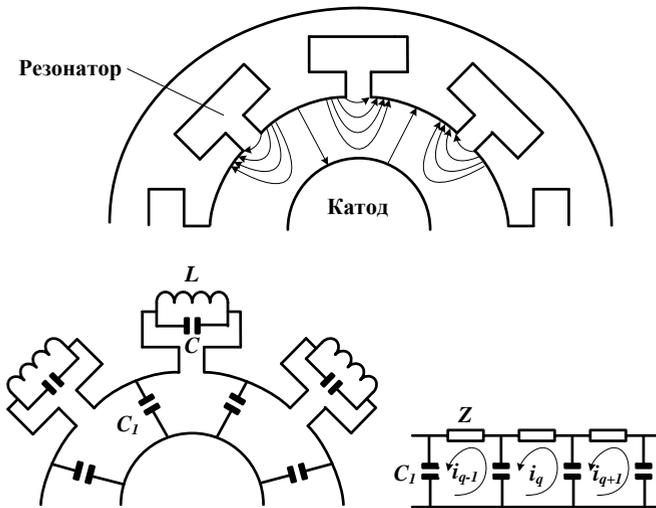


Рис. 6.1.6

Отметим, что, строго говоря, эта частота отлична от собственной частоты отдельного резонатора из-за связи резонаторов между собой. На рис. 6.1.6 изображен также распрямленный вариант эквивалентной схемы. Через Z обозначено комплексное сопротивление одиночного контура, проводимость которого равна

$$Y = \frac{1}{Z} = i \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right). \quad (6.1.11)$$

Величины токов в соседних резонаторах обозначены i_q . Причем они связаны соотношением

$$i_{q-1} = i_q e^{i\varphi}, \quad i_{q+1} = i_q e^{-i\varphi}, \quad (6.1.12)$$

а φ – разность фаз колебаний в соседних резонаторах, определяемая формулой (6.1.8).

Пользуясь методом контурных токов, запишем сумму напряжений для q -го контура (резонатора):

$$\frac{2}{i\omega C_1} i_q + Zi_q - \frac{1}{i\omega C_1} i_{q-1} - \frac{1}{i\omega C_1} i_{q+1} = 0, \quad (6.1.13)$$

или, используя (6.1.12)

$$\frac{1}{Z} = Y = -i \frac{\omega C_1}{2(1 - \cos \varphi)}. \quad (6.1.14)$$

Сравнивая (6.1.14) и (6.1.11), получаем с учетом уравнения (6.1.10)

$$\frac{\omega_0}{\omega_n} = \frac{\lambda_n}{\lambda_0} = \sqrt{1 + \frac{C_1/C}{2 \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi n}{N} \right) \right)}}, \quad (6.1.15)$$

$\lambda_0 = 2\pi/\omega_0$ – длина волны на резонансной частоте одиночного резонатора.

Из полученного соотношения следует, в частности, что

$$\cos \left(\frac{2\pi n}{N} \right) = \cos \left(\frac{2\pi}{N} (N - n) \right).$$

Таким образом, как и утверждалось выше, колебания с индексом n и $(N - n)$ имеют одинаковые частоты, т. е. вырождены все, кроме 0 и π вида. Но волны с индексом n и $(N - n)$ вращаются в разных направлениях. Реально же, при заданном направлении продольного магнитного поля, будет возбуждаться волна, следующая направлению вращения электронного потока. Поэтому магнетроны могут работать при любом направлении продольного магнитного поля.

Рассмотрим конкретный вариант. Пусть $N = 18$, $C_1/C = 1$. Ниже на рис. 6.1.7 изображена зависимость λ_n/λ_0 от номера колебаний n .

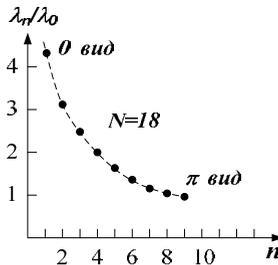


Рис. 6.1.7

Для π вида колебаний длина волны является самой короткой и очень мало отличается от длин волн соседних видов колебаний, соответствующих

$n = 6, 7, 8$. То есть довольно трудно говорить об устойчивой работе магнетрона.

Чтобы увеличить разницу между частотами различных видов колебаний, применяют *связки*. Связки в виде колец из проводов устанавливают в торцах магнетрона, соединяя ими точки с одинаковыми высокочастотными потенциалами.

В случае π вида колебаний связки соединяют только четные и только нечетные сегменты резонаторной системы магнетрона. В этом случае увеличивается эквивалентная емкость резонаторов, и сильно изменяются частоты различных видов колебаний. Для π вида связки приводят к увеличению длины волны. Такое техническое решение, однако, уменьшает собственную добротность анодной системы. Поэтому в мощных магнетронах на частотах выше 3 ГГц для разделения частот анодный блок делают в виде *разнорезонаторной* системы, т. е. чередуют резонаторы разных размеров. Эффект оказывается аналогичным применению связок (рис. 6.1.8). Другие способы стабилизации работы магнетрона на π виде будут рассмотрены ниже.

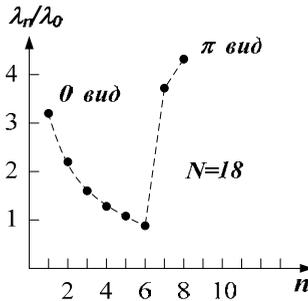


Рис. 6.1.8.

Угловая скорость вращения волн в магнетроне

Волны в магнетроне стоячие, но любую стоячую волну, в принципе, можно представить как сумму бегущих навстречу волн. Картина полей при движении по азимуту имеет периодический, но не монохроматичный пространственный характер. Бегущие же волны, не монохроматично меняющиеся в пространстве, можно разложить на пространственные гармоники и анализировать анодную резонаторную систему как замедляющую линию. Можно поступить и более просто.

Рассмотрим колебания в соседних резонаторах, соответствующие определенному виду колебаний с фиксированным n и частотой ω_n , отличающиеся по фазе на величину φ_n (см. (6.1.8)). Геометрический угол между соседними

резонаторами равен $2\pi/N$. Тогда угловую скорость вращения волны можно записать в виде

$$\Omega_n = \frac{2\pi}{N\Delta t},$$

где Δt – время, за которое волна пробегает этот угол. Если колебания в одном резонаторе происходят по закону $\sin(\omega_n t)$, то в соседнем резонаторе закон изменения будет $\sin(\omega_n t - \varphi_n)$. Очевидно, должно выполняться условие

$$\sin(\omega_n t) = \sin(\omega_n (t + \Delta t) - \varphi_n),$$

т. е.

$$\omega_n t = \omega_n (t + \Delta t) - \varphi_n + 2\pi m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

Таким образом,

$$\Delta t = \frac{\varphi_n + 2\pi m}{\omega_n}, \quad m = 0, \mp 1, \mp 2 \dots,$$

а угловая скорость с учетом формулы (6.1.8) принимает вид

$$\Omega_n = \frac{2\pi}{N\Delta t} = \frac{2\pi\omega_n}{N(\varphi_n + 2\pi m)} = \Omega_{nm} = \frac{\omega_n}{(n + Nm)}. \quad (6.1.16)$$

Число $(n + Nm)$ характеризует одну из возможных пространственных гармоник, которые возникают в области взаимодействия между катодом и анодом, когда колебания соответствуют виду, определяемому числом n . При фиксированном n наибольшую угловую скорость будет иметь так называемая основная волна, для которой $m = 0$.

Таким образом, каждому виду колебаний, характеризуемому целым числом n или фазой φ_n , соответствует ряд волн, вращающихся с угловыми скоростями Ω_{nm} . Каждая волна вращается со скоростью меньшей, чем ω_n . Иными словами, колебательная система многорезонаторного магнетрона действует как замедлитель электромагнитных волн. Полученный результат свидетельствует о том, что реальное поле в области взаимодействия может быть представлено суммой волн пространственных гармоник, вращающихся навстречу друг другу.

Качественный характер явлений в многорезонаторном магнетроне

Рассмотрим теперь качественный характер явлений, происходящих в магнетроне. Как обычно, будем пренебрегать действием объемного заряда, а скорости электронов полагать нерелятивистскими. Положим также, что в резонаторной системе магнетрона возбуждается π вид колебаний и приняты меры, исключающие возбуждение других видов (связки, разные резонаторы и т. п.). На примере плоской модели магнетрона, изображенной на рис. 6.1.9, рассмотрим механизм сортировки электронов в пространстве взаимодействия и принцип передачи энергии электронов высокочастотному полю.

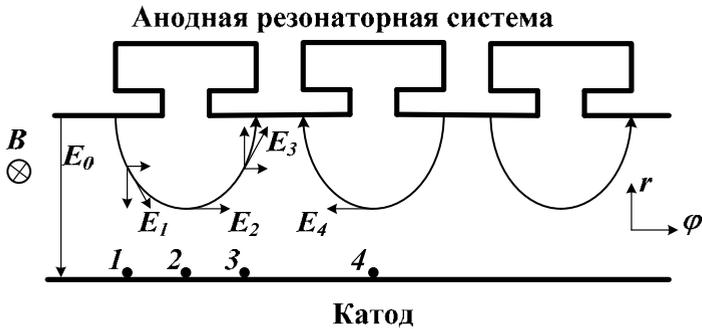


Рис. 6.1.9

На рисунке изображены скрещенные постоянное электрическое \vec{E}_0 и магнитное \vec{B} поля. Там же приведена картина высокочастотного электрического поля волны, бегущей в положительном направлении координаты φ . Известно, что без учета высокочастотного поля электроны, вылетевшие с катода, совершают сложное движение в плоскости, перпендикулярной плоскости, в которой лежат вектора \vec{E}_0 и \vec{B} . Частицы движутся по трохоидальным или циклоидальным траекториям. Это движение складывается из вращения вокруг ведущего центра и движения самого центра. Центр электронной орбиты движется со скоростью $V_c = E_0/B$ в положительном направлении координаты φ . При наличии переменного электрического поля скорость и направление движения определяются суммарным полем.

Если рассмотреть выделенные на рисунке электроны, то частицы с номерами $1, 2, 3$ движутся в тормозящей фазе переменного азимутального высокочастотного электрического поля. Поля $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3$ имеют составляющие, направленные по φ . Электрон же 4 находится в ускоряющем высокочастотном поле, так как азимутальная составляющая поля \vec{E}_4 направлена в противоположную сторону. Рисунок 6.1.10 иллюстрирует результирующие электрические поля \vec{E}_Σ для выделенных электронов и направления движения их ведущих центров V_c . Там же изображены траектории частиц. Электроны движутся по циклоидам, основания которых перпендикулярны суммарному электрическому полю. Углы наклона оснований к поверхности катода α_i увеличиваются от электрона 1 к электрону 3 . Поэтому в случае синхронного движения ведущего центра и электромагнитной волны, приближаясь к аноду, электроны уплотняются и группируются вокруг частицы с номером 2 , находящейся в нулевом радиальном ВЧ поле и в максимуме тормозящего азимутального поля. Электрон 4 попадает в максимум ускоряющего азимутального поля. Угол наклона основания его трохоиды к катоду имеет противоположный знак по сравнению с электроном 2 . Это означает, что электрон 4 направляется на катод, бомбардируя его на первом же витке циклоиды. Таким образом, неблагоприятные электроны отбрасываются на катод и ис-

ключаются из дальнейшего взаимодействия. Отметим что, эти неблагоприятные электроны дополнительно разогревают катод, и после начала работы магнетрона накал катода может быть отключен (так называемый «электронный разогрев»).

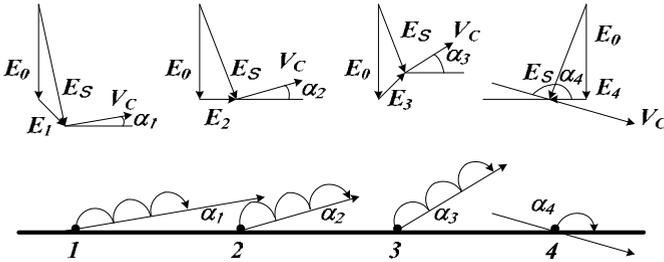


Рис. 6.1.10

Итак, электроны, находящиеся в тормозящей фазе электрического ВЧ поля, группируются в его максимуме и, постепенно смещаясь к аноду, взаимодействуют с полем, передавая ему свою энергию. Длительное взаимодействие обеспечивается синхронизмом азимутальной скорости центра электронного сгустка, который движется со скоростью $V_C = E_0/B$, равной фазовой скорости взаимодействующей пространственной гармоники.

На рис. 6.1.11 показана группировка электронов в системе координат, движущейся со скоростью электронного сгустка.

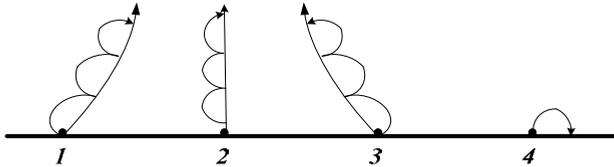


Рис. 6.1.11

В этой системе координат постоянное электрическое поле \vec{E}_0 заменяется на поле \vec{E}'_0 , равное

$$\vec{E}'_0 = E_0 \left(1 - \frac{V_\phi}{V_C} \right).$$

При $V_\phi = V_C$ поле \vec{E}'_0 становится равным нулю. Электронные сгустки имеют вид «спиц», вращающихся в пространстве взаимодействия вокруг катода и находящихся в тормозящих полупериодах азимутального электрического поля. Очевидно, на π виде колебаний с числом резонаторов N будет существовать $N/2$ «спиц».

Динамический режим работы магнетрона.
Пороговая прямая

Выше уже отмечалось, что движение электронов в магнетроне можно представить в виде суперпозиции быстрого вращения с циклотронной частотой вокруг некоего центра и медленного дрейфа этого центра перпендикулярно плоскости, в которой лежат вектора E_0 и \vec{B} . Скорость же дрейфа центра вращения, как известно, равна

$$V_c = \frac{E_0}{B} = (\text{для плоской модели}) = \frac{U_a}{Bd},$$

где U_a – постоянное напряжение между катодом и анодом, d – зазор анод–катод (рис. 6.1.12).

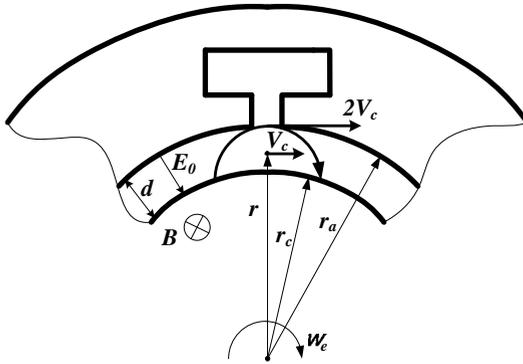


Рис. 6.1.12

Остановимся для простоты на случае работы магнетрона вблизи критического режима. Будем считать также, что радиусы катода и анода достаточно велики, а их разница – мала в сравнении с величинами r_a и r_c . Это так называемый вариант магнетрона с «толстым катодом».

Угловая скорость ведущего центра траекторий электронов в такой модели есть

$$\omega_e = \frac{V_c}{r} = \frac{U_a}{Bdr}.$$

Очевидно, что для синхронного взаимодействия угловые скорости вращения электронов ω_e и волны соответствующей пространственной гармоники Ω_{nm} (см. (6.1.16)) должны быть приблизительно равны, т. е.

$$\omega_e = \frac{U_a}{Bdr} \approx \Omega_{nm} = \frac{\omega_n}{n + Nm}.$$

Таким образом, для синхронизма между волной и электронами должно выполняться условие

$$U_a = \frac{\omega_n B r d}{n + Nm}. \quad (6.1.17)$$

Из рис. 6.1.12 следует, что

$$r \approx \frac{r_a + r_c}{2}, \quad d \approx r_a - r_c.$$

С учетом этих приближений (6.1.17) преобразуется к виду

$$U_a = B \frac{\omega_n (r_a^2 - r_c^2)}{2(n + Nm)}. \quad (6.1.18)$$

Эта формула позволяет приближенно оценить частоту возбуждения, если задано напряжение и величина магнитного поля. Так как связь между напряжением и магнитной индукцией линейна, то графики этих зависимостей называют *пороговыми прямыми*. Прямые проходят через начало координат, а наклон зависит от номера вида колебаний n и номера пространственной гармоники m .

Пороговые прямые для восьмirezонаторного магнетрона, построенные по формуле (6.1.18) при $m=0$ совместно с параболой критического режима (6.1.7), изображены на рис. 6.1.13.

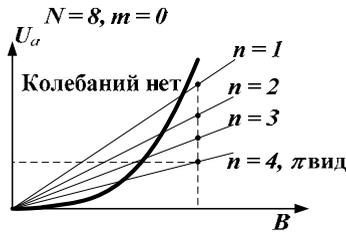


Рис. 6.1.13

При U_a и B , соответствующих точкам выше параболы, генерации колебаний не должно быть, так как электроны в этом случае очень быстро уходят на анод, не успевая эффективно взаимодействовать с СВЧ полем. Для выбранного значения магнитной индукции при $U_a < U_k$, т. е. в точках, лежащих на пороговых прямых, но ниже параболы критического режима, начинается возбуждение колебаний. В этом случае возможно длительное взаимодействие с СВЧ полем.

Наименьшие напряжения требуются на π виде, что является важным преимуществом этого вида колебаний. Уравнение для порогового напряжения является приближенным. В реальности пороговые прямые не проходят через начало координат и не пересекают параболу критического режима, а лишь касаются ее. Минимальное значение порогового напряжения для каждой прямой соответствует точке касания и называется напряжением синхронизации.

Очевидно, что минимальное пороговое напряжение требуется в том случае, когда электроны движутся параллельно аноду со скоростью, равной фазовой скорости волны. Оценим теперь электронный КПД магнетрона в терминах энергии, как это делалось для ламп бегущей волны.

Электронный КПД магнетрона

На перемещение каждого электрона от катода до анода источник постоянного напряжения U_a затрачивает энергию $W_p = eU_a$. Однако часть этой энергии преобразуется в кинетическую энергию W_k электрона и рассеивается в виде тепла при соударении электронов с анодом. Когда колебания возбуждаются, то потенциальная энергия расходуется еще и на создание электромагнитного поля W_e . Таким образом, закон сохранения энергии можно записать в виде

$$W_p = W_k + W_e,$$

а под электронным КПД будем понимать величину

$$\eta_e = \frac{W_e}{W_p} = 1 - \frac{W_k}{W_p}.$$

Рассмотрим наихудший случай, когда электрон попадает на анод с максимальной скоростью, которую можно считать равной скорости электрона в верхней точке циклоиды. Но в этой точке для плоского магнетрона скорость частиц равна удвоенной скорости переноса (скорости ведущего центра), т. е.

$$V_e = 2V_c = 2 \frac{E_0}{B} \approx 2 \frac{U_a}{Bd} = 2 \frac{U_a}{B(r_a - r_c)},$$

кинетическая же энергия в нерелятивистском случае есть

$$W_k = \frac{m_0 V_e^2}{2} = 2 \frac{m_0 U_a^2}{B^2 d^2} = 2 \frac{m_0 U_a^2}{B^2 (r_a - r_c)^2}.$$

В то же время для цилиндрического магнетрона известна связь между напряжением и полем в критическом режиме (см. (6.1.7)):

$$U_k = \frac{eB^2}{8m_0} r_a^2 \left(1 - \frac{r_c^2}{r_a^2} \right)^2 \approx (\text{при } r_a \approx r_c) \approx \frac{eB^2}{2m_0} (r_a - r_c)^2.$$

Учитывая эту связь, находим электронный КПД

$$\eta_e = 1 - \frac{W_k}{W_p} = \left[1 - \frac{2m_0 U_a^2}{eU_a B^2 (r_a - r_c)^2} \right] = 1 - \frac{U_a}{\left(\frac{B}{B_k} \right)^2}. \quad (6.1.19)$$

Это выражение устанавливает связь электронного КПД со статическим режимом работы магнетрона, определяемым анодным напряжением и индукци-

ей. В критическом режиме $U_a = U_{ak}$, $B = B_k$ КПД равен нулю, т. е., как указывалось ранее, нет самовозбуждения. Чем сильнее режим работы отличается от критических параметров, тем выше электронный КПД. В реальных магнетронах КПД достигает 50 – 70 % и выше.

Очевидно, что с увеличением индукции магнитного поля будет происходить увеличение КПД. Однако при этом необходимо пропорционально увеличивать анодное напряжение, чтобы сохранять условия синхронизма, т. е. оставаться на одной из пороговых прямых. Поэтому переносная скорость и максимальная скорость электронов около анода остаются неизменными, а потенциальная энергия возрастает. Соответственно, должен возрастать электронный КПД.

В динамическом режиме мы должны учитывать, что величины U_a и B связаны условием синхронизма. Эта связь изображается пороговыми прямыми в соответствии с уравнением (6.1.18), полученным нами выше. Подставляя эту связь непосредственно в (6.1.19), получим

$$\eta_e = \left[1 - \frac{2m_0 U_a}{eB^2(r_a - r_c)^2} \right] = \left[1 - \frac{2m_0 \omega_n (r_a^2 - r_c^2)}{eB^2(n + Nm)(r_a - r_c)^2} \right] \approx \left[1 - \frac{4r_a m_0 \omega_n}{eB^2(n + Nm)(r_a - r_c)} \right].$$

Например, для нулевой пространственной гармоники ($m = 0$) электронный КПД становится равен

$$\eta_e \approx 1 - \frac{4r_a m_0 \omega_n}{eB^2 n (r_a - r_c)}.$$

Рис. 6.1.14 иллюстрирует теоретическую зависимость электронного КПД восьмьрезонаторного магнетрона от индукции B и номера вида колебаний n .

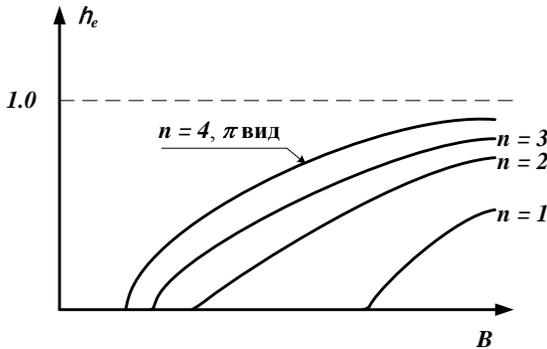


Рис. 6.1.14

При постоянной индукции наибольший КПД получается для π вида колебаний, так как с ростом n эффективность возрастает. Видно также, что с

ростом магнитной индукции КПД растет, но при этом надо помнить, что, увеличивая магнитное поле, необходимо пропорционально увеличивать и анодное напряжение для сохранения синхронизма.

Отметим, что в магнетроне может осуществляться электронная настройка частоты генерации. Меняя анодное напряжение в небольших пределах при заданной величине магнитного поля, мы нарушаем синхронизм между электронами и волной в анодном блоке. «Спицы» смещаются из максимума тормозящего высокочастотного поля, а это приводит к появлению реактивной мощности взаимодействия, т. е. к смещению частоты генерации. Надо отметить, что область электронной настройки существенно уже, чем расстояние между соседними видами колебаний в магнетроне.

Коаксиальный и обращенный магнетроны

Среди многорезонаторных магнетронов особое место занимает коаксиальный магнетрон, позволяющий повышать стабильность частоты генерации и увеличивать выходную мощность. Основная особенность его конструкции заключается в том, что многорезонаторная система связана со стабилизирующим коаксиальным резонатором (рис. 6.1.15). Этот резонатор окружает многорезонаторную анодную систему и симметрично связан с ней через продольные щели, прорезанные в задних стенках резонаторов анодного блока через один.

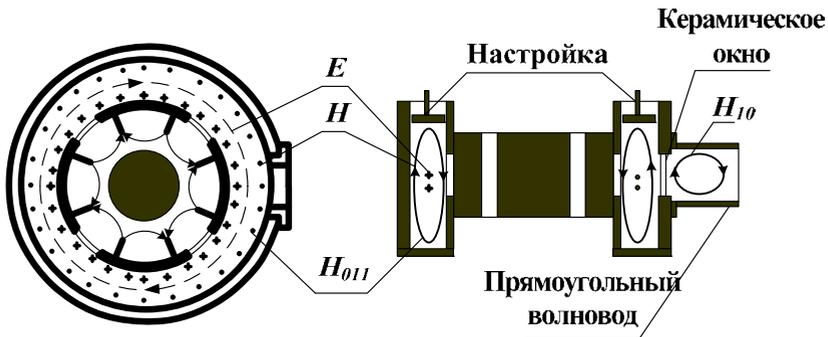


Рис. 6.1.15

Необходимо, чтобы в коаксиальном резонаторе, закрытом с обоих торцов, возбуждался азимутально-симметричный тип колебаний H_{01q} , где q – число полуволн вдоль оси резонатора. Обычно используют тип колебаний H_{011} . Коаксиальный резонатор настраивается короткозамыкающим подвижным поршнем в торце резонатора. Вывод энергии производится через прямоугольный волновод, связанный с коаксиальным резонатором индуктивной диафрагмой. При этом в волноводе возбуждается волна H_{01} . Электромаг-

нитное поле коаксиального резонатора возбуждает синфазные колебания в тех резонаторах, которые с ним связаны. При этом могут возбуждаться и поддерживаться колебания θ и π вида. Поскольку же эти виды в многорезонаторном магнетроне сильно разнесены по частоте, то путем настройки с помощью поршней нетрудно выделить только π вид. Такой способ выделения π вида колебаний аналогичен действию связей, объединяющих резонаторы с синфазными колебаниями, о которых уже говорилось ранее, и является еще одним способом разделения видов колебаний. В коаксиальном магнетроне достигается десятипроцентная перестройка частоты. В то время как связи позволяют лишь двухпроцентную перестройку.

Наличие стабилизирующего резонатора, обеспечивающего высокую степень разделения видов колебаний, позволило в шесть – восемь раз увеличить число резонаторов анодного блока. В результате возросли площади анода и катода. Это дало возможность в два – три раза повысить так называемый энергетический коэффициент $K = P_{\text{вых}} f^2$ в сравнении с классическим магнетроном.

Итак, коаксиальные магнетроны обладают большей мощностью на более высоких частотах, большей стабильностью частоты генерации и широким диапазоном перестройки частоты.

Аналогичный принцип стабилизации частоты использован и в конструкциях обращенных магнетронов (рис. 6.1.16). Такое название они получили потому, что в их конструкции использовано обратное взаимное расположение анода и катода. Причем радиус анода меньше радиуса катода. Эмитирующее покрытие нанесено на внутреннюю цилиндрическую поверхность катода, который окружает многорезонаторную систему анодного блока. Щели многорезонаторной системы смотрят наружу, к катоду.

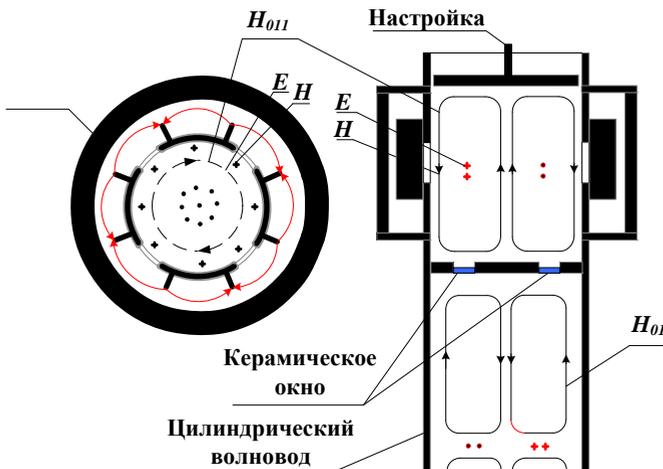


Рис. 6.1.16

Стабилизирующий резонатор цилиндрического типа находится в центре магнетрона и связан с многорезонаторной системой через щели связи, аналогичные щелям в коаксиальном магнетроне. При наличии π вида колебаний в резонаторной системе, связанной с цилиндрическим резонатором через $N/2$ щелей в нем возбуждается азимутально-симметричный вид колебаний H_{011} . Цилиндрический резонатор является полуволновым и перестраивается бесконтактным короткозамыкающим поршнем с одного из торцов. В другом торце проделаны отверстия связи с круглым волноводом, который осуществляет вывод энергии.

В волноводе возбуждается волна H_{01} . Отверстия связи закрыты диэлектриком с малыми потерями, играющими роль вакуумной развязки. Основным достоинством обращенного магнетрона является большой срок службы, определяемый эмиссионной способностью катода, а так как он имеет большую эмитирующую поверхность, то работает в более облегченном режиме, чем коаксиальный магнетрон.

Релятивистский магнетрон

Электроника СВЧ в настоящее время развивается в направлении создания релятивистских приборов, в том числе и релятивистских магнетронов. Такие приборы за счет увеличения энергии пучка позволяют существенно увеличить мощность магнетронов. Типичный пример конструкции релятивистского магнетрона изображен на рис. 6.1.17.

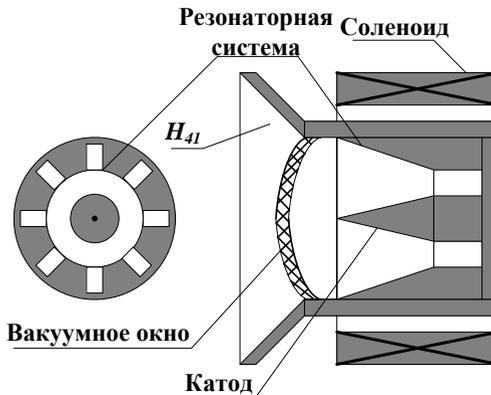


Рис. 6.1.17

Здесь используется равнорезонаторная система из восьми резонаторов щелевого типа. Рабочим является π вид колебаний. Глубина щелей резонаторной системы плавно уменьшается в осевом направлении и постепенно

переходит в круглый волновод, возбуждаемый на волне типа H_{41} от π вида колебаний в анодном блоке магнетрона. Круглый волновод переходит в излучающий рупор с керамическим вакуум-плотным окном. Такой магнетрон работал на длине волны 3.3 см и давал мощность 500 МВт в импульсе 20 нс при анодном напряжении 600 кВ, токе 10 кА и магнитном поле 0.55 Тл. КПД магнетрона составлял $\sim 15\%$. В США (Массачусетский технологический институт) в 1976 г. был создан магнетрон с мощностью 1.7 ГВт при длительности импульса 30 нс., КПД 35%, напряжении 360 кВ, токе 12 кА и магнитной индукции 0.8 Тл.

Остановимся на динамике электронов в релятивистском магнетроне. Пусть V_c – дрейфовая скорость центра вращения электронов, тогда в системе координат этого центра электроны вращаются с угловой частотой

$$\Omega_c = \frac{eB}{\gamma m_0}$$

и радиусом

$$R = \frac{V_c}{\Omega_c}.$$

Если фазовая скорость волны близка к V_c , то взаимодействие не возмущает циклотронное вращение, т. е. $R = const$. Поэтому электроны попадают на анод с кинетической энергией, равной потенциальной, которую они имели при прохождении разности потенциалов анод – вершина первой петли своего вращения:

$$W_k = 2eE_0R.$$

E_0 – напряженность поля в зазоре анод – катод (рис. 6.1.18), d – зазор между анодом и катодом.

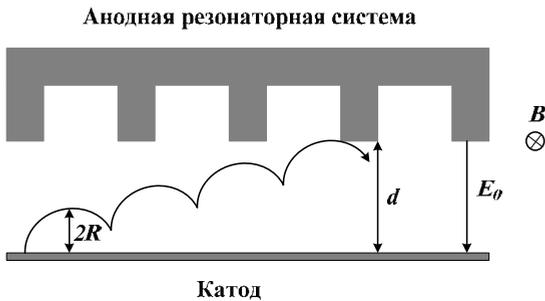


Рис. 6.1.18

Остальная часть от полной потенциальной энергии

$$W_p = eE_0d$$

преобразуется в ВЧ энергию. Таким образом, КПД можно представить в виде

$$\eta_e = 1 - \frac{2eE_0R}{eEd} = 1 - \frac{2R}{d}.$$

Поскольку мы не использовали в рассуждениях какие-либо ограничения на скорость и рабочее напряжение, то можно предположить, что в релятивизме магнетрон может генерировать высокие мощности с таким же высоким КПД, как и в нерелятивизме.

Основной причиной относительно низкого КПД релятивистских магнетронов является несоблюдение условий синхронизма. В магнетронах увеличено анодное напряжение без соответствующего увеличения магнитной индукции. Причем для выполнения синхронизма необходимо увеличить магнитное поле примерно на порядок. Предполагается, что эта задача будет решена с использованием современных технологий сверхпроводящих магнитов.

6.2. Лампы бегущей и обратной волны типа М (ЛБВМ, ЛОВМ)

Принцип действия ЛБВМ

Конструктивно ЛБВМ почти не отличается от ЛБВО. Она состоит из электронной пушки, гребенчатой замедляющей системы с подошвой и коллектором. Как и в ЛБВО, электронная пушка инжектирует ленточный электронный поток, который пропускается вдоль замедляющей системы без оседания на ее поверхность в статическом режиме и достигает коллектора. Отличие состоит в том, что электронный поток движется в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях. Причем подошва является отрицательным электродом по отношению к ламелям замедляющей системы. Постоянное электрическое поле направлено от ламелей к подошве, а магнитное перпендикулярно площади чертежа на рис. 6.2.1. В скрещенных полях электроны движутся по трохоидальной траектории, образованной точками катящегося круга. В общем случае трохоидальная траектория нежелательна: электронный поток должен двигаться вдоль прямой линии, как в ЛБВО. Так как прямолинейная траектория является частным случаем трохоиды (она соответствует траектории центра круга, катящегося по подошве замедляющей системы), выясним, какие должны быть начальные условия у электронов для такого движения.

На рис. 6.2.1 изображена схема прибора. Электронная пушка экранирована от магнитного поля. Будем считать, что энергия, сообщаемая электронам

источником U_0 , не высока и можно пользоваться нерелятивистскими формулами.

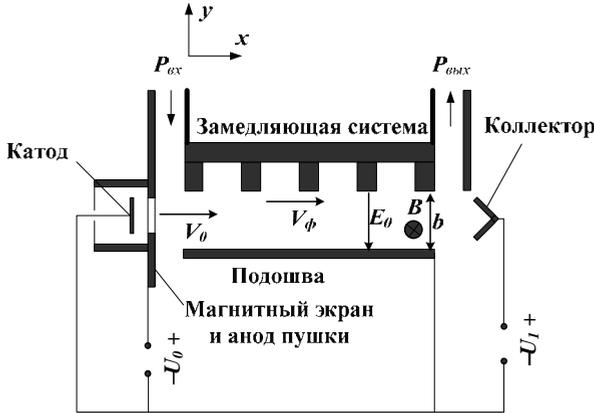


Рис. 6.2.1

Уравнения движения электронов в отсутствие пространственного заряда и ВЧ поля в скрещенных полях $E_0 = U_1/b$ и B выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= \Omega_c \dot{y}, \\ \ddot{y} &= \frac{eE_0}{m_0} - \Omega_c \dot{x}, \\ \Omega_c &= \frac{eB}{m_0}.\end{aligned}$$

Решение этих уравнений имеет вид

$$\begin{aligned}x &= x_0 + V_{0x}t + \frac{V_{0y}}{\Omega_c} (1 - \cos \Omega_c t) - \frac{E_0 - V_{0x}}{\Omega_c} \sin \Omega_c t, \\ y &= y_0 + V_{0y}t - \frac{V_{0x}}{\Omega_c} \sin \Omega_c t + \frac{E_0 - V_{0x}}{\Omega_c} (1 - \cos \Omega_c t),\end{aligned}$$

где x_0 , y_0 , V_{x0} , V_{y0} – начальные координаты и скорости.

Если совместить начало координат с началом области взаимодействия, то для получения прямолинейной траектории электронов необходимо, чтобы начальные скорости по осям x и y были равны соответственно:

$$V_{0x} = \frac{E_0}{B} = \frac{U_1}{Bb} = \sqrt{\frac{2eU_0}{m_0}}, \quad V_{0y} = 0. \quad (6.2.1)$$

Координата же влета y_0 находится из соотношения для радиуса циклотронного вращения электронов:

$$y_0 = \frac{V_{0x}}{\Omega_c} = \frac{m_0 U_1}{ebB^2} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m_0 U_0}{e}}. \quad (6.2.2)$$

При таких параметрах влета электроны будут двигаться по прямолинейной траектории в постоянных скрещенных полях.

Если теперь рассмотреть влияние ВЧ электрического поля (рис. 6.2.2), то можно заметить, что центром электронного сгустка является электрон, относительно которого направление ВЧ поперечного электрического поля изменяется от подошвы к замедляющей системе. Этот электрон, находящийся в нулевом поперечном ВЧ поле, оказывается в максимуме тормозящего продольного электрического ВЧ поля (в ЛБВО группировка происходит вокруг электрона, находящегося в нулевом продольном поле, в результате чего взаимодействие там не оптимально). Процесс образования сгустков точно такой же, как в магнетронах.

При синхронизме электронов и волны поперечное электрическое ВЧ поле складывается или вычитается с постоянным электрическим полем, существующим между ЗС и отрицательным электродом. В результате электроны начинают двигаться быстрее или медленнее волны и образуют сгустки в областях максимального тормозящего продольного ВЧ электрического поля.

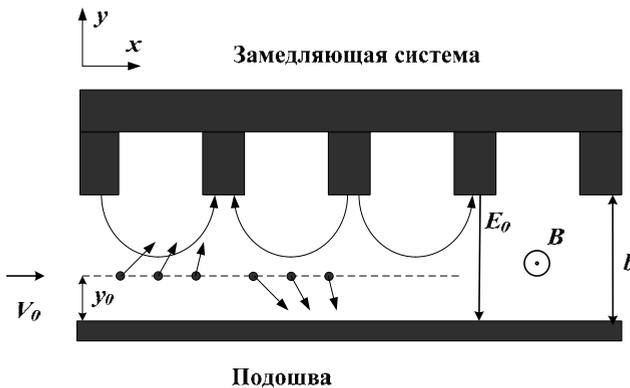


Рис. 6.2.2

Кроме того, сгруппированные электроны сдвигаются к замедляющей системе, передавая свою потенциальную энергию высокочастотному полю. Это ослабляет действие пространственного заряда и делает взаимодействие более эффективным, так как тормозящее электрическое ВЧ поле возрастает при приближении к замедляющей системе. Электроны же, находящиеся в ускоряющем поле, движутся к «подошве» и быстро выпадают из процесса взаи-

модействия. Формирование сгустков в отличие от приборов О типа не сопровождается увеличением плотности пространственного заряда, а происходит в основном за счет перераспределения его в пространстве взаимодействия (язычки вытянуты вверх). Следовательно, в сравнении с усилителями О типа механизм работы усилителя М типа обладает двумя существенными особенностями.

1) Наиболее благоприятное взаимодействие электронов с волной в режиме малых амплитуд происходит при точном равенстве средней скорости электронов и фазовой скорости волны. Напротив, для передачи энергии от электронов волне в ЛБВО требуется, чтобы электроны двигались немного быстрее волны.

2) В ЛБВО электроны передают только избыточную кинетическую энергию, соответствующую разности скоростей электронов и волны. КПД ограничен допустимой разностью этих скоростей. Энергия, передаваемая полю, черпается от источника ускоряющего напряжения. Наоборот, в лампах М типа кинетическая энергия электронов, приобретенная от источника ускоряющего напряжения U_0 , не меняется. В ВЧ энергия преобразуется лишь потенциальная энергия от источника постоянного напряжения U_1 (рис. 6.2.1).

Напомним, что в приборах М типа потери кинетической энергии электронов, находящихся в тормозящем электрическом ВЧ поле, непрерывно восстанавливаются за счет ускорения электронов в скрещенных полях. Поэтому средняя скорость электронов вдоль пространства взаимодействия и их усредненная кинетическая энергия остаются постоянными при смещении электронов к замедляющей системе, играющей роль анода. «Неблагоприятные» электроны, находящиеся в ускоряющей фазе продольного электрического ВЧ поля, отклоняются к отрицательному электроду, где продольное электрическое поле уменьшается до нуля на поверхности подошвы, поэтому вредное влияние их на КПД невелико. В конце замедляющей системы электронные сгустки, поднимаясь к ее поверхности, оседают на ней или попадают в коллектор.

Электронная пушка должна быть экранирована от поперечного магнитного поля или установлена так, чтобы электроны вводились в пространство взаимодействия на вершине циклоиды. Рисунок 6.2.3 иллюстрирует схему так называемой «короткой электронно-оптической системы».

Напряженность поля на катоде очевидно должна быть в два раза меньше, чем в области замедляющей системы. Управляющий электрод в общем случае может питаться от отдельного источника напряжения. Такие системы особенно удобно использовать в цилиндрических конструкциях ЛБВМ (рис. 6.2.4), которые оказываются компактнее линейных. Цилиндрическая конструкция ЛБВМ – фактически свернутая в незамкнутое кольцо линейная ЛБВМ.

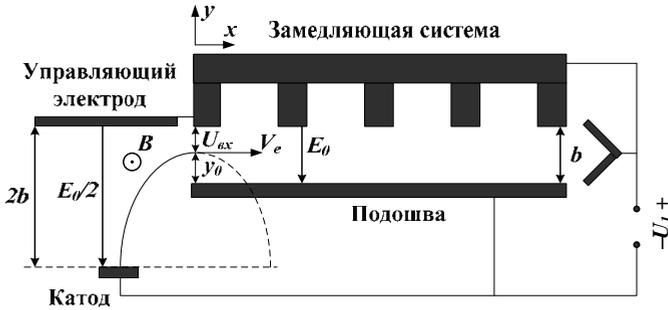


Рис. 6.2.3

Конструкции ЛОВМ отличаются от ЛБВМ тем, что в них используется взаимодействие с обратной пространственной гармоникой, соответственно, вход и выход меняются местами.

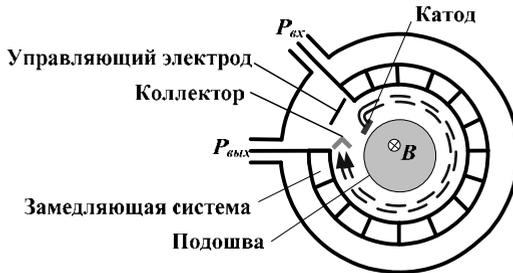


Рис. 6.2.4

Характеристики ЛБВМ и ЛОВМ

Одним из основных параметров электронных приборов является КПД. Рассмотрим, от чего он зависит применительно к ЛОВМ и ЛБВМ. Общепринятое энергетическое определение электронного КПД выглядит как

$$\eta_e = \frac{W_e}{W_0}.$$

W_e – энергия, передаваемая электроном ВЧ полю, $W_0 = eU_1 = eE_0b$ – энергия, сообщаемая электрону постоянным электрическим полем.

Вернемся к рис. 6.2.3, схематично изображающему простейшую ЛБВМ с короткой электронно-оптической системой, y_0 , V_e , U_{ax} – координата, скорость и потенциал в точке влета в пространство взаимодействия. Как отмечалось выше, кинетическая энергия в среднем не изменяется. Электрон теряет лишь потенциальную энергию. Если частица достигла анода, то ее потенци-

альная энергия стала равна нулю. Поэтому можно для нерелятивистских скоростей записать:

$$W_e = W_{ex} - W_{вых}, \quad W_{ex} = \frac{m_0 V_e^2}{2} + eU_{ex}, \quad W_{вых} = \frac{m_0 V_e^2}{2}, \quad W_e = eE_0(b - y_0).$$

Следовательно,

$$\eta_e = \frac{W_e}{W_0} = \frac{eE_0(b - y_0)}{eE_0 b} = 1 - \frac{y_0}{b}.$$

Таким образом, чем ближе к поверхности отрицательного электрода инжектируется электронный поток, тем выше КПД ЛБВМ. Но согласно формуле (6.2.2)

$$y_0 = \frac{m_0 U_1}{ebB^2}.$$

Следовательно, уменьшить y_0 можно, увеличивая магнитное поле. Однако, рост магнитного поля при условии сохранения синхронизма взаимодействия электронов с ВЧ полем должен сопровождаться увеличением анодного напряжения U_1 . Увеличение же КПД за счет удаления точки влета электронов от замедляющей системы должно приводить к уменьшению коэффициента усиления ЛБВМ. Это связано с тем, что продольная компонента ВЧ электрического поля экспоненциально падает при удалении от поверхности замедляющей системы. Управление электронным потоком с помощью входного сигнала на фоне внутренних шумов становится затрудненным, пороговый входной сигнал возрастает. В результате противоречивое требование получения высокого КПД и коэффициента усиления решается компромиссным путем, чаще всего за счет снижения эффективности в рабочем режиме.

Усилители М типа с катодом в пространстве взаимодействия

В ЛБВМ и ЛОВМ, рассмотренных выше, электронный поток инжектируется в пространство между замедляющей системой и неэмитирующим отрицательным электродом («подошвой», или так называемым холодным катодом). Существует другой класс приборов, отличающихся тем, что катод расположен непосредственно в пространстве взаимодействия и совмещен с отрицательным электродом, как в обычных магнетронных генераторах. Типичными представителями таких приборов являются платинотроны, являющиеся разновидностью ЛОВМ или ЛБВМ с эмитирующим отрицательным электродом, т. е. с распределенной эмиссией во всем пространстве взаимодействия. В отличие от классического магнетрона в таких приборах резонаторная система является разомкнутой и превращенной в замедляющую систему, между входом и выходом которой распространяются прямые или обратные волны. Электронный поток в таких приборах может быть замкнутым или разомкну-

тым в зависимости от конструкции. В приборах с замкнутым потоком в цилиндрическом пространстве взаимодействия непрерывно вращаются электронные спицы. В этих приборах замедляющая система может быть разомкнута (платинотроны: амплитрон, ультрон) или замкнута (магнетрон). Электронный поток может быть разомкнут полностью или частично.

Приборы с полностью разомкнутым электронным потоком обычно имеют линейную или квазилинейную конструкцию. Усилители прямой волны такого типа получили название «демаатрон».

Приборы с частично разомкнутым электронным потоком имеют цилиндрическую конструкцию, где катод окружен замкнутой электронной втулкой, однако пространство взаимодействия здесь разомкнуто. Между входом и выходом расположено пространство дрейфа, где электронные спицы расформируются вследствие отсутствия ВЧ поля. Здесь нет многократного взаимодействия спиц с полем замедляющей системы. Амплитроны – усилители обратной волны, а ультроны (демаатроны) – усилители прямой волны. Различие этих приборов в том, что в амплитроне сигнал распространяется по замедляющей системе в направлении, обратном направлению вращения электронных спиц. В ультроне же эти направления совпадают. Следует отметить, что ультроны не получили широкого распространения, так как работают менее устойчиво чем амплитроны. Это связано с тем, что ультроны легко самовозбуждаются, так как на участке разрыва замедляющей системы спица переходит с выхода на вход усилителя, обеспечивая сильную обратную связь по электронному потоку. Не останавливаясь подробно на всех перечисленных приборах, рассмотрим лишь наиболее известный и распространенный платинотрон – амплитрон.

Амплитрон

Амплитрон является наиболее распространенным платинотронным усилителем на обратной волне. Его цилиндрический анодный блок сходен с резонаторным анодным блоком магнетрона. Принципиальное отличие от магнетрона заключается в том, что резонансная система заменяется нерезонансной замедляющей системой. Такое изменение получается путем разрыва связей и образования из них двухпроводной линии, по которой распространяется ТЕМ волна и к которой подключены ячейки замедляющей системы. С целью устранения самовозбуждения на π виде колебаний, типичном для магнетронных генераторов, амплитрон имеет обычно нечетное число ячеек. Остановимся несколько подробнее на амплитроне, схематично изображенном на рис. 6.2.5 а).

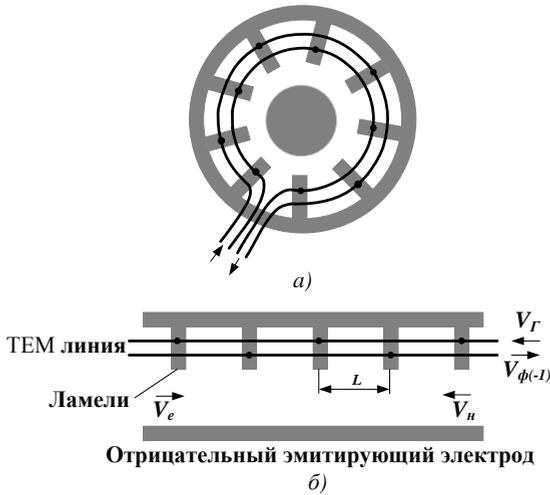


Рис. 6.2.5

Рассмотрим участок замедляющей системы, изображенный на рис. 6.2.5 б) в виде прямолинейной линии. Соседние ламели присоединены через одну к связкам, являющимся двухпроводной линией, по которой распространяется ТЕМ волна. Скорости электронов и потока энергии противоположны по направлению. Пусть θ – сдвиг фазы ТЕМ волны по связкам на одну ячейку. С учетом же перекрестного подсоединения ламелей сдвиг фазы колебаний в соседних ячейках будет равен $\theta + \pi$. Тогда для наблюдателя,двигающегося в сторону распространения энергии со скоростью V_n (противоположно скорости электронов), условие постоянства фазы поля при переходе от одной ячейки к другой равно

$$\frac{\omega L}{V_n} = \theta + \pi + 2q\pi, \quad q = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

Синхронная скорость наблюдателя, которую можно рассматривать как фазовую скорость соответствующей пространственной гармоники, равна

$$V_n = V_{\phi(q)} = \frac{\omega L}{\theta + \pi + 2q\pi}.$$

Наибольшую по величине фазовую скорость имеет первая обратная пространственная гармоника $q = -1$, являющаяся поэтому основной волной рассматриваемой системы

$$V_{\phi(-1)} = \frac{\omega L}{\theta - \pi}.$$

Поскольку поле основной волны во всякой замедляющей системе имеет наибольшую амплитуду и наименьшую скорость спада в поперечном направлении, эта волна и используется для взаимодействия с электронным потоком в платиотронных усилителях.

Типичная форма дисперсионной зависимости на волне с $q = -1$ может быть представлена в виде функции $\varphi = \pi - \theta = f(\omega)$ или $\theta = \pi - f(\omega)$. Эта зависимость представлена на рис. 6.2.6. Величине $\theta = \theta$ ($\varphi = \pi$) соответствует π вид колебаний в обычных магнетронных генераторах. Из рисунка видно, что замедляющая система обладает аномальной дисперсией.

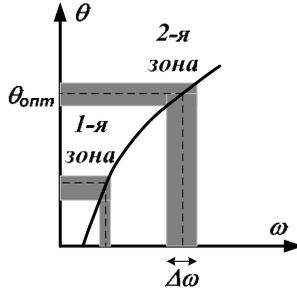


Рис. 6.2.6

В самом деле, при повышении частоты происходит уменьшение угла φ по пространству взаимодействия, равного $\pi - \theta$, и повышение фазовой скорости волны, связанной с фазовым сдвигом φ соотношением

$$V_{\varphi} = \frac{\omega L}{\varphi}.$$

Причем в нашем случае

$$V_{\varphi} = V_{\varphi(-1)} = -\frac{\omega L}{\pi - \theta}. \quad (6.2.3)$$

Отрицательный знак указывает на то, что дисперсия является отрицательной (аномальной). Для получения синхронизма наблюдатель (электронный поток) должен двигаться в направлении, противоположном движению энергии по системе, т. е. слева направо.

Заметим, что это не играет никакой роли в магнетронных генераторах. Хотя там тоже используется резонансная система со связками, возбуждаемая на той же основной волне π вида. Основной волне замедляющей системы со связками, являющейся обратной волной и обозначаемой здесь индексом $q = -1$, в случае магнетрона формально приписан индекс $q = 0$. Соответственно произведен сдвиг нумерации остальных гармоник. Дело в том, что колебательная система магнетрона замкнута по азимуту. Поэтому в кольце-

вой магнетронной резонаторной системе имеются две волны с одинаковыми фазовыми скоростями, бегущие в противоположных направлениях. Условия синхронизма электронов с полем и самовозбуждения магнетрона обеспечиваются при любом направлении движения электронного потока, т. е. при любых направлениях осевой индукции магнитного поля.

Напротив, в платинотроне при согласовании ввода и вывода энергии существует только одно (встречное по отношению к потоку энергии) направление движения электронов, при котором имеется синхронизм, необходимый для усиления сигнала. Изменение направления магнитного поля на противоположное приводит к полному исчезновению усиления.

Кроме того, в платинотроне благодаря разрыву системы и согласованию входа и выхода, казалось бы, возможно любое значение угла φ , определяемого дисперсионной зависимостью. Однако замкнутый характер электронного потока приводит к появлению выделенных (преимущественных) значений угла φ , т. е. к ограничению полосы усиливаемых частот. В платинотроне между выходом и входом, где расположен разрыв связей, обычно имеется одна холостая ячейка, имеющая такие же геометрические размеры, как и остальные рабочие резонаторы. Электронные спицы, двигающиеся навстречу потоку энергии, не взаимодействуют с ней и беспрепятственно проходят с входа на выход усилителя. Как уже говорилось ранее, центры спиц в первом приближении находятся в областях максимального тормозящего продольного ВЧ электрического поля. Поэтому для оптимальной отдачи энергии СВЧ полю необходимо, чтобы электронный сгусток после полного оборота снова попадал в ту же фазу СВЧ поля (т. е. тормозился, а не ускорялся).

Время t полного оборота спицы вокруг катода должно составлять целое число периодов СВЧ колебаний с небольшим отставанием или опережением $\pm \Delta t$, т. е.

$$t = \frac{2\pi n}{\omega}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Вместе с тем, полное время оборота волны по всему контуру $l = NL$ (N – полное число ячеек, включая «холостую», L – период структуры) равно

$$t = \frac{l}{V_{\phi(-l)}},$$

тогда, учитывая (6.2.3), получим

$$t = \frac{2\pi n}{\omega} = \frac{N}{\omega}(\pi - \theta) \Rightarrow \theta = \pi \left(1 - \frac{2n}{N} \right). \quad (6.2.4)$$

Очевидно, что Δt не должно превышать четверть периода, чтобы спицы не попадали в ускоряющую фазу ВЧ поля.

Таким образом, существуют дискретные значения θ_{opt} , соответствующие наиболее эффективному взаимодействию электронов с полем и удовлетво-

ряющие максимуму коэффициента усиления амплитрона (платинотрона). Оптимальным значениям соответствуют оптимальные частоты ω , вблизи которых расположены зоны усиления, заштрихованные на рис. 6.2.6 дисперсионной кривой. Например, в случае $N = 9$ амплитрон имеет четыре зоны усиления ($n = 1, 2, 3, 4$). Первой зоной принято называть зону, соответствующую максимально возможному n , которое в случае нечетного числа ячеек равно $(N - 1)/2$. При работе в первой зоне анодное напряжение имеет наименьшую величину, так как скорость вращения спиц в этом режиме должна быть наименьшей.

В заключение этого раздела можно добавить, что коэффициент усиления платинотронов обычно не превышает 15 дБ, а к.п.д. приборов этого типа довольно высок и может достигать 70–80%. Мощность же приборов сравнима с мощностями, типичными для магнетронных генераторов.

7. Приборы с циклотронным резонансом и приборы с незамедленными электромагнитными волнами

Электроны, находящиеся в постоянном магнитном поле, могут осциллировать с круговой частотой, равной циклотронной частоте Ω_c . Эта частота в общем случае равна

$$\Omega_c = \frac{eB}{\gamma m_0}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{V}{c}\right)^2}}, \quad (7.1)$$

B – магнитная индукция, V – составляющая скорости частиц, перпендикулярная вектору B . Соответственно, диаметр окружности или высота циклоиды, по которой движется электрон, будет равна

$$2R_c = \frac{2V}{\Omega_c} = \frac{2\gamma m_0 V}{eB} = \beta\gamma \frac{2m_0 c}{eB} = \beta\gamma D, \quad \beta = \frac{V}{c}, \quad D = \frac{2m_0 c}{eB} = const. \quad (7.2)$$

Нетрудно заметить, что при возрастании скорости частиц увеличиваются β и γ . Соответственно, будет возрастать и высота циклоиды.

Не вдаваясь в подробное рассмотрение механизмов взаимодействия, качественно рассмотрим возможные варианты использования циклотронных колебаний для генерации и усиления СВЧ сигналов. Такой подход можно встретить во множестве литературных источников.

7.1. Колебания типа циклотронной частоты в магнетронных генераторах

В разделе магнетроны упоминалось о таком режиме, который характеризуется приблизительным равенством частоты генерируемых колебаний и циклотронной частоты. Рассмотрим для простоты плоский диод со сплошным анодом, находящийся в постоянном магнитном поле, близком к критическому полю для статической работы магнетрона, т. е. когда вершины циклоидальных траекторий электронов проходят в непосредственной близости от анода. Пусть к аноду и катоду подключена колебательная система (рис. 6.1.3). Тогда, настраивая ее на частоту наведенного тока, которая, очевидно, близка к частоте циклотронных колебаний, можно получить генерацию.

Однако для объяснения самовозбуждения недостаточно учитывать периодичность движения электронов. Необходимо, чтобы существовал механизм

сортировки (группировки), приводящий к преимущественной отдаче энергии электронами СВЧ полю.

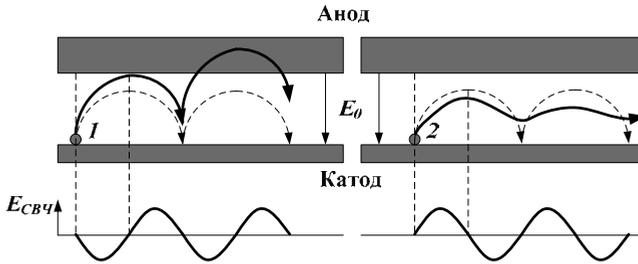


Рис. 7.1.1

Предположим, что СВЧ поле уже возбуждено. Проследим за электронами, начавшими свое движение с катода в различных фазах СВЧ поля (рис. 7.1.1). При этом надо учитывать, что при гладком аноде имеется только поперечная составляющая СВЧ электрического поля, которая складывается или вычитается с поперечным постоянным электрическим полем.

Электрон **1**, начавший движение в ускоряющем ВЧ поле, увеличивает свою вращательную энергию, т. е. возрастают β и γ . Следовательно, он начинает двигаться по развертывающейся циклоиде. Этот электрон движется в поле E_0 , к которому добавляется высокочастотное поле. Суммарное поле превосходит критическое, которое может быть найдено из (6.1.7). В результате электрон либо попадет через половину периода на анод, либо, снова ускоряясь ВЧ полем, ударяется о катод и выбывает из рассмотрения. Так или иначе, эти электроны выбывают из взаимодействия не позднее чем через период колебаний.

Электрон **2**, начавший свое движение в тормозящем поперечном СВЧ поле, остается в тормозящем поле и на последующих участках траектории, так как через половину периода каждое изменение СВЧ поля сопровождается изменением направления поперечного движения электрона. В этом случае ВЧ поле вычитается из постоянного поля E_0 , т. е. суммарная напряженность электрического поля ниже критической величины. Этот электрон непрерывно теряет вращательную энергию и не может достичь анода или катода. В результате электроны совершают многократные колебания, оставаясь в благоприятной фазе СВЧ поля. Рассмотренный механизм приводит к упорядоченному движению электронов (группировке), что и создает предпосылки к возникновению генерации.

Широкого применения генераторы на циклотронном резонансе не нашли в основном из-за низкой эффективности. С описанным явлением больше приходится считаться, как с нежелательным в различных устройствах М типа, приводящим при $\Omega_c \approx \omega$ к ухудшению взаимодействия электронов с полем бегущей волны.

7.2. Мазер на циклотронном резонансе

Развитие электроники СВЧ позволило вернуться к проблеме генераторов и усилителей с циклотронным резонансом. Возникла идея отказаться от сложных замедляющих систем, использовать обычные линии передачи типа волноводов с большими размерами (сверхразмерный) поперечного сечения и обеспечить взаимодействие электронов с незамедленными быстрыми волнами. С этой целью следует применять спиральный электронный поток. Такие приборы получили название гиротронов. Первые работы по гиротронам были выполнены в конце 60-х годов под руководством академика А. В. Гапонова-Грехова. А прибор был назван мазером на циклотронном резонансе (МЦР).

Для объяснения работы МЦР-генератора, обычно рассматривают простую модель, изображенную на рис. 7.2.1. Эта модель иллюстрирует взаимодействие непрерывного спирального электронного потока с полем волны H_{10} в прямоугольном волноводе.

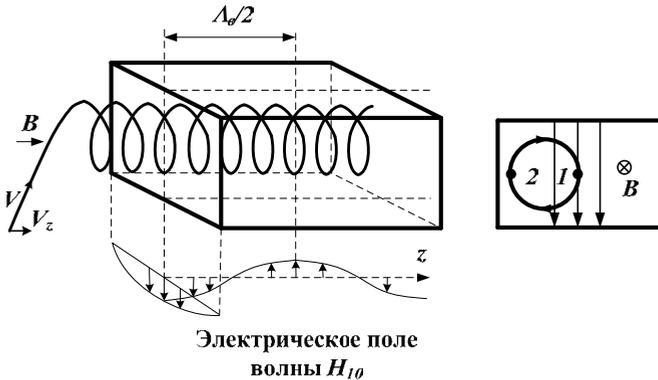


Рис. 7.2.1

Создать спиральный пучок можно, если впускать его под углом к постоянно-му магнитному полю, направленному вдоль волновода. Будем полагать, что ось спирали смещена от центра волновода, также будем пренебрегать влиянием ВЧ магнитного поля на циклотронное вращение. Электрон I находится в максимуме напряженности тормозящего ВЧ электрического поля и через полпериода циклотронного вращения он попадет в точку 2 – возле стенки волновода, где электрическое поле практически отсутствует. Еще через полпериода он вернется в точку 1 , сдвинутую по оси z на расстояние L_e . Условие попадания этого электрона снова в тормозящее ВЧ поле с учетом того, что волна также продвинется на некое расстояние L_V , будет

$$L_V \mp L_e = \frac{2\pi V_\phi}{\Omega_c} \mp \frac{2\pi V_z}{\Omega_c} = n\Lambda_g, \quad \Lambda_g = \frac{2\pi V_\phi}{\omega}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (7.2.1)$$

Здесь Λ_g – длина волны в волноводе. Знак « \mp » означает взаимодействие со встречной или попутной по отношению к движению электронов волной. Из соотношения (7.2.1) вытекает, что

$$\omega = \frac{n\Omega_c}{1 \mp \frac{V_z}{V_\phi}}. \quad (7.2.2)$$

Верхний знак в знаменателе относится к попутной волне, нижний – к встречной, а так как обычно $V_z \ll V_\phi$, то приближенно можно считать, $\omega \approx n\Omega_c$, n есть целое число, определяющее номер взаимодействующей гармоники. Заметим, что наиболее эффективное взаимодействие будет при $n=1$, т. е. на фундаментальной частоте. С увеличением номера гармоники число актов взаимодействия уменьшается.

Таким образом, в гиротроне важен не фазовый синхронизм, а частотный. Фазовая скорость волны может достигать очень больших значений (например, при приближении к критической длине волны), но важно, чтобы колебания электронов соответствовали электромагнитным колебаниям, т. е. чтобы $\omega \approx \Omega_c$. Это соотношение соответствует фазовому условию самовозбуждения гиротрона.

Однако когда инжектируется не одиночный электрон, а непрерывный поток, то электроны попадают в различные фазы ВЧ поля и общий эффект энергообмена оказывается нулевым. Необходима группировка электронов с такой периодичностью, чтобы они все взаимодействовали с тормозящими фазами бегущей волны.

Рассмотрим качественно группировку электронов в гиротроне. Заметим, что не обязательно вводить спиральный поток таким образом, чтобы интенсивность электрического поля была различной в точках 1 и 2. Пусть непрерывный электронный поток вводится в область с однородным поперечным ВЧ электрическим полем, т. е., например, ось спирали совпадает с осью волновода (прямоугольный с волной H_{10} или круглый с волной H_{01}) (рис. 7.2.2).

Траектории электронов в обоих случаях параллельны электрическим силовым линиям через каждые пол-оборота потока, т. е. через полпериода циклотронного вращения. Механизм образования электронных сгустков связан с релятивистскими эффектами. Как уже отмечалось выше, при скоростях, сравнимых со скоростями света, циклотронная частота определяется формулой (7.1), а радиус вращения – (7.2). Нетрудно заметить, что при изменении скорости электронов меняется как циклотронная частота вращения, так и, соответственно, радиус орбиты. При увеличении скорости электрона циклотронная частота уменьшается, а радиус орбиты возрастает.

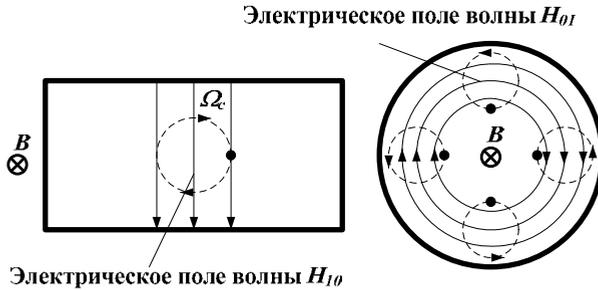


Рис. 7.2.2

Релятивистскую поправку обычно учитывают при энергиях более 100 кэВ. В гиротронах же эту поправку следует учитывать и при меньших энергиях, так как электроны совершают много оборотов и малое изменение циклотронной частоты может заметно сказаться на их взаимодействии (так называемая рассинхронизация).

Рассмотрим восемь электронов, последовательно влетающих в ВЧ поле волновода. Частицы равномерно расположены на спиральной траектории в пределах одного циклотронного периода. Можно считать, что все электроны находятся в поле с одной и той же напряженностью (рис. 7.2.3). Это допустимо потому, что шаг спирали много меньше длины волны в волноводе, особенно при близости ее к критической длине волны.

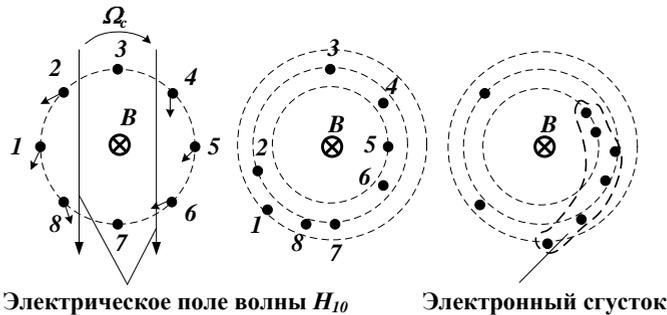


Рис. 7.2.3

Под действием СВЧ поля происходит модуляция угловой скорости частиц

$$\Omega_c = \Omega_c \pm \Delta\Omega_c.$$

Пусть под действием магнитного поля электроны вращаются по часовой стрелке. При этом электроны 8, 1, 2 ускоряются ВЧ полем, а электроны 4, 5, 6 тормозятся. Электроны 3 и 7 не модулируются, так как направление их скоростей перпендикулярно направлению ВЧ электрического поля, и через чет-

верть периода они попадут в нулевое электрическое поле, т. е. они продолжают вращение с угловой скоростью Ω_c , оставаясь на прежней орбите.

Ускоренные электроны **8**, **1** и **2** постепенно переходят на орбиты большего радиуса, их частота вращения уменьшается, и они отстают от электрона **3**, приближаясь к **7**-му. Наибольшую энергию получает электрон **1** (наибольший радиус орбиты), электроны **8** и **2** ускоряются меньше и занимают промежуточные орбиты. На рис. 7.2.3 стрелками показано направление перемещения каждого из рассматриваемых электронов.

Замедленные электроны **4**, **5** и **6** переходят на орбиты меньшего радиуса, их циклотронная частота увеличивается, и они догоняют электрон **7**. Электрон **5** попадает на внутреннюю орбиту и максимально смещается от начального положения. Электроны **4** и **6** переходят на промежуточные орбиты.

Таким образом, ускоренные и замедленные электроны группируются вокруг электрона **7**, образуя сгусток. Только электрон **3** не участвует в группировке и оказывается сдвинутым от центра электронного сгустка на полпериода.

Аналогичным образом происходит группировка и в случаях прямоугольного волновода со сдвинутым относительно его оси спиральным пучком, и в круглом волноводе с волной H_{01} .

К преимуществам гиротронов можно отнести возможность использования в них отрезков волноводов вместо периодических замедляющих систем, причем волноводы не обязательно согласовывать на входе и выходе. Большим недостатком гиротронов является то, что они работают в сильных магнитных полях. Кроме того, спектр генерируемых частот далек от идеального. Гиротроны нашли широкое применение в различных установках, предназначенных для исследований в области физики плазмы.

7.3. Лазеры на свободных электронах

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) – это приборы, преобразующие энергию ультрарелятивистских электронов в энергию электромагнитного излучения. Причем взаимодействие электронов происходит с незамедленной электромагнитной волной в вакууме. ЛСЭ могут генерировать излучение в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Реализуется этот механизм взаимодействия на современных электронных ускорительно-накопительных комплексах или на специальных установках.

Для того чтобы электроны с релятивистскими энергиями резонансно взаимодействовали с незамедленной электромагнитной волной, их траектории на участках прямолинейного движения периодически искривляют, т. е. делают в виде спиральных или волнистых. Магнитные системы, создающие

такое возмущение траекторий, называют ондуляторами или вигглерами. Например, в плоском вигглере магнитная система состоит из двух линеек. Каждая линейка набрана из разнополярных магнитов. Располагая линейки напротив друг друга, создают магнитное поле, периодически меняющее свое направление. При движении электрона в таком поле его траектория выглядит как волнистая линия с периодом, равным периоду изменения магнитного поля. Название «вигглер» происходит от английского глагола wiggle – покачивать. Ондулятором называют вигглер с большим числом периодов (обычно более десяти).

Принцип работы ЛСЭ можно пояснить следующим образом. Пусть непрерывный электронный поток и электромагнитная волна входят в ондулятор, как показано на рис. 7.3.1.

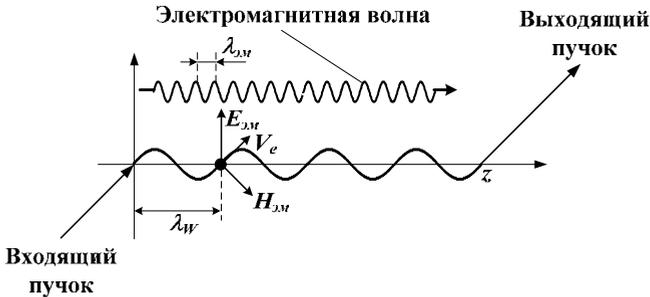


Рис. 7.3.1

Если энергия электрона и длина электромагнитной волны таковы, что при прохождении одного периода траектории $\lambda_{в}$ частица отстает от электромагнитной волны на длину волны $\lambda_{эм}$, то половина электронов пучка будет тормозиться, в то время как другая половина, вошедшая в ондулятор на полпериода волны позже, будет ускоряться. Тормозиться будут те электроны, у которых проекция их скорости совпадает с направлением электрического поля электромагнитной волны (рис. 7.3.1). В итоге средняя энергия электронов пучка не изменяется, но происходит модуляция энергии электронов, а значит, и их скоростей. Пучок разбивается на слои, толщиной в половину длины электромагнитной волны, с чередующимся отклонением энергии от начальной величины. Частицы в слое с большей энергией летят быстрее и догоняют медленные слои. Далее процесс повторяется, т. е. один полуволновой слой замедляется, а другой слой – ускоряется. Но теперь замедляются (отдают энергию) слои с большей плотностью электронов, а ускоряются слои с меньшей плотностью. В результате средняя энергия электронов пучка уменьшается, а мощность электромагнитной волны растет. Приведенные рассуждения для волнистой траектории электронов справедливы также и для спиральной траектории.

Если, как и в обычных лазерах, на оси ондулятора по обе его стороны поставить зеркала (организовать резонатор), то электромагнитная волна, отражаясь от зеркал, будет многократно проходить ондулятор и каждый раз усиливаться. Разумеется, коэффициент усиления должен покрывать потери в резонаторе (на зеркалах, на рассеяние и т.д.). Выходная мощность ЛСЭ может достигать десятков киловатт.

В ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН работы по ЛСЭ ведутся с 1976 года. Решающий вклад в эти разработки был сделан академиками А. Н. Скринским, Г. Н. Кулипановым и доктором физико-математических наук Н. А. Винокуровым. В 1979 году были проведены эксперименты с модификацией ЛСЭ – оптическим клистроном. В настоящее время во всем мире ЛСЭ на электронных накопителях выполнены по схеме оптического клистроны.

Более подробно с материалом по этой теме можно ознакомиться в публикации Н. А. Винокурова на сайте <http://www/students/accel/>.

8. Приборы с модуляцией электронного пучка путем круговой развертки

Как известно, в большинстве мощных приборов используется либо модуляция плотности электронов, например, лампы с сеточным управлением, либо модуляция величины скорости электронов, которая затем приводит к образованию сгустков, как в клистронах, ЛБВ, ЛОВ и других приборах. И первый, и второй способ управления электронами имеет свои ограничения и недостатки, приводящие к ухудшению эффективности, ограничению мощности и рабочей частоты приборов.

На протяжении нескольких десятилетий в ИЯФ СО РАН успешно велись работы по созданию электронных СВЧ приборов с нетрадиционным способом модуляции электронного потока. В 1967 году академик Г. И. Будкер предложил высокочастотный прибор, в котором непрерывный релятивистский электронный пучок модулируется изменением своего пространственного положения путем круговой развертки. Фактически этот способ сводится к модуляции направления скорости электронов (круговой развертке), не меняя ее величину. Применение релятивистских пучков и отсутствие группировки в электронные сгустки позволяло рассчитывать на получение высокой мощности и эффективности таких приборов, а также продвижение в область более высоких частот. Приборы с круговой разверткой пучка создавались как мощные высокочастотные источники (десятки мегаватт в импульсном и единицы мегаватт в непрерывном режиме) для питания современных ускорителей заряженных частот.

8.1. Гирокон

Исторически первым прибором с круговой разверткой пучка стал «гирокон». Название образовано от греческого *gíros* – круг и латинского *continuum* – непрерывный. Гирокон был предложен в 1967 году группой ученых ИЯФ СО РАН, возглавляемой академиком Г. И. Будкером.

Простейшая схема гирокона изображена на рис. 8.1.1. Высоковольтный ускоритель электронов служит для формирования электронного потока в виде тонкого (диаметр значительно меньше рабочей длины волны) луча с энергией 0.5 – 1.5 МэВ, т. е. энергия электронов уже вполне релятивистская. Электронный луч направляется в цилиндрический резонатор развертки. В этом резонаторе внешним источником возбуждаются вращающиеся по кругу колебания вида E_{110} , структура электромагнитного поля которого

показана на рис. 8.1.1. Для возбуждения такого поля на входы I и 2 резонатора развертки, разнесенные по азимуту на 90° , подаются два одинаковых по амплитуде и сдвинутые по фазе на 90° сигнала. В результате в приосевой области, там, где проходит пучок, поперечное магнитное СВЧ поле имеет круговую поляризацию, т. е. вращается с угловой скоростью, равной частоте электромагнитных колебаний. Электроны отклоняются от оси этим вращающимся магнитным полем так же, как в электронно-лучевой трубке. Роль экрана, на котором луч описывает окружность большого радиуса, выполняет выходной резонатор с кольцевыми щелями, через которые электроны проходят сначала в резонатор, а затем – в кольцевой коллектор. Электростатическая отклоняющая система предназначена для того, чтобы электронный луч прошел через выходной резонатор, не оседая на его поверхности. Гирокон является усилителем с жестким возбуждением. Это означает, что уровень входного сигнала должен лежать во вполне определенных пределах. Иначе пучок не пройдет через весь электроннооптический тракт. При отсутствии входного сигнала пучок движется по оси прибора и поглощается в центральном коллекторе.

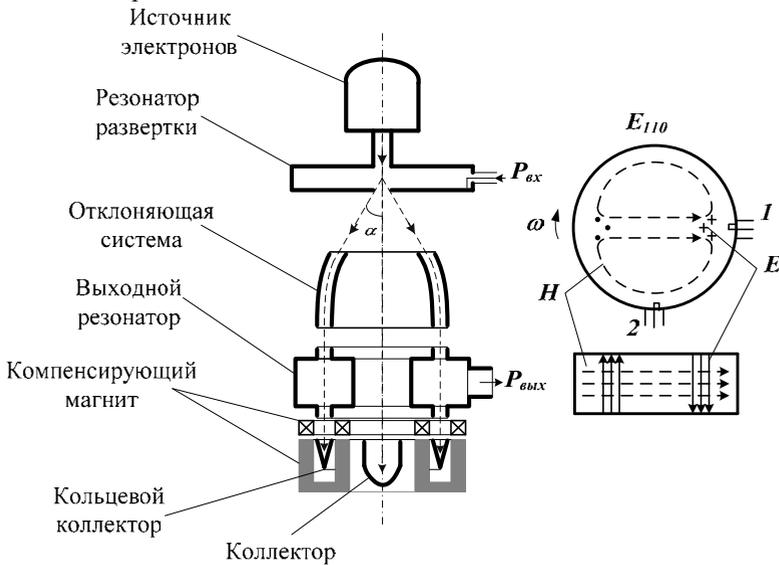


Рис. 8.1.1

Выходной резонатор представляет собой свернутый в кольцо прямоугольный волновод, возбуждаемый на волне H_{10} . Выбирая ширину волновода, можно варьировать фазовую скорость волны H_{10} в широких пределах, но она всегда будет превосходить скорость света в вакууме. Это фактически резонатор бегущей волны, который возбуждается электронным лучом, вра-

щающимися со скоростью вращения поперечного магнитного поля в резонаторе развертки. Линейная скорость перемещения луча V_L вдоль кольцевой щели выходного резонатора определяется угловой скоростью его вращения и углом отклонения луча α (т. е. радиусом кольцевой щели) и может значительно превышать скорость света. Каждый же электрон движется не вдоль волновода, а пересекает его в области максимального электрического поля волны H_{10} . Составляющая скорости, направленная вдоль волновода, у электронов практически отсутствует.

Точка входа луча в кольцевой выходной резонатор изменяется синхронно с фазовой скоростью бегущей в нем волны ($V_\phi = V_L$). Поэтому в гироконе электроны могут не группироваться в сгустки. Пересекая выходной резонатор, они не следуют один за другим, а имеют одинаковые траектории, но разнесенные в пространстве по азимуту, т. е. по длине волновода. На рис. 8.1.2 а) изображен отрезок кольцевого волноводного резонатора, а следующие друг за другом электроны пучка обозначены жирными точками. Выходная мощность выводится из выходного резонатора через два одинаковых волновода. Волноводы расположены на обечайке резонатора и сдвинуты по азимуту на 90° . Поскольку группировка электронов в сгустки отсутствует, то нет и разгруппировки за счет сил пространственного заряда. Однако поперечное расталкивание за счет объемного заряда, приводящее к уширению электронного луча, является нежелательным явлением и может приводить к оседанию электронов на стенки кольцевой щели выходного резонатора или другие элементы прибора.

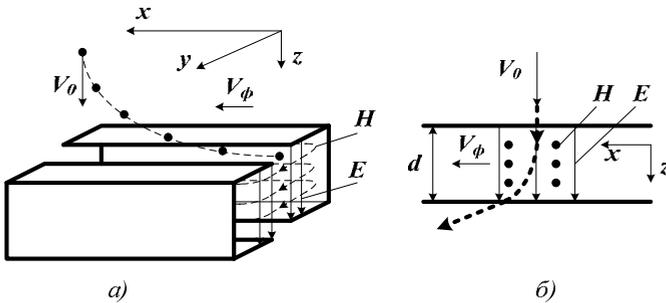


Рис. 8.1.2

Г. И. Будкер, предлагая гирокон, имел в виду тот факт, что в релятивистском пучке сила магнитного стягивания ослабляет электростатическое расталкивание за счет объемного заряда в γ^2 раз. То есть применение релятивистских пучков обеспечивает возможность формирования электронного потока в виде длинного слабо расходящегося луча большой мощности. Собственно и придуман был гирокон как прибор, который позволит получать мощности большие, чем в традиционных приборах СВЧ. Малые размеры

поперечного сечения электронного луча в сравнении с длиной волны, бегущей в выходном резонаторе, обеспечивают практически одинаковое торможение всех электронов сечения пучка. Поэтому в гироконе возможно получение электронного КПД, близкого к 100%. Сочетание же высокой эффективности с большой мощностью делают гирокон весьма привлекательным для практических целей, например, в ускорительной технике или СВЧ энергетике.

Практически полная отдача электронами своей энергии в выходном резонаторе возможна лишь при условии, что электроны все время движутся вдоль электрических силовых линий. Но для бегущей волны H_{10} в кольцевом резонаторе в области максимального продольного электрического поля существует также сильное поперечное магнитное СВЧ поле (рис. 8.2.2 а)). Наличие магнитного поля приводит к искривлению траекторий электронов, и они перестают двигаться параллельно электрическим силовым линиям (рис. 8.1.2 б)). Значит, и взаимодействие становится менее эффективным.

Для устранения влияния поперечного ВЧ магнитного поля в гироконе применяется специальный компенсирующий магнит. Этот магнит создает постоянное поперечное магнитное поле (радиальное поле, см. рис. 8.1.1), равное по величине, но направленное противоположно ВЧ магнитному полю.

При точной компенсации ВЧ магнитного поля электроны будут двигаться параллельно электрическим силовым линиям, а электронный КПД гирокона может быть оценен достаточно просто из энергетических соображений.

Будем считать пучок тонким и моноэнергичным, а скорость электронов вдоль оси z неизменной ($V_z = V_0 = \text{const}$). Для релятивистских электронов при изменении их энергии в довольно широких пределах скорость меняется очень слабо. Будем считать, что выполняется также синхронизм между фазовой скоростью волны в волноводе и линейной скоростью перемещения точки входа электронного луча в резонатор (волновод). Гирокон является прибором О типа. Поэтому электронный КПД оценивается через изменение кинетической энергии электронов так же, как для клистронов и ЛБВ.

Запишем известное уравнение для изменения кинетической энергии частиц W_k в выходном резонаторе:

$$\frac{dW_k}{dt} = -eE_z V_0,$$

где $W_k = (\gamma - 1)m_0c^2$, γ – относительная энергия, $\gamma_0 = 1 + eU_0/m_0c^2$, U_0 – ускоряющее напряжение источника электронов. Это уравнение можно преобразовать в уравнение для относительной энергии γ :

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{d\gamma}{dz} V_0 = -\frac{eE_z V_0}{m_0c^2}$$

или

$$\frac{d\gamma}{dz} = -\frac{eE_z}{m_0c^2}. \quad (8.1.1)$$

E_z является электрическим полем, бегущей вдоль оси x волны H_{10} , и может быть записано в виде

$$E_z = \frac{U_r}{d} \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{V_\phi} + \varphi\right),$$

где U_r – амплитуда ВЧ напряжения в месте прохождения пучка (в максимуме), φ – начальная фаза влета электрона в поле волны, d – высота выходного резонатора (рис. 8.1.2), x – координата влета конкретного электрона. Все электроны имеют одинаковые условия взаимодействия. Отличие состоит лишь в том, что они влетают в резонатор при различных значениях координаты x . Для простоты положим $x = 0$. Тогда

$$E_z = \frac{U_r}{d} \cos(\omega t + \varphi) = (\text{так как } t = \frac{z}{V_0}) = \frac{U_r}{d} \cos\left(\frac{\omega z}{V_0} + \varphi\right). \quad (8.1.2)$$

Подставляя (8.1.2) в (8.1.1) и интегрируя по всему зазору d , получим

$$\int_{\gamma_0}^{\gamma} d\gamma = \gamma - \gamma_0 = -\frac{eU_r}{m_0c^2 d} \int_0^d \cos\left(\frac{\omega z}{V_0} + \varphi\right) dz = -\frac{eU_r V_0}{m_0c^2 \omega d} \left[\sin\left(\frac{\omega d}{V_0} + \varphi\right) - \sin\varphi \right] = \quad (8.1.3)$$

$$= -\frac{U_r}{U_0} (\gamma_0 - 1) \cos\left(\frac{\omega d}{2V_0} + \varphi\right) \frac{\sin\left(\frac{\omega d}{2V_0}\right)}{\frac{\omega d}{2V_0}} = -M \frac{U_r}{U_0} (\gamma_0 - 1) \cos(\theta_0 + \varphi).$$

Здесь введены обозначения: $\theta_0 = \omega d / V_0$ – невозмущенный угол пролета в выходном резонаторе, $M = \sin(\theta_0/2) / (\theta_0/2)$ – пролетный коэффициент. С учетом (8.1.3) электронный КПД равен

$$\eta_e = \frac{W_{k0} - W_k}{W_{k0}} = \frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma_0 - 1} = \frac{MU_r}{U_0} \cos\left(\frac{\theta_0}{2} + \varphi\right). \quad (8.1.4)$$

Очевидно, что наибольшая эффективность взаимодействия будет при

$$\varphi = -\frac{\theta_0}{2} = \frac{\omega d}{2V_0} \approx -\frac{\pi d}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega}.$$

Если же подбором параметров резонатора напряжение на нем в максимуме будет $U_r = U_0 / M$, то КПД стремится к 100%.

В заключение этого раздела отметим основные недостатки гирокона. Во-первых, гирокон является прибором с жестким возбуждением. Это означает, что при входной мощности, меньше некоторой, пучок не проходит в выход-

ной резонатор, и усиление не происходит. Как и клистрон, гирокон является узкополосным прибором. Это связано с высокой добротностью резонатора развертки.

Кроме того, если вспомнить, что U_0 лежит в пределах от 0.5 до 1.5 МВ, то ясно, что и U_r будет примерно таким же. При таких высоких напряжениях появляется опасность пробоя зазора выходного резонатора, а кроме того, при работе в непрерывном режиме слишком велики омические потери в стенках резонатора. Эти потери необходимо снимать, охлаждая резонатор, что само по себе технически не простая задача. Хотя высокие потери в выходном резонаторе и не сказываются на электронном КПД, тем не менее, снижают полный КПД прибора. Уменьшить потери можно, удлиняя резонатор. Однако при этом уменьшается пролетный коэффициент M , т. е. возрастает оптимальная величина напряжения на зазоре выходного резонатора. Кроме того, его нельзя делать длиннее $\lambda/2$, поскольку электроны начнут ускоряться. Все это ограничивает рабочий диапазон энергий электронов и эффективность гирокона. Ограничен также и частотный диапазон прибора. С увеличением частоты сокращаются геометрические размеры резонаторов, т. е. для фиксированной энергии электронов повышение частоты увеличивает напряженность электрического поля в выходном резонаторе (оптимальное напряжение определяется только энергией, а зазор с увеличением частоты сокращается, так как должен сохраняться невозмущенный угол пролета).

Следует отметить также трудность транспортировки пучка через прибор. Для успешной проводки пучка развертка его должна быть круговой с высокой точностью (эллиптичность не должна превышать $\pm 1 - 2\%$). Эта проблема сама по себе достаточно сложная в техническом отношении. Не велик и коэффициент усиления гирокона. Это связано с большими затратами входной мощности на совершенно бесполезное ускорение пучка в резонаторе развертки. Дело в том, что при отклонении электроны попадают в ускоряющее поле вращающейся волны E_{110} и забирают часть входной мощности. Причем чем выше угол отклонения при развертке, тем большую энергию уносят электроны из резонатора развертки. Делать же угол отклонения малым нельзя, так как возрастает длина электронного луча, и происходит увеличение поперечного сечения пучка под действием сил объемного заряда.

Повысить коэффициент усиления гирокона можно, как и в клистроне, используя пассивные резонаторы развертки. Эти резонаторы помещают после входного резонатора на определенном расстоянии. Они возбуждаются самим развернутым пучком и увеличивают его угол отклонения. Но нужно иметь в виду, что добавление резонаторов развертки неизбежно ведет к удлинению прибора, а значит, к увеличению поперечного размера пучка. В результате

снижается электронный КПД прибора. Поэтому в каждом конкретном случае выбирается компромисс между усилением и эффективностью гирокона.

Для более подробного ознакомления с различными конструкциями и особенностями гироконов читателю рекомендуется литература, приведенная в библиографическом списке.

8.2. Магникон

Этот прибор, являющийся дальнейшим развитием гирокона, конструктивно очень похож на гирокон и содержит те же основные элементы (рис. 8.2.1): ускоритель электронов, резонатор развертки, выходной резонатор и центральный коллектор. Отличие состоит в том, что резонаторы развертки и выходной помещены внутрь соленоидов, создающих постоянные продольные магнитные поля. Соленоиды заключены в магнитные экраны (см. рис. 8.2.1). Как и в гироконе, в резонаторе развертки возбуждается внешним источником вращающееся поле колебаний E_{110} . Электронный пучок, попадая во входной резонатор, разворачивается по кругу и отклоняется от оси на угол α_0 .

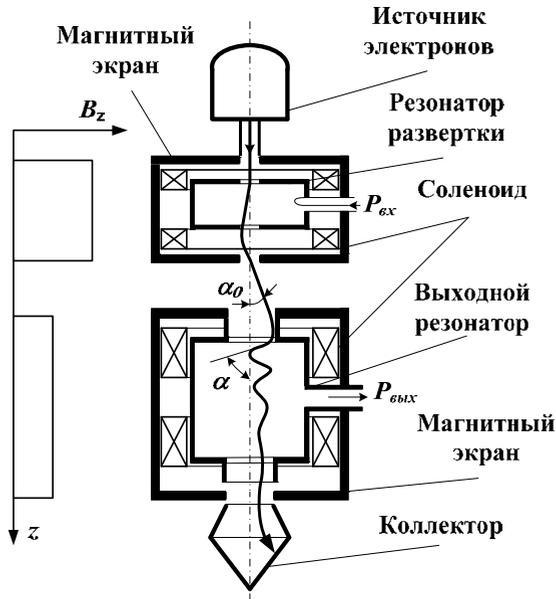


Рис. 8.2.1

Соленоид входного резонатора создает продольное магнитное поле, величина и направление которого таковы, что циклотронная частота Ω_c в два

раза превосходит рабочую ω , т. е. частоту входного сигнала, а циклотронное вращение совпадает с направлением вращения волны E_{110} . В этом случае практически исчезают потери входной ВЧ мощности на ускорение пучка. Таким образом, устраняется один из недостатков гирокона, ограничивающий коэффициент усиления. Механизм этого явления объясняется тем, что за счет циклотронного вращения частицы находятся все время в плоскости нулевого продольного ВЧ электрического поля. Фазовое равновесие легче понять, перейдя во вращающуюся синхронно с волной систему координат. В этой системе на электроны в тангенциальном направлении (в плоскости перпендикулярной оси прибора) действуют две силы: сила Лоренца, обусловленная магнитным полем сопровождения,

$$\vec{F}_L = e[\vec{V}_\perp \vec{B}_z] = \gamma m_0 [\vec{V}_\perp \vec{\Omega}_c]$$

и сила Кориолиса

$$\vec{F}_k = 2\gamma m_0 [\vec{V}_\perp \vec{\omega}].$$

В условиях синхронизма эти силы компенсируют друг друга, т. е.

$$\vec{F}_L + \vec{F}_k = 0 \Rightarrow \vec{\Omega}_c = -2\vec{\omega}.$$

Для дальнейшего использования развернутого пучка его надо вывести из магнитного поля сопровождения в устройстве развертки и не потерять угол отклонения. Это достигается установкой магнитного экрана, резко ограничивающего поле сопровождения в продольном направлении. Причем экран устанавливается в том месте по оси z , где частицы проходят вблизи оси.

Рисунок 8.2.2 иллюстрирует проекцию траектории электрона на плоскость, ортогональную оси прибора.

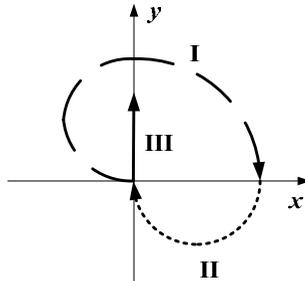


Рис. 8.2.2

В резонаторе развертки эта проекция представляет собой кардиоиду (рис. 8.2.2, участок I). И если длина резонатора такова, что он заканчивается, когда частицы имеют максимальный радиус (угол пролета при этом составляет $\theta = \pi$ (в резонаторе развертки гирокона $\theta < \pi/2$), то далее частицы будут двигаться по спирали с касанием оси (рис. 8.2.2, участок II). Если в об-

ласти прохождения частицами через ось прервать магнитное поле сопровождения, то далее в пространстве дрейфа электроны будут двигаться строго по радиусу (рис. 8.2.2, участок III). Отойдя от оси прибора, они попадают в статическое магнитное поле соленоида выходного резонатора. При входе в это поле происходит дополнительное преобразование продольной составляющей скорости в поперечную составляющую, как в длинной магнитной линзе. Степень этого преобразования характеризуется углом α , иногда называемым pitch – углом. Далее, если в выходном резонаторе нет ВЧ поля, то электроны двигались бы внутри соленоида по спиральным траекториям с касанием оси выходного резонатора.

Магникон является прибором О типа по стандартной классификации. Передача энергии пучка электромагнитному полю в выходном резонаторе происходит за счет уменьшения поперечной составляющей скорости электронов при практически неизменной продольной составляющей, т. е. усиление происходит за счет изменения кинетической энергии частиц, приобретенной в источнике электронов. Объясняется это балансом сил, действующих в продольном направлении и обусловленных электромагнитными ВЧ полями B_{\perp} и E_z . Дело в том, что в выходном резонаторе магникона так же, как в гироко-не, возбуждаются колебания E_{110} , вращающиеся по кругу, т. е. такие же, как в резонаторе развертки. Связь между компонентами поля для этих колебаний такова, что

$$E_z = \omega r B_{\perp},$$

r – текущая радиальная координата. Для выяснения условия баланса продольных сил, действующих на электроны, рассмотрим упрощенную модель. Будем полагать, что электрон имеет нерелятивистскую скорость и движется по спирали, но ось спирали совпадает с осью резонатора. Т. е. электрон вращается вокруг оси резонатора, а не касается ее (рис. 8.2.3).

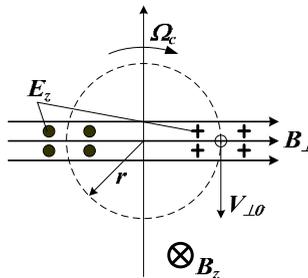


Рис. 8.2.3

Тогда его поперечная скорость определяется координатой r и циклотронной частотой Ω_c :

$$V_{\perp} = r\Omega_c.$$

Запишем теперь баланс сил, действующих на электрон вдоль оси z :

$$F_z = e[E_z + V_{\perp}B_{\perp}] = e[r\omega + r\Omega_c]B_{\perp}.$$

Очевидно, что при $\omega = -\Omega_c$ продольная составляющая силы обращается в ноль, т. е. сохраняется продольная составляющая скорости электронов. Поскольку в выходном резонаторе электроны вращаются не вокруг оси, а с касанием ее, то продольная составляющая силы уже не будет тождественно равна нулю все время, а лишь в среднем за период ВЧ колебаний. Это однако не сказывается на эффективности взаимодействия при условии его длительного характера, т. е. при условии слабого торможения на каждом циклотронном обороте. Другими словами, на каждом обороте ВЧ магнитное поперечное поле переводит часть поперечной составляющей скорости в продольную составляющую, увеличивая ее. Одновременно ВЧ электрическое продольное поле тормозит электроны, уменьшая продольную скорость на каждом обороте именно на ту долю, на которую она возросла за счет поперечной.

Не трудно получить и выражение для электронного КПД в этом случае. Полагая, что к концу торможения поперечная составляющая скорости уменьшается до нуля ($V_{\perp} = 0$).

Оценим электронный КПД, исходя из энергетических соображений, по-прежнему считаем пучок тонким и моноэнергичным:

$$\eta_e = \frac{W_{k0} - W_k}{W_{k0}} = \frac{(V_{z0}^2 + V_{\perp 0}^2) - V_{z0}^2}{(V_{z0}^2 + V_{\perp 0}^2)} = \frac{V_{\perp 0}^2}{V_0^2} = \sin^2 \alpha. \quad (8.2.1)$$

Индексом «0» обозначены начальные значения кинетической энергии и составляющих скорости при входе в выходной резонатор. Таким образом, чем меньше шаг спиральной траектории электронов в выходном резонаторе, т. е. чем ближе угол α к 90° , тем выше будет КПД прибора.

При использовании релятивистских пучков по мере торможения частиц, т. е. по мере изменения γ , меняется и циклотронная частота Ω_c , а значит, нарушается синхронизм. Однако синхронизм можно поддерживать в среднем, создавая внутри резонатора однородное магнитное поле величины

$$B_z = \gamma_{cp} \frac{am_0}{e}, \quad \gamma_{cp} = \frac{\gamma_0 + 1}{2}.$$

В этом случае сохраняется продольная составляющая импульса частиц:

$$\beta_0 \gamma_0 = \text{const}.$$

А выражение для электронного КПД принимает вид

$$\eta_e = \frac{\gamma_0 - \sqrt{\gamma_0^2 + (1 - \gamma_0^2) \sin^2 \alpha}}{\gamma_0 - 1}. \quad (8.2.2)$$

Как и для нерелятивизма, при приближении α к 90° КПД стремится к I . Синхронизм в среднем означает, что вначале циклотронная частота ниже рабочей, затем по мере торможения сравнивается с рабочей, т. е. с частотой вращения волны, а в конце торможения циклотронная частота становится выше рабочей. Таким образом, обеспечивается довольно длительное синхронное взаимодействие даже для электронов с энергией 1 – 1.5 МэВ.

Траектория отдельного электрона выглядит как спираль с уменьшающимся радиусом и практически постоянным шагом (рис. 8.2.4). Радиус влета электронов $R_{\text{вх}}$ определяется их скоростью и углом α , но не превосходит величину ларморовского диаметра

$$D_{\text{ларм.}} = 2 \frac{V_{\perp 0}}{\omega} = 2 \frac{V_0}{\omega} \sin \alpha.$$

В соответствии с траекториями выбирается и геометрия выходного резонатора. В отличие от гирокона здесь не нужны кольцевые щели. Диаметры входного и выходного отверстий не превосходят двух ларморовских диаметров. Таким образом, устраняется еще одна проблема, свойственная гирокону и связанная с трудностью проводки пучка через узкие кольцевые щели в выходном резонаторе. Сам же прибор становится усилителем с мягким возбуждением.

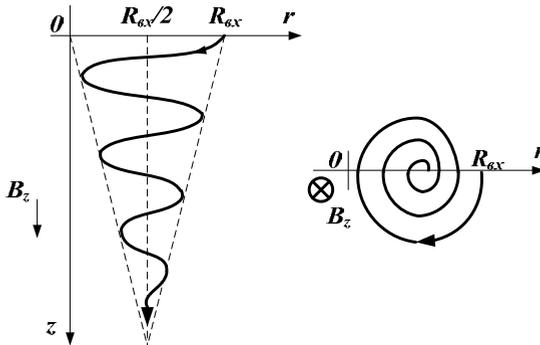


Рис. 8.2.4

Длительное синхронное взаимодействие позволяет делать выходной резонатор достаточно длинным и таким образом снижать потери в стенках и уменьшать напряженность поля. Это является существенным отличием магнिकона от гирокона и клистрона. Электронный пучок в магниконе практически на всем пути находится в сильном фокусирующем магнитном поле. Поэтому можно увеличивать коэффициент усиления прибора с помощью пассивных резонаторов, устанавливаемых после входного.

Библиографический список

- Андрушко Л. М.**, Бурмистенко В. М. Электронные и квантовые приборы СВЧ. М: «Связь», 1974.
- Березин В. М.**, Бурак В. С., Гутцайт Э. М. и др. Электронные приборы СВЧ. М: «Высшая школа», 1985.
- Вайнштейн Л. А.**, Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М: «Сов. Радио», 1973.
- Винокуров Н. А.** Лазеры на свободных электронах: <http://www/students/accel/index1>
- Гвоздовер С. Д.** Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М: «Гос. изд-во технико-теоретической литературы», 1956.
- Горникер Э. И.**, Карлинер М. М., Козырев Е. В. и др. Гирокон. Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979.
- Калинин В. И.**, Герштейн Г. М. Введение в радиофизику. М: «Гос. изд-во технико-теоретической литературы», 1957.
- Карлинер М. М.**, Козырев Е. В., Максимов А. Ю. и др. Приближенная теория магникона. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1987.
- Лебедев И. В.** Техника и приборы СВЧ. М: «Высшая школа», 1972. Т. 1, 2.
- Федоров Н. Д.** Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы. М: «Атомиздат», 1979.
- Шевчик В. Н.**, Трубников Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М: «Советское радио», 1970.

Оглавление

Введение.....	3
1. Сведения об СВЧ электронике.....	4
2. Взаимодействие заряженных частиц с электромагнитным полем.....	8
2.1. Основные уравнения электроники.....	8
2.2. Возбуждение объемных резонаторов заданными токами свободных зарядов.....	10
2.3. Нерелятивистская теорема Шокли - Рамо о наведенном токе.....	16
2.4. Пролетный коэффициент.....	17
3. Общие положения для электронных приборов типа О с кратковременным взаимодействием.....	20
3.1. Модуляция скорости электронов.....	21
3.2. Группировка промодулированного по скорости электронного потока в дрейфовом пространстве. Линейная кинематическая теория.....	23
3.3. Конвекционный ток в пространстве дрейфа.....	26
3.4. Учет объемного заряда в пространстве группировки.....	29
3.5. Использование резонаторов для преобразования энергии сгруппированного электронного пучка в высокочастотную энергию.....	35
4. Клистроны.....	38
4.1. Двухрезонаторный пролетный клистрон.....	38
4.2. Двухрезонаторный клистрон – автогенератор.....	44
4.3. Каскадная группировка.....	47
4.4. Твистроны и клистроны с распределенным взаимодействием.....	50
4.5. Отражательный клистрон.....	52
5. Приборы с непрерывным взаимодействием типа О.....	61
5.1. Группировка немодулированного потока в переменном поле стоячей волны.....	61
5.2. Группировка немодулированного потока в переменном поле бегущей волны постоянной амплитуды.....	65
5.3. Взаимодействие модулированного электронного потока с бегущей волной постоянной амплитуды.....	70
5.4. Замедляющие системы.....	72
5.5. Решение самосогласованной задачи взаимодействия электронного потока с бегущей волной.....	82
5.6. Лампа бегущей волны типа О (ЛБВО).....	88
5.7. Усилитель обратной волны типа О (ЛОВО).....	93
5.8. Генераторы прямой и обратной волны типа О.....	96

6. Приборы типа М.....	103
6.1. Магнетрон	103
6.2. Лампы бегущей и обратной волны типа М (ЛБВМ, ЛОВМ).....	123
7. Приборы с циклотронным резонансом и приборы с незамедленными электромагнитными волнами.....	134
7.1. Колебания типа циклотронной частоты в магнетронных генераторах.....	134
7.2. Мазер на циклотронном резонансе	136
7.3. Лазеры на свободных электронах	139
8. Приборы с модуляцией электронного пучка путем круговой развертки	142
8.1. Гирокон.....	142
8.2. Магникон.....	148
Библиографический список.....	153
Оглавление.....	154