А.Н.БРУЕВИЧ

УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

ВВЕДЕНИЕ

Умножители частоты (УЧ) уже давно находят широкое применение в радиотехнике. Первоначально они применялись главным образом в радиопередающих устройствах и содержали один-два каскада на электронных лампах. Методика инженерного расчета таких умножителей полностью разработана еще в сороковых годах и содержится в курсах радиопередающих устройств [1, 2].

Однако в пятидесятых годах интерес к УЧ снова возрос и с тех пор не ослабевает, свидетельством чему является большое число публикаций в периодической печати, а также выход в последнее время ряда книг [3—5], посвященных этому вопросу.

Развитие техники умножения частоты шло двумя путями. С одной стороны, это создание новых типов нелинейных элементов (НЭ), служащих для умножения. Так, за последнее десятилетие из стадии лабораторных экспериментов вышли УЧ на транзисторах, на диодах и на варакторах. Значительное развитие получили также УЧ на клистронах, ЛБВ и других специальных приборах СВЧ.

С другой стороны, с освоением СВЧ диапазона и особенно в связи с созданием молекулярных эталонов частоты росла общая кратность умножения многокаскадных УЧ. В настоящее время применяются УЧ, общая кратность умножения которых достигает нескольких десятков тысяч. Такие УЧ являются сложными многокаскадными устройствами. От них требуется достаточная чистота спектра (малый уровень побочных гармоник) и хорошая стабильность фазы выходного сигнала.

Сформулируем основные характеристики УЧ.

Первую группу характеристик, подлежащих расчету, назовем энергетическими. Сюда отнесем величины амплитуд, токов и напряжений основных гармоник, а также разные функции от них, с помощью которых можно рассчитать мощности, потребляемые от возбудителя и источника, а также мощность, отдаваемую в нагрузку.

Важнейшей энергетической характеристикой каскада является его эффективность η. Под эффективностью будем понимать отношение мощности в нагрузке на n-ой гармонике к той мощности, которую может отдавать возбудитель УЧ на основной гармонике. Так, например, если проводимость нагрузки равна $G_н$, а амплитуда напряжения на ней $U_н$, то мощность в нагрузке $P_н = \frac{1}{2} U_н^2 G_н$. С другой стороны, если возбудителем является генератор тока с амплитудой $I_г$ и проводимостью $G_г$, то в согласованную нагрузку этот генератор может отдать мощность $P_г = I_г^2/8G_г$. Таким образом, эффективность

$$\eta = 4U_н^2 G_н G_г I_г^{-2}. \tag{B.1}$$

Существенно подчеркнуть, что эффективность пропорциональна мощности в нагрузке, а не коэффициенту усиления каскада по мощности. Эти две характеристики совпадают только в случае, если каскад УЧ согласован с возбудителем, когда последний отдает всю возможную мощность.

Максимальное значение эффективности получается, если каскад УЧ согласован как с возбудителем, так и с нагрузкой. Это максимальное значение представляет интерес по двум причинам:

во-первых, оно пропорционально наибольшему значению мощности, которое можно получить в нагрузке;

во-вторых, в многокаскадной схеме только при согласовании каскадов между собой общая эффективность равна произведению эффективностей его каскадов (см. § 1.2). В противном случае общая эффективность меньше такого произведения, а расчет многокаскадной схемы не сводится к расчету ее отдельных каскадов.

Мощность, потребляемая от источника, и к. п. д. также являются весьма важными характеристиками УЧ, поскольку позволяют правильно спроектировать источники питания. Самостоятельный интерес эти характеристики представляют весьма редко, так как редко приходится проектировать УЧ для получения максимально достижимого к. п. д. В большинстве случаев УЧ приходится проектировать так, чтобы он либо давал на выходе наибольшую колебательную мощность, либо удовлетворял каким-нибудь специальным требованиям в отношении формы выходного сигнала (малый уровень побочных гармоник, стабильность фазы выходного сигнала и т. п.). Дело в том, что высокочастотная энергия возбудителя обычно значительно «дороже» энергии источника питания. Поэтому именно первую, а не вторую стремятся передать с наименьшими потерями.

В соответствии со сказанным к. п. д. умножителей частоты в данной книге не рассматривается. Приводятся лишь выражения, позволяющие рассчитать постоянные составляющие токов, а значит, и мощности, потребляемые от источников. Зависимость эффективности от различных параметров УЧ исследована весьма подробно.

Чтобы облегчить инженеру самостоятельное исследование различных схем, большое внимание в первой главе уделено также составлению исходных уравнений, описывающих работу однокаскадного УЧ, и их физическому содержанию.

Основные полученные здесь результаты состоят в следующем.

Проведено сравнение величин амплитуд гармоник тока при различных аппроксимациях характеристик НЭ.

С единой точки зрения рассмотрены УЧ на триоде с заземленной сеткой, нелинейном сопротивлении, варикапе, диоде со ступенчатым восстановлением. В результате удалось получить общую методику расчета, при которой определение основных параметров УЧ производится по одинаковым формулам.

При расчете эффективности УЧ учтены потери не только в НЭ, но и в фильтрах.

Для УЧ на нелинейной проводимости, триоде с заземленной сеткой и диоде со ступенчатым восстановлением введены обобщенные характеристики каскада, не зависящие от кратности умножения.

В случае УЧ на транзисторах вычислены параметры входной и выходной цепей транзистора в режиме больших сигналов. Вычислено падение эффективности УЧ на транзисторах с ростом частоты.

Вторая группа характеристик, которые назовем спектральными, характеризует спектр выходного сигнала, т. е. позволяет количественно оценить присутствующие в нем побочные гармоники.

Необходимо подчеркнуть, что спектральные характеристики принципиально невозможно рассчитать без учета всех реально существующих побочных составляющих. Поясним это на простом примере. Пусть имеется K-каскадный УЧ, в котором кратность умножения до последнего каскада равна N_{K-1}, кратность умножения последнего каскада n_K, а значит, общая кратность умножения $N = N_{K-1}n_K$. Пусть частота на входе умножителя равна ω_0. Тогда на выходе кроме основной гармоники напряжения, имеющей частоту $N\omega_0$, будут и побочные компоненты. Ближайшие к основной гармоники имеют частоты $(N \pm 1)\omega_0$; $(N \pm 2)\omega_0$ и т. д. Если при расчете считать, что возбуждение последнего каскада синусоидально и имеет частоту $N_{K-1}\omega_0$, то на выходе его получим гармоники, разнесенные через $N_{K-1}\omega_0$, например выделяемую $N\omega_0 = n_K N_{K-1}\omega_0$ и побочные $(n_K \pm 1)\ N_{K-1}\omega_0$. Все промежуточные побочные составляющие (в том числе и указанные выше ближайшие гармоники) будут просто потеряны.

Эти побочные компоненты не представляли опасности в первых конструкциях УЧ, поскольку общие кратности умножения были малы, побочные гармоники далеко отстояли от основной и их можно было легко отфильтровать обычными методами. В многокаскадной схеме, когда N велико и расстройка для ближайших побочных составляющих ничтожна, такая фильтрация невозможна. Необходимо уметь как-то рассчитывать их величину и управлять ею. С первых каскадов необходимо учитывать, что возбуждение отлично от синусоидального и имеет некоторую добавку, созданную побочными гармониками. Это составляет основную сложность расчета в многокаскадном УЧ.

К сожалению, подавляющее большинство работ, в том числе и [4], посвящено исследованию в нулевом приближении одного отдельно взятого каскада УЧ. Они дают возможность определить энергетические характеристики каскада, но совершенно не пригодны для расчета спектральных соотношений.

Исключением в этом отношении является книга [3]. Однако в ней изучена лишь одна предложенная авторами схема УЧ с коррекцией. Метод исследования в [3] разработан специально для этой схемы и не применим к другим типам УЧ. Это объясняется тем, что в схеме с коррекцией полностью подавляется амплитудная модуляция (АМ), созданная побочными гармониками. Поэтому авторы [3] не рассматривают законов прохождения АМ через последующие каскады умножителя и считают все фильтры (начиная с фильтра второго умножительного каскада) столь широкополосными, что они не фильтруют побочных гармоник.

Оба эти условия не выполняются в подавляющем большинстве схем УЧ. АМ в них играет такую же, если не большую, роль, что и фазовая. Побочные гармоники обычно фильтруются не одним, как в [3], а несколькими первыми каскадами. Поэтому, нисколько не умаляя роли [3], можно сказать, что предложенный в ней метод не применим для расчета обычных УЧ без коррекции.

Из сказанного видно, что разработка методов расчета побочных гармоник является весьма актуальной задачей. В данной книге ей отводятся вторая и третья главы.

Вторая глава посвящена получению общих соотношений, необходимых для расчета спектров. В ней учитывается дополнительное возбуждение, созданное побочными гармониками на входе каскада. Далее производится «линеаризация НЭ» относительно этого дополнительного возбуждения, поскольку оно мало. Для инерционных НЭ вводится понятие операторной и комплексной крутизны. Показано, что это дает возможность, по крайней мере формально, оперировать с инерционными НЭ, как с безынерционными.

На основе полученных временных соотношений выводятся формулы для расчета побочных гармоник в многокаскадном УЧ и оценивается точность расчета по ним. Исследуются характерные особенности спектров токов и напряжений многокаскадных УЧ.

В третьей главе изучаются конкретные схемы многокаскадных УЧ. Здесь рассмотрено большое число УЧ на пентодах при разных видах фильтров побочных гармоник (одиночные и связанные контуры, буферные каскады и т. п.). Дан метод расчета схемы с коррекцией [3] и изучена возможность построения этой схемы без буферных каскадов.

Далее, в третьей главе показано, что значительное ослабление побочных гармоник можно получить, применяя ограничители амплитудно-модулированных колебаний. Здесь же освещены особенности многокаскадных УЧ на триодах с заземленной сеткой и на транзисторах.

Перейдем к вопросу о количественной характеристике побочных гармоник. Для оценки их можно использовать два отношения: во-первых, отношение величины напряжения побочной гармоники на выходе УЧ к величине основной гармоники, во-вторых, отношение соответствующих гармоник выходного тока НЭ последнего каскада.

Если нагрузка УЧ является линейной, а выходной ток НЭ не зависит от выходного напряжения (например, в пентоде), то два этих отношения равноценны, так как они связаны коэффициентом фильтрации выходного фильтра. Последний же при больших кратностях умножения близок к единице. Если указанные условия не удовлетворяются, то оба отношения зависят от нагрузки УЧ. Поэтому за меру малости побочных гармоник примем то отношение гармоник выходного тока НЭ, которое получается при отсутствии этих гармоник в выходном напряжении. Конечно, в реальном случае такие побочные гармоники напряжения всегда имеются и сами влияют на побочные гармоники тока. Однако этот эффект является уже вторичным. В гл. 2 показано, как его можно учесть и определить побочные гармоники тока и напряжения, если известна их «первичная» величина. Численную величину указанного отношения ζ назовем коэффициентом гармоник

$$\zeta_l = I_l/I_N. \tag{В.2}$$

Как видно из этой формулы, номер у коэффициента гармоник показывает, для какой побочной гармоники вычисляется указанное отношение. Если это отношение вычисляется в децибелах, то будем обозначать его $\zeta_{l,\,\partial б}$ и брать двадцать логарифмов правой части (В.2).

Следует остановиться еще на возможной точности расчетов побочных гармоник в УЧ.

Выше было показано, что энергетические расчеты можно производить в нулевом приближении, когда вычисляются лишь основные гармоники токов и напряжений. Для этого необходимо знать частотную характеристику фильтра вблизи основной частоты и так описать свойства НЭ, чтобы можно было достаточно правильно вычислить величину гармоники тока. При соответствующем определении всех величин ошибка расчета обычно не превосходит 20—50%, и, во всяком случае, получается хорошее качественное совпадение с экспериментом.

Значительно сложнее обстоит дело с расчетом побочных гармоник. В гл. 2 показано, что свойства НЭ в этом случае надо описать достаточно подробно для того, чтобы правильно вычислить не только нелинейные функции, но и производные от них. Обычно применяемые аппроксимации дают для производных значительно худшие совпадения, чем для самих токов, поэтому ошибка увеличивается. Точность расчета ухудшается также тем, что для расчета побочных гармоник необходимо знать импедансы нагрузок не только вблизи резонансной частоты, но и вдали от нее. Для диапазона СВЧ, где нагрузками являются объемные резонаторы, имеющие бесконечное число резонансных частот, таких сведений обычно нет.

Все это приводит к тому, что при расчете побочных гармоник удовлетворительной следует считать теорию, дающую хотя бы качественное совпадение, поскольку с ее помощью можно дать рекомендации по их уменьшению. Если же результаты расчета отличаются от эксперимента в 1,5—2 раза, то совпадение следует считать хорошим. Такие невысокие требования оправданы тем, что обычно в технических условиях задается только порядок уровня побочных гармоник по сравнению с основной. Истинная же величина их не представляет интереса, кроме того, и измерение их относительного уровня производится с той же ошибкой.

Перейдем, наконец, к характеристикам нестабильности режимов УЧ, т. е. к нестабильностям амплитуды и фазы выходного сигнала многокаскадного УЧ. Указанным вопросам, особенно флуктуациям фазы, а также применению УЧ в различных фазоизмерительных устройствах, посвящено большое число работ. Несмотря на это, до настоящего времени нет точного представления о механизме флуктуаций и о причинах, их вызывающих. Более того, результаты экспериментов различных авторов нередко противоречат друг другу. В одних работах отмечается, что фаза зависит главным образом от температуры окружающей среды, в других — от напряжения источников питания и т. д.

Разрешить эти противоречия должна теория, обобщающая результаты экспериментов. Она должна объяснить, почему возникают нестабильности режимов каждого каскада УЧ и как эти нестабильности преобразуются в многокаскадном УЧ.

В данной книге сделана попытка изучить общие законы прохождения малых АМ и ФМ через многокаскадный УЧ, дать рекомендации по построению таких схем, в которых оба вида модуляции по возможности ослабляются. Кроме того, указаны некоторые причины их возникновения.

Особенно важным является вопрос о фазовой нестабильности выходного колебания многокаскадного УЧ. Представляется удобным провести разделение причин, вызывающих нестабильность фазы УЧ, на две группы подобно тому, как это сделано в теории автогенераторов по отношению к причинам, вызывающим нестабильность частоты.

Первая группа причин связана с флуктуационными процессами внутри самого умножителя и вызывает естественные уходы фазы на его выходе. Из этой группы в книге рассмотрены дробовые и тепловые шумы, а также флуктуации, связанные с фликкер-эффектом.

Необходимо отметить, что в настоящее время флуктуации, вызванные фликкер-эффектом, в литературе обычно относят ко второй группе причин, названных техническими (см. ниже). Первоначально считалось, что этот тип флуктуаций должен отсутствовать у ламп с вольфрамовым катодом, а значит, может быть устранен техническими средствами. Однако дальнейшие эксперименты не подтвердили этого предположения. Оказалось, что фликкер-эффект существует и у ламп с вольфрамовыми катодами. Обнаружен он был также у полупроводниковых приборов и у некоторых типов непроволочных сопротивлений. Таким образом, можно считать,что от фликкер-флуктуаций нельзя избавиться простым выбором элементов схемы, так как они внутренне присущи УЧ. С другой стороны, для исследования их применяется тот же математический аппарат, что и для исследования естественных дробовых флуктуаций (теория вероятностей, корреляционная теория). Исходя из этого, автор считает возможным объединить их в одну группу.

Вторая группа причин связана с неидеальными внешними условиями. Соответствующие им уходы фазы назовем техническими. В свою очередь, технические источники флуктуаций сами могут быть разбиты на две группы. Такие из них, как влажность, температура, нестабильность частоты задающего генератора, влияют на фазу выходного напряжения главным образом через линейные элементы схемы и поддаются сравнительно простому учету. Наоборот, влияние на фазу питающих напряжений происходит через НЭ, и потому учет этого влияния много сложнее. Некоторые из причин, вызывающих зависимость фазы от питающих напряжений, будут рассмотрены в этой книге.

В приложениях, связанных с измерениями отрезков времени, обычно достаточной характеристикой является дисперсия или среднеквадратичное отклонение фазы выходного колебания за время наблюдения. Если время наблюдения настолько мало, что уход фазы является линейной функцией времени, то говорят о сдвиге частоты, вносимом УЧ.

Количественную меру фазовой нестабильности назовем удельной фазовой нестабильностью ψ. Сформулируем ее определение. Пусть за время наблюдения фаза выходного сигнала флуктуирует по закону $\varphi_{вых}(t)$. Среднеквадратичное отклонение этой флуктуации $\sqrt{\overline{\varphi^2_{вых}}}$ не является удобной мерой фазовой нестабильности, поскольку оно существенно зависит от общей кратности умножения и не позволяет сравнивать УЧ разной кратности. Значительно более удобной характеристикой является нестабильность, приведенная ко входу и характеризующая эквивалентные флуктуации фазы возбудителя. Ее-то мы и назовем удельной фазовой нестабильностью

$$\psi = \frac{1}{N}\sqrt{\overline{\varphi^2_{вых}}}. \qquad (В.3)$$

Более общей, чем дисперсия фазы, характеристикой процесса является энергетический спектр выходного колебания. Уравнения, которые выведены в четвертой главе, позволяют рассчитать энергетический спектр, если известны «источники шума». Более того, эти уравнения позволяют разделить амплитудные и фазовые флуктуации и найти, если это необходимо, энергетические спектры, соответствующие каждому виду флуктуаций в отдельности.

Для характеристики величины нестабильности, вызванной изменением внешних условий, удобно ввести меру, отличную от (В.3). Пусть, например, фаза зависит от некоторого параметра x, который меняется на малую величину $\Delta x = x m_x$ (m_x — относительное изменение параметра). При этом фаза на выходе УЧ меняется на величину $\Delta\varphi_{вых}$, пропорциональную m_x. Тогда отношение этих двух величин, приведенное ко входу, назовем коэффициентом нестабильности

$$\psi_x = \frac{1}{N}\frac{\Delta\varphi_{вых}}{m_x}. \qquad (В.4)$$

Анализ амплитудной и фазовой нестабильности многокаскадного УЧ проведен в четвертой главе. Здесь выведены общие уравнения, пригодные для расчета как случайной модуляции амплитуды и фазы шумами, так и регулярной модуляции, вызванной пульсацией источников питания.

Для многокаскадных УЧ на пентодах подробно исследовано воздействие внутренних шумов (дробового, фликкер-шума) на фазу выходного колебания, причем даны не только оценки для удельной фазовой нестабильности, но и найден энергетический спектр выходного колебания. Следует отметить, что здесь же теоретически получена связь между флуктуациями входной емкости лампы и флуктуациями анодного тока, вызванными фликкер-эффектом в режиме больших амплитуд. В этой же главе изложена методика расчета пульсаций в таком УЧ.

Данная книга призвана помочь инженерам при проектировании УЧ находить решения, оптимально соответствующие поставленным условиям. В связи с этим большое место уделено методам исследования, т. е. составлению и решению уравнений, описывающих работу УЧ. Результаты исследования обычно доводятся до перечня операций, которые необходимо проделать для расчета УЧ. К сожалению, в связи с недостатком места не было возможности привести также и примеры численных расчетов. В большинстве случаев результаты таких расчетов даются в виде графиков и служат иллюстрацией к полученным качественным соотношениям.

Те подробности расчетов, которые не являются важными с принципиальной точки зрения, но необходимы для строгости изложения, даны в книге петитом. При первом чтении их можно опустить.

В список литературы включены лишь те работы, которые использовались в работе над книгой. Более подробный список приведен, например, в [4].

Автор надеется, что книга будет полезна специалистам, работающим в области умножения частоты, а также в смежных областях усиления больших сигналов и преобразования частоты.

Автор считает своим приятным долгом выразить признательность В. В. Мигулину и Д. П. Лукьянову за ценные рекомендации, сделанные при рецензировании.

Автор благодарен С. И. Евтянову, замечания которого способствовали улучшению книги.

Все замечания по книге автор просит присылать в издательство «Советское радио» по адресу: Москва, Главный почтамт, п/я 693.

ОДНОКАСКАДНЫЕ УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

1.1. УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА ПЕНТОДЕ

Методика расчета однокаскадного УЧ на пентоде в настоящее время хорошо разработана [1—3], поэтому останавливаться на ней нет смысла.

Используем однокаскадный УЧ на пентоде для введения исходной системы обозначений, оценки точности расчета при аппроксимациях характеристики НЭ различными способами и выяснения границы применимости таких аппроксимаций. Кроме того, дадим метод составления уравнений, описывающих работу каскада УЧ, и решения их в простейших случаях.

Схема однокаскадного УЧ на пентоде показана на рис. 1.1. Стрелки показывают направления токов и напряжений, принятые за положительные.

Для напряжений на сетке $u_с$ и на аноде $u_а$ справедливы равенства

$$u_с = U_с \cos(\omega_0 t + \Phi_с);$$

$$u_а = U_а \cos(n\omega_0 t + \Phi_а).$$

Для сокращения записи удобно текущую фазу напряжения на сетке обозначить через $\tau = \omega_0 t + \Phi_с$. Тогда

$$u_с = U_с \cos\tau;$$

$$u_а = U_а \cos(n\tau + \Psi), \qquad (1.1)$$

где введена величина, которую назовем приведенной фазой анодного напряжения:

$$\Psi = \Phi_а - n\Phi_с. \qquad (1.2)$$

В анодной цепи лампы включен контур, служащий для фильтрации побочных гармоник и передачи мощности в нагрузку $G_н$.

Собственно контур можно характеризовать следующими параметрами: ω_p — резонансной частотой; ρ — характеристическим сопротивлением; Q — добротностью или обратной ей величиной — затуханием $\delta = 1/Q$.

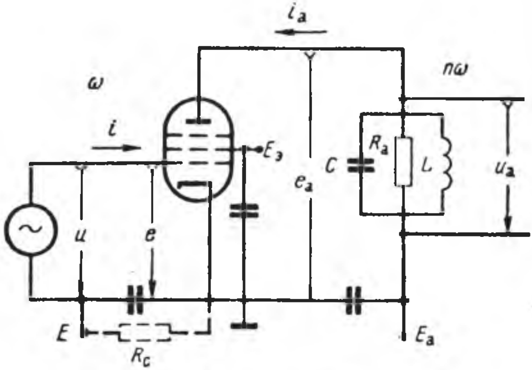


Рис. 1.1. Схема УЧ на пентоде.

Первые две из этих величин поддаются обычно сравнительно простому расчету. Так, например, если известны индуктивность L и емкость C контура, то

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \quad \rho = \sqrt{\frac{L}{C}} = \omega_p L = \frac{1}{\omega_p C}.$$

Добротность обычно рассчитать трудно, поэтому лучше всего ею задаться, а в реальном контуре измерить. Во всяком случае в дальнейшем она будет считаться известной.

Нередко вместо указанных параметров для расчета оказываются более удобными другие. Так, при энергетических расчетах вместо характеристического сопротивления удобнее использовать резонансное, показанное на рис. 1.1 и имеющее значение

$$R_a = Q\rho. \tag{1.3}$$

Вместо добротности (затухания) контура часто удобнее пользоваться его постоянной времени, т. е. той постоянной времени, с которой затухает амплитуда свободных колебаний в контуре

$$\tau_a = 2Q/\omega_p. \tag{1.4}$$

Конечно, для расчета указанных величин существует большое число эквивалентных формул. Здесь приведены только те из них, которые используются в дальнейшем.

Если параметры контура известны, то можно вычислить его импеданс на любой частоте ω. Однако для энергетических расчетов представляет интерес лишь импеданс вблизи резонансной частоты, когда расстройка частоты n-й гармоники относительно резонансной частоты контура мала по сравнению с самой резонансной частотой:

$$\Delta\omega = n\omega_0 - \omega_\text{р} \ll \omega_\text{р}.$$

Вслед за [6] приближенное выражение для импеданса $Z_\text{а}$ можно назвать «укороченным импедансом». Он равен

$$\boldsymbol{Z}_\text{а} = \frac{R_\text{а}}{1 + j\xi}. \tag{1.5}$$

Здесь ξ — обобщенная расстройка:

$$\xi = Q\,\frac{2\Delta\omega}{\omega_\text{р}} = \tau_\text{а}\Delta\omega. \tag{1.6}$$

Нужно отметить следующее обстоятельство, которое важно в дальнейшем: иногда удобнее использовать не импеданс фильтра, а обратную ему величину — проводимость. Однако для нее не вводится специального обозначения, например $Y_\text{а}$, потому что придется рассчитывать всевозможные квазилинейные эквивалентные схемы для НЭ. В этом случае оказывается удобным использовать систему y-параметров, которая, таким образом, будет применяться только для НЭ. Для линейных фильтров, чтобы избежать путаницы и слишком сложной системы индексов, будет использоваться только система z-параметров. При необходимости проводимость линейных фильтров следует обозначить как величину, обратную импедансу, например $Z_\text{а}^{-1}$.

Единственное исключение из этого правила составляют проводимости генератора и нагрузки, равные $G_\text{г}$ и $G_\text{н}$ соответственно. Такое исключение удобно, поскольку оно позволяет сократить записи. Кроме того, это обозначение должно напоминать, что в реальных схемах возбудитель и нагрузка нередко являются нелинейными элементами (например, предыдущий и последующий каскады). Тогда $G_\text{г}$ и $G_\text{н}$ —их эквивалентные проводимости.

Условившись таким образом о системе основных обозначений, перейдем ко второму вопросу — точности расчета при различных аппроксимациях характеристики анодного тока.

Формирование импульсов тока под действием напряжения (1.1) показано на рис. 1.2. В большинстве пентодов

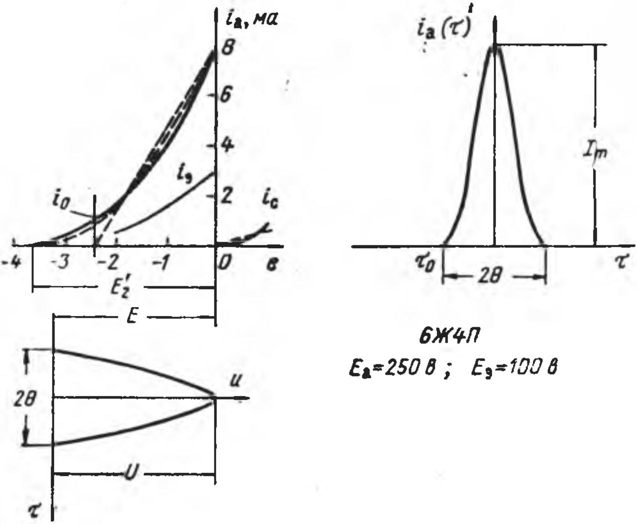


Рис. 1.2. Сеточная характеристика пентода и формирование импульса тока.

реакция анода отсутствует, поэтому импульсы тока симметричны и могут быть разложены в ряд Фурье по косинусам

$$i_a(\tau) = \frac{1}{2} I_{a0} + I_{a1} \cos\tau + \ldots + I_{al} \cos(l\tau + \Phi_{il}).$$

Здесь I_{al} — амплитуда l-й гармоники тока, а Φ_{il}— ее фаза, которая для симметричных импульсов может принимать лишь два значения: 0 или π.

Здесь перед нулевой гармоникой стоит множитель $^1/_2$, который обычно включают в эту гармонику. Такое представление нам кажется более удобным, поскольку в этом случае амплитуда любой гармоники выражается модулем интеграла

$$I_{al} = \left| \frac{1}{\pi} \int\limits_{\tau_0}^{\tau_0+2\pi} i_a(\tau) \cos l\tau \, d\tau \right|,$$

а фаза зависит от знака этого же интеграла.

Комплексную амплитуду напряжения на аноде обозначим

$$\boldsymbol{U}_{\text{a}} = U_{\text{a}} e^{j\Psi}. \tag{1.7}$$

Величина ее определяется законом Ома

$$\boldsymbol{U}_{\text{a}} = -\boldsymbol{Z}_{\text{a}} I_{\text{a}n}.$$

Знак минус в правой части поставлен потому, что $I_{\text{a}n}$ есть амплитуда выделяемой гармоники. Отсюда можно определить как амплитуду, так и фазу напряжения на аноде

$$U_a = \frac{R_{\text{a}} I_{\text{a}n}}{\sqrt{1+\xi^2}}; \qquad \Psi = \pi - \operatorname{arctg} \xi \tag{1.8}$$

и, в частности, при резонансе, когда $\xi = 0$,

$$U_{\text{a}} = R_{\text{a}} I_{\text{a}n}; \qquad \Psi = \pi. \tag{1.9}$$

Из этих формул видно, что для УЧ на пентоде фаза анодного напряжения определяется только элементами фильтра, но не гармоникой тока. В частности, при резонансе фаза равна π. Это значит, что в момент максимума напряжения на сетке будет минимум на аноде.

Сложнее обстоит дело с амплитудой. Величина ее пропорциональна амплитуде гармоники тока. Поэтому точность расчета амплитуды напряжения тесно связана с точностью расчета амплитуды гармоники тока.

Чтобы оценить эту последнюю, аппроксимируем характеристику пентода (рис. 1.2) параболой степени p с отсечкой, т. е. полагается, что

$$i_{\text{a}} = s_p (e_{\text{c}} - E'_p)^p; \qquad e_{\text{c}} > E'_p.$$

Как и в [7], назовем параметр s_p, имеющий размерность *ма/в*^{p}, крутизной. E'_p представляет собой напряжение отсечки. Существенно подчеркнуть, что напряжение отсечки различно для различных аппроксимаций. Так, на рис. 1.2 пунктиром показаны аппроксимации квадратичной параболой с отсечкой ($p = 2$) и линейно-ломаная ($p = 1$). Из рисунка видно, что

$$-E'_2 = 3{,}6\,в; \qquad -E'_1 = 2{,}4\,в. \tag{1.10}$$

Это различие необходимо учитывать при расчете амплитуд гармоник тока. Методы расчета предполагаются хорошо известными читателю и потому на них не останавливаемся.

Напомним только, что расчетное выражение получается в виде произведения двух множителей. Первый из них имеет размерность тока, второй — безразмерный, характеризует форму импульса тока и называется коэффициентом разложения [7].

Здесь представляет интерес система коэффициентов разложения α_n, которая применяется в том случае, если при изменении формы высота импульса не меняется.

Дело в том, что в УЧ на пентодах обычно применяется сеточное автосмещение, причем сопротивление R_c (рис. 1.1) бывает велико (0,1—1 *Мом*). В этом случае смещение можно приближенно считать пиковым, равным амплитуде (рис. 1.2)

$$-E = U_c.$$

Поэтому максимальное значение напряжения на сетке при любых амплитудах оказывается равным нулю, а высота импульса тока не зависит от амплитуды и смещения.

Как видно из рис. 1.2, эта высота I_m примерно одинакова для разных аппроксимаций и потому можно считать ее независящей от степени параболы p

$$I_{an} = I_m \, | \, \alpha_n (p; \theta_p) \, |, \tag{1.11}$$

где θ_p — угол отсечки, определяемый из обычного уравнения

$$\cos \theta_p = - \frac{E - E'_p}{U_c}. \tag{1.12}$$

При расчетах по (1.11) необходимо помнить, что разным степеням парабол p соответствуют разные углы отсечки. В частности, учитывая (1.10) для пикового смещения, нетрудно получить, что при $p = 1$ и $p = 2$ косинусы углов отсечки связаны соотношением

$$1 - \cos \theta_2 = 1{,}5 \, (1 - \cos \theta_1). \tag{1.13}$$

Зависимость амплитуд гармоник от угла отсечки показана на рис. 1.3. При расчетах задавался угол θ_1, а потом по (1.13) определялся угол θ_2. Как видно, графики очень хорошо совпадают в пределах первого лепестка коэффициента разложения α_n, которому соответствуют углы $\theta_1 < 270/n$. Для бóльших углов расхождение весьма значительно потому, что при них амплитуда возбуждения уменьшается и точность расчета по линейно-ломаной характеристике становится малой.

Напомним еще раз, что при расчетах графиков рис. 1.3 высота импульсов считалась достаточно большой. Практически ее удобно сравнивать с тем значением тока i_0 (рис. 1.2), которое получается при напряжении на сетке, равном

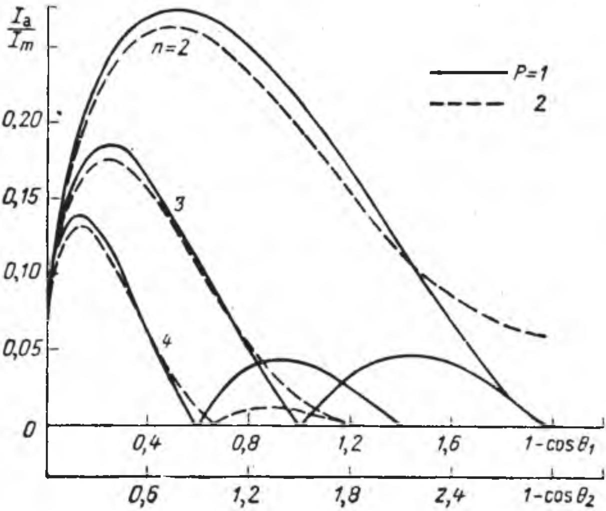


Рис. 1.3. Зависимость амплитуды выделяемой гармоники от косинуса угла отсечки при разных аппроксимациях характеристик.

напряжению запирания по линейно-ломаной характеристике: $i_0 = i_а\,(e = E_1')$. Из рис. 1.2 видно, что при расчетах $I_m = 8i_0$, причем точность расчета была хорошей.

Окончательно можно считать, что линейно-ломаная аппроксимация применима, если угол отсечки достаточно мал, а высота импульса достаточно велика, т. е. при выполнении условий

$$\theta < 270/n; \qquad I_m = (5 \div 10)\, i_0. \tag{1.14}$$

В частности, из этих оценок следует, что линейно-ломаную аппроксимацию можно применять для расчета усилителя в любых режимах, вплоть до линейного ($\theta_1 = 180°$).

Остановимся теперь на особенности расчета УЧ, связанной с тем, что для некоторых типов пентодов характеристики в анодной системе координат имеют заметный наклон (рис. 1.4), а в сеточной расходятся веером. Такая зависимость связана с перераспределением тока между анодом и экранной сеткой.

Учет этого наклона важен с принципиальной точки зрения, поскольку он позволяет установить то новое, что дает зависимость анодного тока от анодного напряжения. Конечно, в пентодах этими эффектами можно было бы пренебречь,

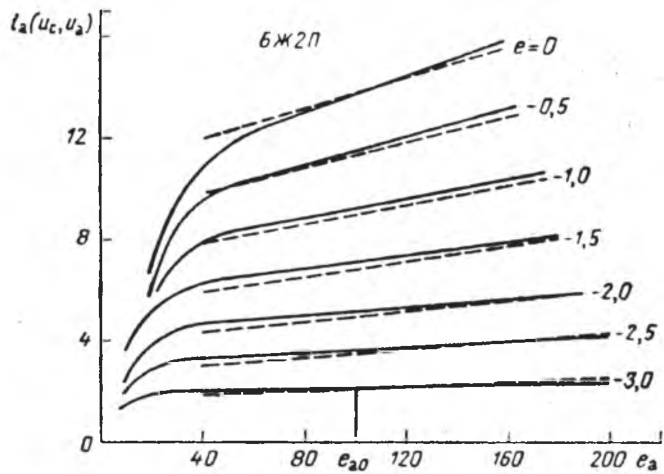


Рис. 1.4. Аппроксимация анодной характеристики пентода, учитывающая перераспределение токов между анодом и экранной сеткой при изменении анодного напряжения.

однако в НЭ, которые будут исследоваться позже, они будут весьма существенны. Поэтому целесообразно рассмотреть их достаточно подробно.

Как видно из рис. 1.4, в случае пентода зависимость анодного тока от анодного напряжения линейна (за исключением области малых e_a) и потому ток может быть записан в виде

$$i_a(u_c; u_a) = i_a(u_c) + g_a(u_c)\,u_a, \tag{1.15}$$

где внутренняя проводимость пентода

$$g_a(u_c) = \frac{\partial i_a(u_c; u_a)}{\partial u_a} > 0. \tag{1.16}$$

Если приведенная фаза напряжения на аноде в (1.1) не равна нулю, то импульсы тока, описываемые уравнением (1.15), не симметричны. Поэтому их нельзя разложить в ряд Фурье по косинусам подобно тому, как это было сделано выше. Теперь удобно провести разложение в комплексный ряд Фурье

$$i_a(u_c;\, u_a) = \frac{1}{2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \boldsymbol{I}_{al} e^{jl\tau}. \qquad (1.17)$$

Комплексная амплитуда гармоники

$$\boldsymbol{I}_{al} = \frac{1}{\pi} \int_{\tau_0}^{\tau_0+2\pi} i_a(u_c;\, u_a)\, e^{-jl\tau}\, d\tau. \qquad (1.18)$$

Наиболее важным следствием учета реакции анода является то, что импульсы тока перестают быть симметричными. Амплитуда и фаза гармоники тока становятся зависящими от напряжения на аноде. Существенно, что фаза гармоники тока может принимать любое значение, а не только 0 или π, как при симметричных импульсах.

Если мгновенное значение тока меняется по закону (1.15), то для комплексной амплитуды выделяемой n-й гармоники нетрудно получить

$$\boldsymbol{I}_{an} = I_{an} + \frac{1}{2}\left[G_{a0}\boldsymbol{U}_a + G_{a,\,2n}\boldsymbol{U}_a^*\right]. \qquad (1.19)$$

Здесь $\boldsymbol{U}_a^*$ — амплитуда, комплексно-сопряженная с (1.7); $G_{a,\,l}$ — гармоника проводимости:

$$G_{al} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} g_a(u_c) \cos l\tau\, d\tau. \qquad (1.20)$$

Появление $\boldsymbol{U}_a^*$ в выражении для комплексной амплитуды выходного тока является общей чертой расчетов, в которых «реакция анодного напряжения» учитывается линейным членом подобно (1.15). Общим является также и то, что перед $\boldsymbol{U}_a^*$ стоит $2n$-я гармоника выходной проводимости.

Присутствие $2n$-й гармоники существенно усложняет расчеты. В самом деле, если положить $G_{a,2n} = 0$, то для комплексной амплитуды выходного тока получается

$$\boldsymbol{I}_{an} = I_{an} + \frac{1}{2} G_{a0}\boldsymbol{U}_a.$$

Но такую комплексную амплитуду дает генератор тока, имеющий амплитуду I_{an} и внутреннюю проводимость $0{,}5G_{a0}$. Таким образом, при $G_{a,2n} = 0$ «реакцию анода» можно учесть, шунтируя анодный контур проводимостью G_{a0}, зависящей только от напряжения на сетке.

Если $G_{a,2n} \neq 0$, то такой простой учет произвести нельзя, поскольку в (1.19) входит не только амплитуда на аноде, но и величина, комплексно-сопряженная с ней. В этом случае расчеты сильно усложняются.

Но в подавляющем большинстве случаев $2n$-й гармоникой выходной проводимости можно пренебречь по сравнению с нулевой.

Для оценки относительной величины этих гармоник была произведена аппроксимация мгновенного значения проводимости (1.16) параболой той же степени, что и тока, т. е. считалось

$$g_a = g_p\,(e_c - E_p')^p,$$

где $g_p > 0$ — коэффициент, имеющий размерность $ом^{-1} \cdot в^{-1}$ и подобный крутизне s_p в выражении для тока.

Соответствующие мгновенные значения тока показаны на рис. 1.4 пунктиром. Как видно, они достаточно хорошо совпадают с истинными.

Для гармоник проводимости (1.20) можно записать

$$G_{a,\,l} = g_p U_c^p \gamma_l\,(p;\ \theta_p).$$

Здесь γ_l — коэффициенты разложения, применяемые при постоянной амплитуде возбуждения [7].

Отношение гармоник проводимости, очевидно, равно

$$\frac{G_{a,\,2n}}{G_{a0}} = \frac{\gamma_{2n}\,(p;\ \theta_p)}{\gamma_0\,(p;\ \theta_p)}.$$

В результате расчета этого отношения оказалось, что оно сравнимо с единицей только при очень узких импульсах тока. При углах отсечки, соответствующих максимуму выделяемой гармоники (рис. 1.3), это отношение не превосходит 7%. При больших углах отсечки оно еще меньше.

Линеаризация выходного тока относительно выходного напряжения с последующим отбрасыванием $2n$-й гармоники проводимости является весьма мощным приемом, позволяющим производить вычисления там, где точные расчеты очень громоздки.

1.2. УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ НА ТРИОДЕ С ЗАЗЕМЛЕННОЙ СЕТКОЙ И НА НЕЛИНЕЙНОМ СОПРОТИВЛЕНИИ

УЧ на пентодах применяются на сравнительно низких частотах (меньше 100—200 *Мгц*). Дальнейшее повышение частоты можно осуществить с помощью устройств, содержащих триод с заземленной сеткой или нелинейное сопротивление. Схема однокаскадного УЧ на триоде с заземленной сеткой показана на рис. 1.5. В зависимости от соотношения между внутренним сопротивлением генератора

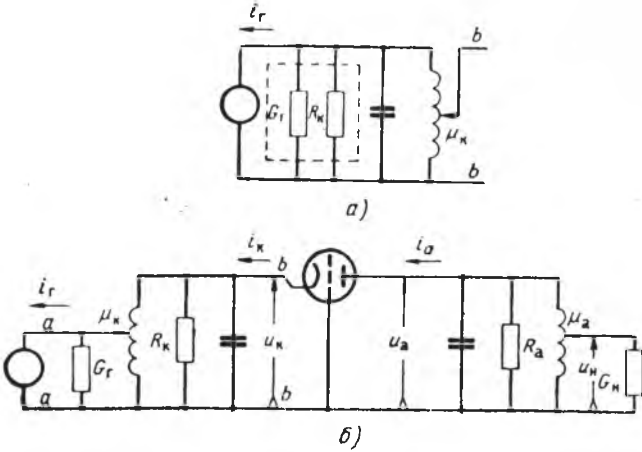


Рис. 1.5. Схема однокаскадного УЧ:

а) подключение генератора и НЭ к контуру, когда входное сопротивление НЭ меньше внутреннего сопротивления генератора; *б*) то же для случая, когда входное сопротивление НЭ больше внутреннего сопротивления генератора.

и входным сопротивлением лампы возможны два варианта включения катодного контура (рис. 1.5, *а*, *б*).

Если внутреннее сопротивление генератора велико, то он подключается к контуру полностью. Лампа последующего каскада подключается к контуру частично (рис. 1.5, *а*), поскольку входное сопротивление триода с заземленной сеткой весьма мало. Такое соединение характерно для многокаскадных схем.

Полное подключение катода триода к контуру (рис. 1.5, *б*) характерно для однокаскадного УЧ, соединенного кабелем с задающим генератором. В этом случае внутреннее сопротивление генератора равно волновому сопротивлению кабеля и оказывается меньше входного сопротивления лампы. Поэтому генератор подключается к катодному контуру с некоторым коэффициентом включения $\mu_к$.

Нагрузкой каскада УЧ в большинстве случаев является либо кабель, либо катод следующего каскада. Такая нагрузка имеет малое входное сопротивление и потому обычно подключается к анодному контуру с коэффициентом включения $\mu_а$.

Конечно, реальные УЧ СВЧ диапазона имеют контуры с распределенными параметрами. Такие контуры не содержат сосредоточенных индуктивностей, на которых можно было бы менять $\mu_к$ и $\mu_а$ изменением положения щупа, как показано на рис. 1.5. Требуемая величина коэффициентов подключения генератора и нагрузки к контуру достигается изменением геометрии и положения элементов связи (петель, штырей и т. п.). Методы проектирования контуров СВЧ освещены в [8—11] и в приложении.

Основная трудность, которая встречается при расчете УЧ с заземленной сеткой, состоит в том, что анодное напряжение влияет на ток катода. Поэтому невозможно провести расчет катодной цепи независимо от анодной. Необходимо составить и совместно решить систему уравнений, описывающих состояние как катодной, так и анодной цепей.

Перейдем к составлению соответствующей системы уравнений. Подробно проделаем все выкладки для катодной цепи, поскольку для анодной они аналогичны. Фаза напряжения на катоде принимается равной нулю. Пусть фаза напряжения на катоде и фаза генератора тока-возбудителя отличаются на величину $\Phi_к$. Тогда генератор тока удобно охарактеризовать комплексной амплитудой

$$\boldsymbol{I}_г = I_г e^{-j\Phi_к}. \qquad (1.21)$$

Нагрузкой для первого контура (рис. 1.5, *б*) является цепь катод — сетка триода. В общем случае фаза первой гармоники катодного тока не совпадает с фазой возбуждения, поскольку импульсы тока не симметричны из-за реакции анода. Поэтому комплексную амплитуду первой гармоники катодного тока удобно записать в виде

$$\boldsymbol{I}_к = I_{кc} + jI_{кs}. \qquad (1.22)$$

Как и в УЧ на пентоде, $\boldsymbol{I}_к$ определяется интегралом типа (1.18). Действительная и мнимая части ее $I_{кc}$ и $I_{кs}$ могут быть также определены из (1.18).

Очевидно,

$$I_{\text{к}_s^c} = \frac{1}{\pi} \int\limits_{\tau_0}^{\tau_0+2\pi} i_{\text{к}}(\tau) \begin{bmatrix} \cos\tau \\ -\sin\tau \end{bmatrix} d\tau. \qquad (1.23)$$

Таким образом, действительной части соответствует интеграл с косинусом, а мнимой — с синусом, поэтому они и обозначены $I_{\text{к}c}$ и $I_{\text{к}s}$.

Соответствующая векторная диаграмма показана на рис. 1.6. По горизонтали отложена амплитуда $U_{\text{к}}$, фаза которой принята равной нулю. Комплексная амплитуда тока генератора отстает от нее на угол $\Phi_{\text{к}}$. Комплексная амплитуда катодного тока изображена на рис. 1.6 опережающей амплитуду возбуждения. Действительная часть ее $I_{\text{к}c}$ совпадает по фазе с амплитудой возбуждения, поэтому в дальнейшем она называется синфазной компонентой. Мнимая часть гармоники тока — $I_{\text{к}s}$ опережает амплитуду возбуждения на 90° (находится с ней в квадратуре). Поэтому в дальнейшем она называется квадратурной компонентой.

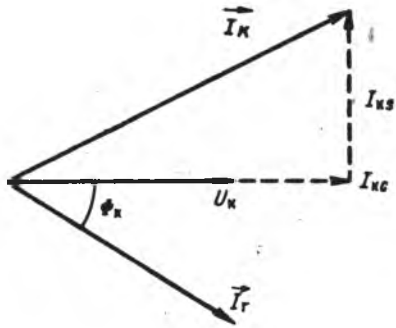


Рис. 1.6. Векторная диаграмма токов в катодной цепи УЧ на триоде с заземленной сеткой.

Перейдем к уравнениям, описывающим состояние катодной цепи. В качестве исходных берутся уравнения четырехполюсника $aa \div bb$ (рис. 1.5, *б*), в который включается также и внутреннее сопротивление генератора

$$\boldsymbol{U}_{\text{к}} = \boldsymbol{Z}_{\text{вз}} \boldsymbol{I}_{\text{г}} e^{-j\Phi_{\text{к}}} - \boldsymbol{Z}_{\text{вых}} \boldsymbol{I}_{\text{к}}.$$

Здесь $\boldsymbol{Z}_{\text{вз}}$ — взаимный импеданс четырехполюсника между точками *aa* и *bb*, а $\boldsymbol{Z}_{\text{вых}}$ — выходной импеданс со стороны точек *bb*.

В случае одиночного контура, шунтированного проводимостью $G_{\text{г}}$ (рис. 1.5, *б*), эти два импеданса

$$\boldsymbol{Z}_{\text{вз}} = \mu_{\text{к}} \boldsymbol{Z}_{\text{вых}};$$

$$\boldsymbol{Z}_{\text{вых}} = \frac{R_{\text{к}}}{1 + \mu_{\text{к}}^2 R_{\text{к}} G_{\text{г}} + j\xi_{\text{к}}}.$$

Уравнение для амплитуды на катоде принимает вид

$$U_{\text{к}} = \frac{R_{\text{к}}}{1+\mu_{\text{к}}^2 R_{\text{к}} G_{\text{г}} + j\xi_{\text{к}}} [\mu_{\text{к}} I_{\text{г}} e^{-j\Phi_{\text{к}}} - \boldsymbol{I}_{\text{к}}]$$

или, что то же:

$$(1+\mu_{\text{к}}^2 R_{\text{к}} G_{\text{г}} + j\xi_{\text{к}}) U_{\text{к}} = \mu_{\text{к}} R_{\text{к}} I_{\text{г}} e^{-j\Phi_{\text{к}}} - R_{\text{к}} (I_{\text{кс}} + jI_{\text{кs}}).$$

Приравнивая порознь действительную и мнимую части последнего равенства, можно получить два уравнения, которые совместно с (1.23) служат для вычисления амплитуды и фазы напряжения на катоде

$$(1+\mu_{\text{к}}^2 R_{\text{к}} G_{\text{г}}) U_{\text{к}} = \mu_{\text{к}} R_{\text{к}} I_{\text{г}} \cos \Phi_{\text{к}} - R_{\text{к}} I_{\text{кс}}; \tag{1.24}$$

$$\xi_{\text{к}} U_{\text{к}} = -\mu_{\text{к}} R_{\text{к}} I_{\text{г}} \sin \Phi_{\text{к}} - R_{\text{к}} I_{\text{кс}}. \tag{1.25}$$

Однако для расчета схемы рис. 1.5 и даже катодной цепи ее двух уравнений (1.24), (1,25) недостаточно, поскольку неизвестные амплитуда и фаза напряжения на аноде входят в них в неявном виде (от них зависят синфазная и квадратурная компоненты катодного тока). К этим уравнениям необходимо присоединить два других, характеризующих амплитуду и фазу напряжения на аноде.

Метод составления этих двух недостающих уравнений подобен методу получения (1.24), (1.25), поэтому подробно на них не останавливаемся, а запишем только окончательный результат

$$(1+\mu_{\text{а}}^2 R_{\text{а}} G_{\text{н}}) U_{\text{а}} = R_{\text{а}} I_{\text{ас}}; \tag{1.26}$$

$$\xi_{\text{а}} U_{\text{а}} = R_{\text{а}} I_{\text{а}s}, \tag{1.27}$$

где $I_{\text{ас}}$ и $I_{\text{а}s}$ — синфазная и квадратурная к амплитуде на аноде компоненты выделяемой гармоники анодного тока:

$$I_{\text{а}{c \atop s}} = \frac{1}{\pi} \int_{\tau_0}^{\tau_0+2\pi} i_{\text{а}}(\tau) \begin{bmatrix} \cos(n\tau+\Psi) \\ -\sin(n\tau+\Psi) \end{bmatrix} d\tau. \tag{1.28}$$

Введенная здесь система обозначений будет применяться и в дальнейшем. Индексом $\boldsymbol{I}_{\text{а}}$ обозначена комплексная амплитуда гармоники анодного тока, фаза которой отсчитывается от фазы напряжения на аноде. Индексом $\boldsymbol{I}_{\text{а}n}$ обозначена комплексная амплитуда той же гармоники, если ее фаза отсчитывается от фазы $u_{\text{к}}$. Эти две комплексные амплитуды связаны очевидным соотношением

$$\boldsymbol{I}_{\text{а}} = I_{\text{ас}} + jI_{\text{а}s} = \boldsymbol{I}_{\text{а}n} e^{-j\Psi}.$$

Таким образом, для определения четырех неизвестных величин (две амплитуды и две фазы) получено четыре уравнения (1.24) — (1.27). Однако при расчете энергетических соотношений удобнее использовать только два уравнения: (1.24) и (1.26). При этом входящие в них фазы напряжений на аноде и катоде следует считать независимыми параметрами. Они выбираются так, чтобы получить оптимальные энергетические характеристики, например максимальную эффективность. После этого, используя (1.25) и (1.27), можно определить, какую расстройку необходимо ввести в катодный и анодный контуры, чтобы реализовать эти оптимальные значения фазы. Однако практически этот последний расчет не имеет большого значения, поскольку всегда производят настройку схемы на максимум выходной мощности. Использование всех четырех уравнений необходимо только при построении фазо-частотных характеристик.

Уравнения (1.24) и (1.26) остаются справедливыми при любом типе НЭ, который может быть поставлен в схеме рис. 1.5, *б* вместо триода. Для удобства можно выписать их еще раз совместно и присоединить третье, связывающее амплитуды на аноде и на нагрузке:

$$
\begin{gathered}
(1+\mu_{\text{к}}^2 R_{\text{к}} G_{\text{г}})\, U_{\text{к}} = \mu_{\text{к}} R_{\text{к}} I_{\text{г}} \cos \Phi_{\text{к}} - R_{\text{к}} I_{\text{кс}};\\
(1+\mu_{\text{а}}^2 R_{\text{а}} G_{\text{н}})\, U_{\text{а}} = R_{\text{а}} I_{\text{ас}};\\
U_{\text{н}} = \mu_{\text{а}} U_{\text{а}}.
\end{gathered}
\tag{1.29}
$$

Перейдем теперь к УЧ на триоде с заземленной сеткой. Управляющий потенциал триода, имеющего проницаемость D, запишем в виде

$$e_{\text{у}} = u_{\text{к}} - D u_{\text{а}}.$$

В этой формуле перед $u_{\text{к}}$ опущен множитель $1+D$, поскольку теперь при $D = 1$ получается управляющее напряжение для УЧ на нелинейном сопротивлении (будем для краткости называть его диодом). Это значит, что возможно одновременное рассмотрение триодного и диодного УЧ. Для триода же замена $1+D$ на единицу ведет к ничтожным ошибкам, так как $D \ll 1$.

Будем считать, что анодный и катодный контуры точно настроены в резонанс, а, значит, фазы напряжений на аноде и катоде равны нулю. Характеристику примем линейно-ломаной и пренебрежем сеточным током. Тогда для синфазных компонент гармоник анодного и катодного токов [12] получим

$$I_{\text{кс}} = G_{\text{к}} U_{\text{к}} - D n^2 Y_{\text{вз}} U_{\text{а}};$$

$$I_{\text{ас}} = Y_{\text{вз}} U_{\text{к}} - G_{\text{а}} U_{\text{а}}. \tag{1.30}$$

Здесь введены проводимости:

$$G_{\text{к}} = s\gamma_1(\theta); \quad Y_{\text{вз}} = s\gamma_n(\theta); \quad G_{\text{а}} = Dsn^{-1}\gamma_1(n\theta),$$

а косинус угла отсечки определяется из уравнения

$$U_{\text{к}} \cos\theta - DU_{\text{а}} \cos n\theta + E - E' = 0. \tag{1.31}$$

Гармоника катодного тока $I_{\text{кс}}$ необходима для расчета входного сопротивления лампы, которое шунтирует первый контур. Гармоника анодного тока $I_{\text{ас}}$ используется для расчета амплитуды на выходе каскада. Уравнения (1.30) совместно с (1.29) позволяют определить амплитуды на катоде и на аноде при точной настройке контуров:

$$U_{\text{к}} = \frac{\mu_{\text{к}} R_{\text{к}} I_{\text{г}} (1 + \mu_{\text{а}}^2 R_{\text{а}} G_{\text{н}} + R_{\text{а}} G_{\text{а}})}{(1 + \mu_{\text{к}}^2 R_{\text{к}} G_{\text{г}} + R_{\text{к}} G_{\text{к}})(1 + \mu_{\text{а}}^2 R_{\text{а}} G_{\text{н}} + R_{\text{а}} G_{\text{а}}) - Dn^2 R_{\text{к}} R_{\text{а}} Y_{\text{вз}}^2};$$

$$U_{\text{а}} = \frac{\mu_{\text{к}} R_{\text{к}} R_{\text{а}} Y_{\text{вз}} I_{\text{г}}}{(1 + \mu_{\text{к}}^2 R_{\text{к}} G_{\text{г}} + R_{\text{к}} G_{\text{к}})(1 + \mu_{\text{а}}^2 R_{\text{а}} G_{\text{н}} + R_{\text{а}} G_{\text{а}}) - Dn^2 R_{\text{к}} R_{\text{а}} Y_{\text{вз}}^2}. \tag{1.32}$$

Используя полученное значение амплитуды на аноде, можно найти амплитуду на нагрузке (1.29) и затем эффективность умножителя (В.1). Дифференцируя результат по $\mu_{\text{к}}$ и $\mu_{\text{а}}$, определяют оптимальные коэффициенты связи, при которых обеспечивается согласование возбудителя и нагрузки с контурами и лампой.

Оптимальные коэффициенты связи равны

$$\mu_{\text{к}} = \sqrt{R_{\text{г}} (R_{\text{к}}^{-1} + G_{\text{к}}) \sqrt{1 - z}};$$

$$\mu_{\text{а}} = \sqrt{R_{\text{н}} (R_{\text{а}}^{-1} + G_{\text{а}}) \sqrt{1 - z}}, \tag{1.33}$$

где

$$z = \frac{Dn^2 R_{\text{к}} R_{\text{а}} Y_{\text{вз}}^2}{(1 + R_{\text{к}} G_{\text{к}})(1 + R_{\text{а}} G_{\text{а}})}. \tag{1.34}$$

Эффективность УЧ при оптимальном согласовании оказывается монотонной функцией параметра z

$$\eta = \frac{1}{Dn^2} \frac{z}{(1+\sqrt{1-z})^2}. \tag{1.35}$$

Если потери в контурах малы, то их резонансные сопротивления велики. Оказывается, что в этом случае угол отсечки, при котором эффективность максимальна, будет мал ($\theta \sim n^{-1}$). Появляется возможность упростить формулы для коэффициентов разложения γ_n и γ_1, входящих в проводимости лампы G; Y, путем разложения их в ряд по степеням n^{-1}. При этом следует учесть, что угол $\vartheta = n\theta$ имеет конечную величину и по нему разложение делать не надо. Оставляя первые, не обращающиеся в нуль, члены, можно получить

$$\gamma_n(\theta) = \frac{1}{n^3}\gamma_0(\vartheta); \quad \gamma_1(\theta) = \frac{1}{n^3}\frac{2\vartheta^3}{3\pi}.$$

Используя это приближение, z преобразуем к виду

$$z = \frac{r_{\text{к}} r_{\text{а}} \gamma_0^2(\vartheta)}{\left(1 + r_{\text{к}} \dfrac{2}{3\pi}\vartheta^3\right)[1 + r_{\text{а}}\gamma_1(\vartheta)]}. \tag{1.36}$$

Введенные здесь параметры $r_{\text{к}}$ и $r_{\text{а}}$ будут в дальнейшем называться параметрами потерь в катодном и анодном контурах:

$$r_{\text{к}} = R_{\text{к}} s n^{-3}; \quad r_{\text{а}} = R_{\text{а}} D s n^{-1}. \tag{1.37}$$

Результаты расчета эффективности удвоителя с помощью точной формулы для z показаны на рис. 1.7 сплошной линией, а с помощью приближенной — пунктиром. При расчетах предполагалось, что резонансные сопротивления катодного и анодного контуров одинаковы ($R_{\text{к}} = R_{\text{а}}$). Как видно из рисунка, кривые хорошо совпадают вплоть до углов $\theta = 90°$, т. е. при любых углах, имеющих практический интерес.

Конечно, необходимо помнить, что (1.36) применима лишь в том диапазоне частот, где применимы принятые нами аппроксимации. Так, для УЧ на триодах с заземленной сеткой (1.36) можно использовать там, где еще не сказывается инерция электронов; для УЧ на нелинейном сопротивлении — там, где еще можно не учитывать индуктивности выводов и барьерную емкость перехода.

Применение (1.36) вместо (1.34) существенно облегчает исследование УЧ. Если с изменением кратности умножения n параметры потерь $r_к$ и $r_а$ остаются неизменными, то приближенное значение z не зависит от n, а эффективность УЧ (1.35) убывает обратно пропорционально n^2.

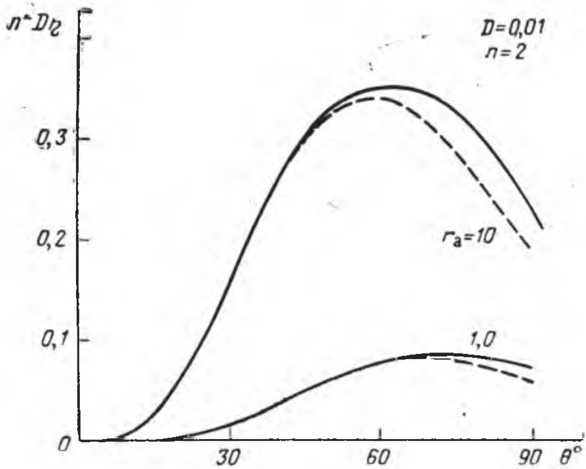


Рис. 1.7. **Зависимости эффективности удвоителя частоты на триоде с заземленной сеткой от угла отсечки.**

——— точный расчет; - - - - - расчет по приближенной формуле (1.36) в «обобщенных» координатах.

Требование неизменности параметров потерь означает, что с ростом кратности умножения резонансное сопротивление катодного контура должно возрастать пропорционально n^3, а анодного — пропорционально n. Объяснить это можно следующим образом. Малость потерь в контурах означает, что резонансные сопротивления их много больше входного и выходного сопротивлений лампы, которые подключены к контурам. С ростом кратности умножения угол отсечки уменьшается и входное сопротивление, пропорциональное $\gamma_1^{-1}(\theta)$, возрастает пропорционально n^3, что требует соответствующего роста $R_к$. Выходное сопротивление лампы, пропорциональное $n\gamma_1^{-1}(n\theta)$, растет как n, поскольку угол $n\theta$ остается с ростом кратности умножения примерно постоянным.

Оптимальные углы отсечки ϑ, соответствующие максимуму эффективности (1.35), получим, дифференцируя (1.36) по ϑ и приравнивая производную нулю. Результаты решения полученного таким образом уравнения показаны на рис. 1.8, *а*, а соответствующая им эффективность — на рис. 1.8, *б*. При полном отсутствии потерь в контурах ($r_к = r_а = \infty$) оптимальный угол отсечки $\vartheta = 0$ и $\eta = 1/Dn^2$, что для диода ($D = 1$) соответствует результату, полученному в [13]. Равенство нулю угла отсечки объясняется тем, что при этом отсутствуют потери и в НЭ. Гармоники тока также оказываются равными нулю, однако напряжение на контуре не равно нулю, поскольку резонансное сопротивление контура бесконечно. Более того, расчет по (1.32) показывает, что напряжения на аноде и на катоде равны бесконечности, так что практически режим с эффективностью $1/Dn^2$ не может быть реализован, даже если удастся создать контур без потерь.

Малейшие потери приводят к возрастанию угла отсечки и резкому падению эффективности. Из рис. 1.8 видно, что практически всегда $\vartheta > 90°$, а эффективность $\eta < 1/2\,Dn^2$.

Таким образом, расчет УЧ рекомендуется производить в следующей последовательности:

1. По известным параметрам лампы (s; D) и контура ($R_к$; $R_а$) определить величины $r_к$; $r_а$ (1.37) и по графику рис. 1.8, *а* найти оптимальные углы отсечки. Рис. 1.8, *б* дает возможность оценить максимально достижимую эффективность УЧ.

2. Вычислить параметр z (1.36) и оптимальные коэффициенты связи возбудителя с катодным контуром и нагрузки с анодным (1.33).

3. Определить амплитуды на катоде и аноде (1.32).

4. Определить напряжение смещения (1.31), необходимое для реализации оптимального угла отсечки.

5. Далее можно найти постоянную составляющую тока [12]

$$I_п = \frac{1}{2} s\,[U_к\gamma_0(\theta) - DU_аn^{-1}\gamma_0(n\theta)],$$

определить мощность, потребляемую от источника, и найти величину сопротивления автосмещения.

В заключение расчета следует определить необходимую мощность возбудителя. Полученное выше выражение для эффективности (1.35) не зависит от мощности возбудителя. Однако это справедливо до тех пор, пока применима линейно-ломаная аппроксимация. В § 1.1 было получено два

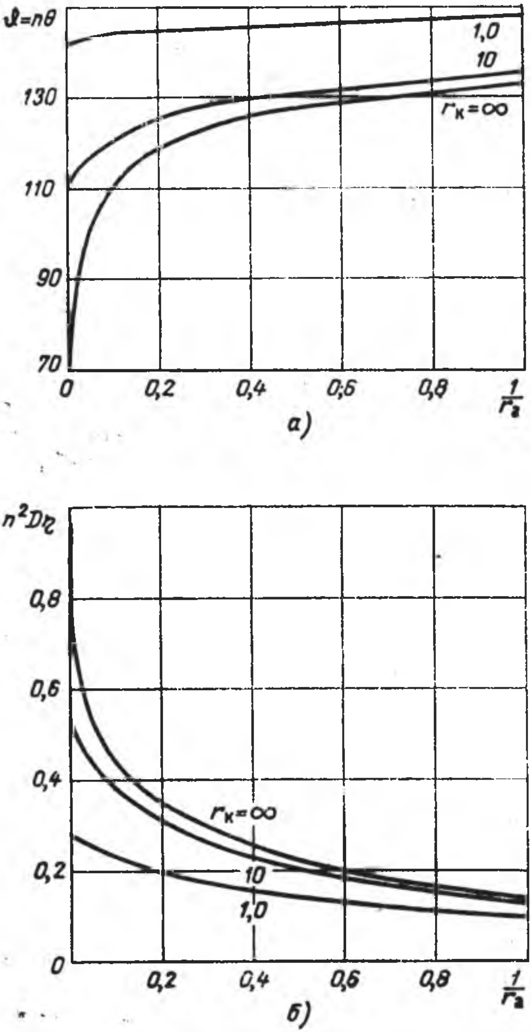


Рис. 1.8. Зависимости оптимального угла отсечки (*а*) и максимальной эффективности (*б*) УЧ на триоде с заземленной сеткой от потерь в катодном ($r_к$) и анодном ($r_а$) контурах.

условия ее применимости (1.14). Первое из них, касающееся малости угла отсечки, здесь выполняется ($\vartheta < 180°$). Второе требует, чтобы высота импульса была достаточно велика. В УЧ на триоде с заземленной сеткой она равна

$$I_m = s\,[U_{\text{к}}\,(1-\cos\theta) - DU_{\text{а}}\,(1-\cos n\theta)].$$

Если окажется, что максимальная высота импульса не удовлетворяет условию (1.14), то необходимо увеличить мощность возбудителя. В противном случае реальная эффективность будет значительно хуже теоретической, поскольку расчеты с помощью линейно-ломаной аппроксимации дают завышенный результат там, где эта аппроксимация неприменима.

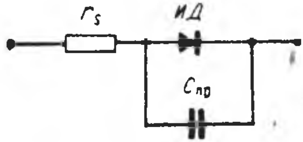


Рис. 1.9. Эквивалентная схема реального полупроводникового диода, в которой параллельно области перехода подключена паразитная барьерная емкость.

Полученные выше достаточно общие результаты относятся к случаю малых потерь в контурах, при которых параметры $r_{\text{к}}^{-1}$ и $r_{\text{а}}^{-1}$ меньше единицы. Такой случай характерен для УЧ на триодах. Крутизна современных металлокерамических триодов столь велика, что условие малости потерь обычно выполняется вплоть до весьма больших кратностей умножения ($n \sim 10$).

Опишем теперь свойства диодных УЧ. При достаточно больших амплитудах эквивалентную схему современного полупроводникового детектора можно представить в виде, показанном на рис. 1.9. Схема состоит из постоянного сопротивления $r_s = 1/s$ и идеального диода (ИД), напряжение на котором равно нулю (диод открыт) или ток через который равен нулю (диод закрыт). Эта часть схемы полностью эквивалентна триоду с линейно-ломаной характеристикой. Однако в отличие от триода в реальном диоде параллельно ИД включена паразитная емкость $C_{\text{пр}}$ (барьерная емкость перехода). Присутствие этой емкости приводит к тому, что ток через детектор протекает даже в то время, когда ИД закрыт, а это приводит к дополнительным потерям на сопротивлении r_s. Поэтому в УЧ на реальном диоде потери будут больше, чем те, которые получены в [13] (кривая *1* на рис. 1.10).

Рассмотрим эффективность УЧ на реальном диоде при отсутствии потерь в контурах. Затухание диода в случае запертого ИД будет считаться достаточно малым:

$$\delta_s = Q_s^{-1} = r_s \omega C_{\text{пр}} \ll 1.$$

Если бы ИД был закрыт все время, то потери в сопротивлении r_s на первой и n-й гармониках нетрудно было бы учесть путем шунтирования катодного и анодного контуров эквивалентными сопротивлениями:

$$R_{\text{кэ}} = r_s Q_s^2; \quad R_{\text{аэ}} = r_s Q_s^2 / n^2. \tag{1.38}$$

Более тщательный анализ показывает, что если часть периода ИД открыт, то необходимо также изменить выражения для синфазных компонент гармоники входного тока и гармоники выделяемой (1.30). Однако получающиеся при этом дополнительные слагаемые имеют порядок $(n\delta_s)^2$ по сравнению с основными членами (1.30). Поэтому их можно не учитывать для современных диодов, у которых $n\delta_s \ll 1$ вплоть до весьма высоких частот.

Будем считать, что потери собственно в контурах отсутствуют, а потери в диоде эквивалентны включению сопротивлений (1.38). В этом случае параметры потерь (1.37), определяющие эффективность УЧ, равны

$$r_{\text{к}} = r_{\text{а}} = n^{-3} Q_s^2,$$

а сама эффективность определяется по кривым рис. 1.8, *б*. Результаты такого расчета для $Q_s = 100$ показаны на на рис. 1.10 (кривая *2*), откуда видно, что потери в диоде сравнительно слабо влияют на эффективность УЧ, особенно при небольших кратностях умножения $n < 10$.

Значительно сильнее оказывается влияние потерь в контурах. Расчеты показывают [14], что если потери в контурах больше потерь в НЭ, то эффективность падает много быстрее, чем в рассмотренном выше случае. Максимальное значение ее получается не при малых углах отсечки, а при углах, близких к 90°. Экспериментальные точки, соответствующие этому случаю [15], также показаны на рис. 1.10 (кривая *3*). Эффективность падает в этом случае примерно как n^{-6} [14].

В заключение параграфа приведем теорию расчета многокаскадного УЧ с учетом реакции анода. Будем считать, что в (1.30) угол отсечки не меняется при изменении амплитуд на катоде и аноде. Этого всегда можно достичь, изменяя в соответствии с (1.31) напряжение смещения. Тогда всю часть схемы правее k-го контура * можно

---

* Здесь и дальше малое латинское k означает номер каскада. Его не следует путать с малым русским к, обозначающим в индексе катод.

заменить эквивалентным входным сопротивлением $R_{\text{вх}} = G_{\text{вх}}^{-1}$. Вся часть схемы левее этого контура заменяется генератором тока с некоторым внутренним сопротивлением $R_{\text{вых}} = G_{\text{вых}}^{-1}$ (рис. 1.11, *а*). Сам контур рассматривается как трансформатор с коэффициентом

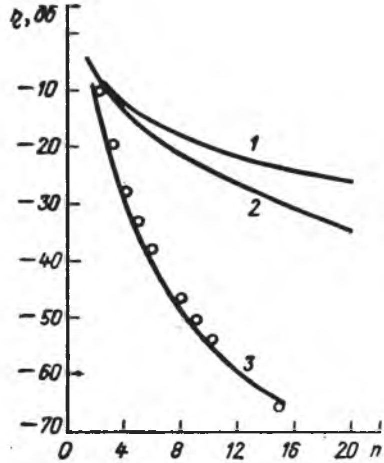


Рис. 1.10. Зависимости эффективности УЧ на диоде от кратности умножения при различных идеализациях свойств диодов и фильтров:

1) идеальный диод, потери в контурах отсутствуют; 2) реальный диод (рис. 1.9), потери в контурах отсутствуют; 3) реальный диод, большие потери в контурах.

трансформации μ_k. Очевидно, что в оптимальном случае этот коэффициент трансформации должен быть выбран так, чтобы согласовать входное и выходное сопротивления, т. е.

$$\mu_k = \sqrt{R_{\text{вх}}^{k+1}\left(G_{\text{вых}}^{k} + 1/R_{\text{а}}^{k}\right)}. \qquad (1.39)$$

Тогда входная проводимость трансформатора со стороны точек *ab* равна $G_{\text{вых}}^{k} + 1/R_{\text{а}}^{k}$, а со стороны точек *cd* равна $G_{\text{вх}}^{k+1}$. В режиме оптимального согласования можно считать, что на входе каждой лампы имеется проводимость $G_{\text{вх}}$, а на выходе $G_{\text{вых}} + 2/R_{\text{а}}$ (рис. 1.11, *б*).

Теперь можно составить уравнения, которым удовлетворяют входная и выходная проводимости лампы на рис. 1.11, *б*. Входная проводимость

$$G_{\text{вх}} = I_{\text{кс}}/U_{\text{к}} = G_{\text{к}} - Dn^2 Y_{\text{вз}} U_{\text{а}}/U_{\text{к}}.$$

другой стороны, для анодной цепи на схеме рис. 1.11, *б*

$$(G_{\text{вых}} + 2R_{\text{а}}^{-1})\, U_{\text{а}} = I_{\text{ас}} = Y_{\text{вз}} U_{\text{к}} - G_{\text{а}} U_{\text{а}}.$$

Определяя отсюда отношение $U_а/U_к$ и подставляя его в $G_{вх}$, можно получить первое уравнение, связывающее входную и выходную проводимости:

$$G_{вх}=G_к-Dn^2Y^2_{вз}(G_{вых}+G_а+2R_а^{-1})^{-1}.$$

Совершенно аналогично получается второе уравнение

$$G_{вых}=G_а-Dn^2Y^2_{вз}(G_{вх}+G_к)^{-1}.$$

Из решения системы следует, что в режиме оптимального согласования входная и выходная проводимости лампы определяются

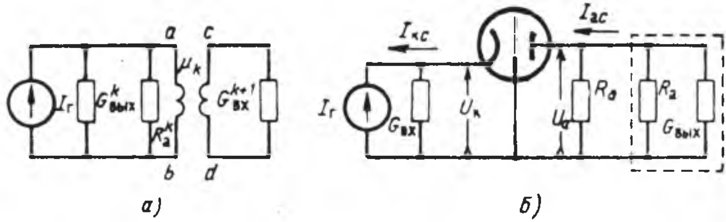


Рис. 1.11. Эквивалентная схема межкаскадной цепи, учитывающая подключение к ней нагрузки (*а*), эквивалентная схема лампы и присоединенных к ней сопротивлений в случае оптимального согласования каскадов (*б*).

только параметрами самой лампы и следующего за ней контура:

$$G_{вх}=G_к\sqrt{1-z};\qquad G_{вых}+R_а^{-1}=(G_а+R_а^{-1})\sqrt{1-z},$$

где z — параметр, аналогичный (1.34):

$$z=\frac{Dn^2R_аY^2_{вз}}{G_к(1+R_аG_а)}. \tag{1.40}$$

Определив таким образом входные и выходные импедансы каскадов, можно, используя (1.39), найти оптимальный коэффициент трансформации

$$\mu_k=\sqrt{\frac{1+R^k_аG^k_а}{R^k_аG^{k+1}_к}\sqrt{\frac{1-z_k}{1-z_{k+1}}}}.$$

Аналогичные вычисления для последнего K-го каскада дают

$$\mu_K=\sqrt{(R^K_а)^{-1}R_н(1+R^K_аG^K_а)\sqrt{1-z_K}}.$$

Для входной цепи, если генератор подсоединен к первому каскаду, как показано на рис. 1.5, *а*,

$$\mu_{вх}=\sqrt{G_г/(G^1_к\sqrt{1-z_1})}.$$

Далее определяется коэффициент усиления лампы по амплитуде

$$\mu_{\text{л}}^{k}=\frac{U_{\text{а}}^{k}}{U_{\text{к}}^{k}}=\frac{R_{\text{а}}^{k}Y_{\text{вз}}^{k}}{(1+R_{\text{а}}^{k}G_{\text{а}}^{k})(1+\sqrt{1-z_{k}})}$$

и находится общая эффективность многокаскадного УЧ

$$\eta=\frac{4U_{\text{н}}^{2}}{R_{\text{н}}R_{\text{г}}I_{\text{г}}^{2}}=\frac{4}{R_{\text{н}}R_{\text{г}}I_{\text{г}}^{2}}\left(\frac{U_{\text{н}}}{U_{\text{а}}^{K}}\right)^{2}\left(\frac{U_{\text{а}}^{K}}{U_{\text{к}}^{K}}\right)^{2}\cdots\left(\frac{U_{\text{а}}^{1}}{U_{\text{к}}^{1}}\right)^{2}\left(\frac{U_{\text{к}}^{1}}{U_{\text{г}}}\right)^{2}U_{\text{г}}^{2}$$

или

$$\eta=\frac{4U_{\text{г}}^{2}}{R_{\text{н}}R_{\text{г}}I_{\text{г}}^{2}}\left(\mu_{K}\mu_{\text{л}}^{K}\mu_{K-1}\cdots\mu_{\text{л}}^{1}\mu_{\text{вх}}\right)^{2}.$$

Подставляя сюда все коэффициенты μ и замечая, что в режиме оптимального согласования $U_{\text{г}}=R_{\text{г}}I_{\text{г}}/2$, после ряда сокращений можно получить

$$\eta=\prod_{k=1}^{K}\frac{1}{D_{k}n_{k}^{2}}\frac{z_{k}}{(1+\sqrt{1-z_{k}})^{2}}\,. \tag{1.41}$$

Таким образом, в режиме оптимального согласования общая эффективность равна произведению эффективностей отдельных каскадов, причем все они вычисляются по той же формуле, что и для одного каскада (1.35). Различие заключается только в коэффициенте z, который для однокаскадного и многокаскадного УЧ имеет различные выражения (1.34) и (1.40). Впрочем, если возбудитель первого каскада подключен к контуру не полностью (рис. 1.5, *а*), а частично (рис. 1.5, *б*), то формула (1.41) остается справедливой, однако z_1 в ней надо вычислять по формуле (1.34).

Физика этого различия заключается в том, что внутренние каскады соединены одним контуром. Поэтому потери в нем надо учитывать один раз, о чем говорилось выше. В соответствии с этим выражение для z внутренних каскадов (1.40) можно получить из более общей формулы (1.34), если в ней пренебречь потерями во входном контуре ($r_{\text{к}}\to\infty$).

Можно показать, что (1.40) останется справедливой и в случае, когда фильтром являются связанные контуры. Тогда выражение (1.34) для z будет справедливо и для внутренних каскадов, причем $r_{\text{к}}$ и $r_{\text{а}}$ характеризуют потери в катодном и анодном контурах.

1.3. УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА БАРЬЕРНОЙ ЕМКОСТИ

УЧ на барьерной емкости (варикапе) в последние годы развиваются весьма интенсивно. Это связано с их высокими энергетическими показателями. Как показано в [16], при отсутствии потерь в схеме эффективность УЧ на реактивном НЭ может достигать единицы.

Возможны две основные схемы на варикапе. Первая аналогична схеме рис. 1.5. и отличается от нее лишь заменой триода на варикап. Такая схема называется П-схемой или последовательной, поскольку в ней варикап и фильтрующие контуры включены последовательно. Другим возможным вариантом является Т-схема или параллельная (контуры и варикап включены параллельно), которая изображена на рис. 1.12.

Т-схема является дуальной по отношению к П-схеме. Это значит, что независимыми переменными в ней являются

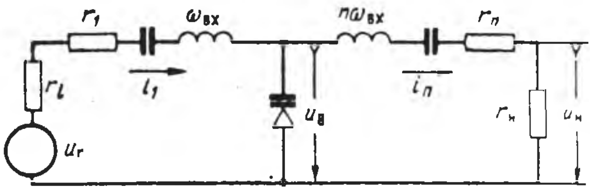


Рис. 1.12. Параллельная (*Т*-образная) схема УЧ на нелинейной емкости.

токи (i_1; i_n на рис. 1.12), которые протекают во входном и выходном контурах. Уравнения для комплексных амплитуд этих токов не трудно получить из (1.29), заменив токи на напряжения, сопротивления на проводимости и т. д. Для анализа Т-схемы необходимо произвести гармонический анализ несинусоидального напряжения на варикапе $u_в$, образующегося под воздействием двух гармонических токов. В ряде случаев такой анализ производится элементарно, поэтому для расчета Т-схем удается получить достаточно простые выражения [17, 18]. Гармонический анализ тока в П-схеме рис. 1.5 значительно сложнее, поэтому в этом случае применяются различные приближенные методы [19, 20], а заключительные формулы более громоздки.

Сравнения достоинств и недостатков этих типов схем даны в [19, 20], список литературы приведен в [3, 4].

Практически все авторы при составлении эквивалентных схем, описывающих работу УЧ на варикапах, исходят из энергетических соотношений. Такой подход не позволяет строго учесть потери в варикапе при протекании через него тока, спектр которого содержит бесконечное число гармоник. Однако значительно проще все результаты можно получить, используя уравнения (1.29).

Перейдем к расчету мгновенных значений тока через варикап, которые необходимы для определения амплитуд гармоник (1.23), (1.28). Эквивалентная схема варикапа показана на рис. 1.13, *а* и включает в себя: $C_{к}$; $L_{в}$ — емкость корпуса варикапа и индуктивность его выводов;

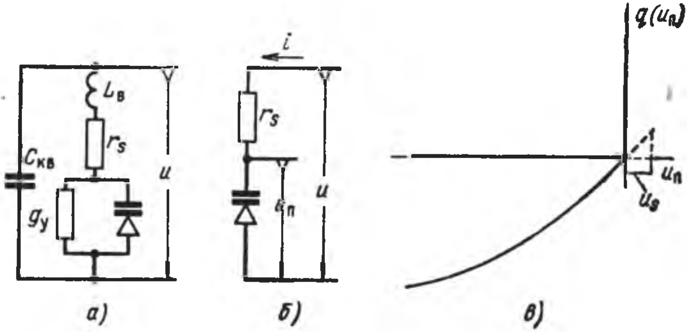


Рис. 1.13. Полная (*а*) и упрощенная (*б*) эквивалентные схемы варикапа, вольт-кулоновая характеристика перехода (*в*).

Плавная кривая при $u_п < 0$ соответствует барьерной емкости, а жирная вертикальная — диффузионной.

r_s — сопротивление тела полупроводника; $g_у$ — проводимость утечки запертого *p-n* перехода, включенная параллельно собственно варикапу. Обычно варикап работает в таком диапазоне частот, что индуктивностью выводов $L_в$ и проводимостью утечки $g_у$ можно пренебречь (впрочем с помощью предлагаемого ниже метода учесть их не представляет труда). Емкость корпуса может быть пересчитана в каждый из контуров, поэтому ее также можно отбросить. После указанных упрощений можно прийти к схеме варикапа рис. 1.13, *б*, из которой исходят и другие авторы.

В дальнейшем чисто условно называется «катодом» электрод, которым диод соединен с первым контуром. Второй электрод назван «анодом». Соответственно с этим всем элементам первого контура припишем индекс «к», а второго — индекс «а». Конечно, такое обозначение не имеет глубокого физического содержания, когда говорят о варикапе, однако оно удобно, поскольку позволяет сохранить ту же систему индексов, что и выше.

Статическая характеристика варикапа описывает зависимость заряда, запасенного в варикапе, от напряжения на переходе и имеет вид рис. 1.13, *в*. При закрытом переходе характеристика описывается выражением

$$q(u_\text{п}) = q_p\left[(u_s - u_\text{п})^p - u_s^p\right]. \qquad (1.42)$$

Здесь $q_p < 0$ — коэффициент, имеющий размерность $к \cdot в^{-1}$; u_s — контактная разность потенциалов; p — показатель степени параболы. В большинстве случаев $p = {}^1/_2$ или ${}^2/_3$.

Обычно для варикапов приводится не сама вольт-кулонова характеристика, а ее производная — зависимость емкости от напряжения на переходе

$$C(u_\text{п}) = \frac{dq}{du_\text{п}} = -pq_p(u_s - u_\text{п})^{p-1}.$$

Используя это уравнение, можно через емкость C_0 в рабочей точке (при $u_\text{п} = E$) определить коэффициент q_p. Ток через варикап i, очевидно, равен

$$i(t) = \frac{dq(u_\text{п})}{dt}. \qquad (1.43)$$

Трудность расчета по (1.43) состоит в том, что обычно известно не напряжение на переходе $u_\text{п}$, а внешнее напряжение u. Чтобы определить $u_\text{п}$, уравнение для схемы рис. 1.13, *б* записывается в виде

$$u_\text{п} + r_s\frac{dq(u_\text{п})}{dt} = u.$$

Второе слагаемое в левой части дает падение напряжения на сопротивлении r_s. Обычно это падение напряжения мало, поэтому в стационарном режиме можно представить $u_\text{п}$ в виде ряда по степеням r_s:

$$u_\text{п} = u_\text{п}^{(0)} + r_s u_\text{п}^{(1)} + r_s^2 u_\text{п}^{(2)} + \ldots.$$

Подставляя этот ряд в уравнение, определяющее $u_\text{п}$, и ограничиваясь линейным членом, можно получить

$$u_\text{п} = u - r_s\frac{dq(u)}{dt}.$$

Наконец, раскладываются в ряд по степеням r_s также и мгновенные значения заряда варикапа

$$q(u_\text{п}) = q(u) - r_s\frac{dq(u)}{du}\frac{dq(u)}{dt}. \qquad (1.44)$$

Формула (1.44) совместно с (1.43) позволяет вычислить ток через варикап. При этом удается учесть потери, происходящие за счет протекания в сопротивлении r_s всех гармоник тока.

Перейдем к расчету синфазных компонент тока. В соответствии с (1.44) каждую из них можно представить в виде основной части и малой добавки:

$$I_{\text{кс}} = I^0_{\text{кс}} + \Delta I_{\text{кс}};$$
$$I_{\text{ас}} = I^0_{\text{ас}} + \Delta I_{\text{ас}}.$$

Основные части дают те значения гармоник тока, которые были бы при $r_s = 0$. Нетрудно показать, что они удовлетворяют соотношению Менли и Роу [16], означающему, что мощность, подводимая к диоду на первой гармонике, равна мощности, отводимой на n-й:

$$U_{\text{к}} I^0_{\text{кс}} = U_{\text{а}} I^0_{\text{ас}}.$$

Основные части гармоник оказывается удобным записать через некоторую взаимную проводимость варикапа $Y_{\text{вз}}$, характеризующую обмен энергии между контурами

$$Y_{\text{вз}}(U_{\text{к}}; U_{\text{а}}) = \frac{I^0_{\text{ас}}}{U_{\text{к}}} = \frac{I^0_{\text{кс}}}{U_{\text{а}}}.$$

Используя для расчета формулу (1.43) и первое слагаемое (1.44), после интегрирования по частям получим

$$Y_{\text{вз}} = \frac{n\omega}{U_{\text{к}}} \frac{1}{\pi} \int\limits_{\tau_0}^{\tau_0+2\pi} q(u) \sin(n\tau + \Psi)\, d\tau.$$

Целесообразно ввести нормированные амплитуды на катоде и аноде $m_{\text{к}}$ и $m_{\text{а}}$:

$$m_{\text{к}} = \frac{U_{\text{к}}}{u_s - E}; \quad m_{\text{а}} = \frac{U_{\text{а}}}{u_s - E},$$

а коэффициент q_p (1.42) выразить через емкость в рабочей точке C_0. В этом случае

$$Y_{\text{вз}} = \omega C_0 y_{\text{вз}}(m_{\text{к}}; m_{\text{а}}; \Psi). \tag{1.45}$$

Безразмерная взаимная проводимость

$$y_{\text{вз}}(m_{\text{к}}; m_{\text{а}}; \Psi) = \frac{-n}{p m_{\text{к}}} \frac{1}{\pi} \int\limits_0^{2\pi} e^p \sin(n\tau + \Psi)\, d\tau,$$

где e — безразмерное управляющее напряжение:

$$e = 1 - m_{\text{к}} \cos \tau + m_{\text{а}} \cos (n\tau + \Psi).$$

Перейдем к расчету добавок гармоник $\Delta I_{\text{кс}}$; $\Delta I_{\text{ас}}$, которые характеризуют потери в сопротивлении r_s варикапа. Для анализа удобнее представить их проводимостями варикапа, включенными в цепи входной и выходной частот:

$$\Delta I_{\text{кс}} = G_{\text{к}} U_{\text{к}}; \quad \Delta I_{\text{ас}} = -G_{\text{а}} U_{\text{а}}.$$

После преобразований, аналогичных проделанным выше, для этих проводимостей можно получить

$$G_{\text{к}} = \delta_s \omega C_0 g_{\text{к}}; \quad G_{\text{а}} = \delta_s \omega C_0 g_{\text{а}}, \tag{1.46}$$

где $\delta_s = Q_s^{-1} = r_s \omega C_0$ — затухание диода, а $g_{\text{к}}$ и $g_{\text{а}}$ — нормированные проводимости:

$$g_{\text{к}} (m_{\text{к}};\ m_{\text{а}};\ \Psi) = \frac{-1}{m_{\text{к}}} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{2p-1}}{2p-1} \cos \tau \, d\tau;$$

$$g_{\text{а}} (m_{\text{к}};\ m_{\text{а}};\ \Psi) = \frac{n^2}{m_{\text{а}}} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{2p-1}}{2p-1} \cos (n\tau + \Psi) \, d\tau.$$

В случае малых амплитуд ($m_{\text{к}}$; $m_{\text{а}} \ll 1$) эти проводимости соответственно равны $g_{\text{к}} = 1$; $g_{\text{а}} = n^2$, т. е. пересчет малого сопротивления r_s, включенного последовательно емкости, в проводимость, включенную паралельно ей, происходит, как в линейной цепи.

Для полного расчета УЧ необходимо также знать эквивалентные емкости, которые варикап представляет для входной и выходной цепей. При расчете этих емкостей можно пренебречь падением напряжения на сопротивлении r_s, поскольку очень большой точности не требуется, а окончательная подстройка схемы все равно неизбежна. Расчет показывает, что нормированные величины этих емкостей

$$\frac{C_{\text{к}}}{C_0} = \frac{-1}{p m_{\text{к}}} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^p \cos \tau \, d\tau;$$

$$\frac{C_{\text{а}}}{C_0} = \frac{1}{p m_{\text{а}}} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^p \cos (n\tau + \Psi) \, d\tau.$$

Графики функций $y_{вз}$, $g_к$, $g_а$ для удвоителя показаны на рис. 1.14, *а — в*, а для утроителя — на рис. 1.14, *г — е*. Степень параболы $p = {}^1/_2$. При расчетах принято $\Psi = 90°$, что соответствует максимальной эффективности УЧ в режиме малых амплитуд. Из рисунков видно, что при небольших $m_а$ функции сравнительно слабо зависят от $m_а$. Ниже будет показано, что эффективность УЧ определяется некоторым отношением взаимной проводимости к проводимости потерь. Отношение же это зависит от амплитуды на аноде $m_а$ еще слабее, чем сами проводимости. Поэтому можно считать, что все эти функции зависят только от амплитуды на первом контуре $m_к$, причем все они меняются очень сильно в районе $m_к = 1$.

Графики функций $y_{вз}$, $g_к$, $g_а$ в зависимости от амплитуды на катоде $m_к$ показаны на рис. 1.15 сплошными линиями. Из графиков видно, что с ростом кратности умножения взаимная проводимость резко уменьшается, а проводимость потерь на n-й гармонике возрастает, что приводит к падению эффективности УЧ. Проводимость потерь на первой гармонике (пунктир на рис. 1.15, *б* и *д*) не зависит от кратности умножения, поскольку принято $m_а = 0$. Это же относится и к емкости, вносимой в первый контур (пунктир на рис. 1.15, *в* и *е*).

Заметим особо, что коэффициенты $g_к$, $g_а$ меняются значительно сильнее, чем нормированные емкости $C_к/C_0$ и $C_а/C_0$. Это важно потому, что большинство авторов при расчете потерь в варикапе считают их такими же, как и в линейной цепи, состоящей из последовательно включенных сопротивления r_s и емкости $C_к$ (для первого контура) или $C_а$ (для второго). Как видим, учет полного спектра тока, протекающего через варикап, приводит к потерям, большим, чем в такой цепи. С ростом n это расхождение усиливается.

Покажем теперь, что падение напряжения, созданного гармониками тока варикапа на контурах, влияет лишь на взаимную проводимость $Y_{вз}$, а не на проводимости потерь $G_к$ и $G_а$. Пусть гармоники тока создают дополнительное напряжение на варикапе

$$\Delta u = -\frac{1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} \boldsymbol{z}_\Sigma (j\varkappa\omega) \boldsymbol{I}_\varkappa e^{j\varkappa\omega t} = -\frac{1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} \boldsymbol{z}_\Sigma (j\varkappa\omega) j\varkappa\omega \boldsymbol{Q}_\varkappa e^{j\varkappa\omega t}. \tag{1.47}$$

Здесь $\boldsymbol{z}_\Sigma (j\varkappa\omega)$ — полное сопротивление двух контуров, подключенное последовательно к варикапу.

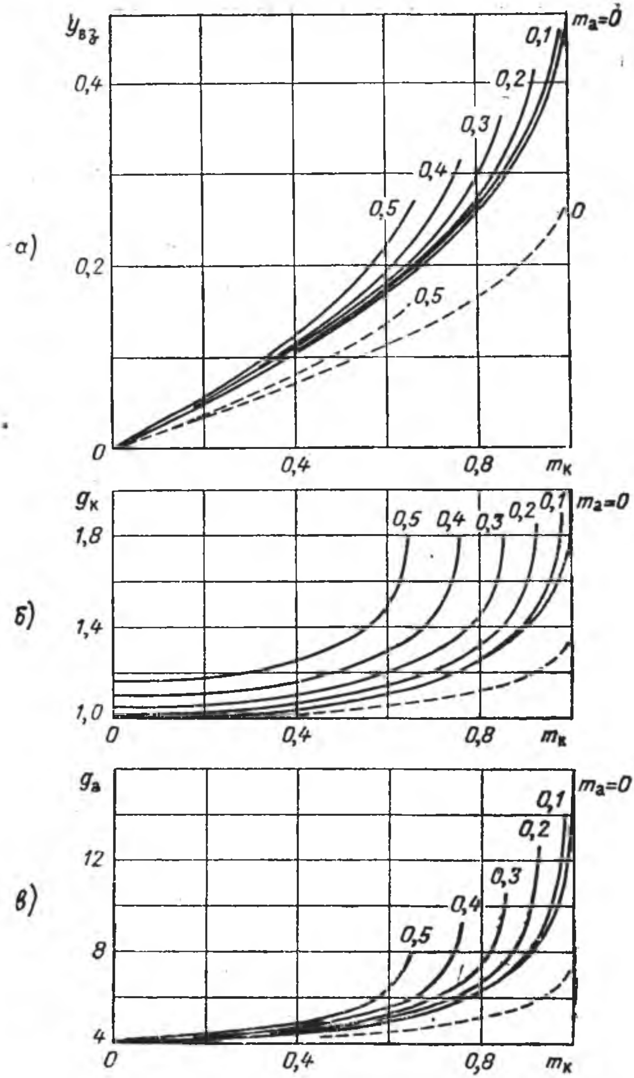
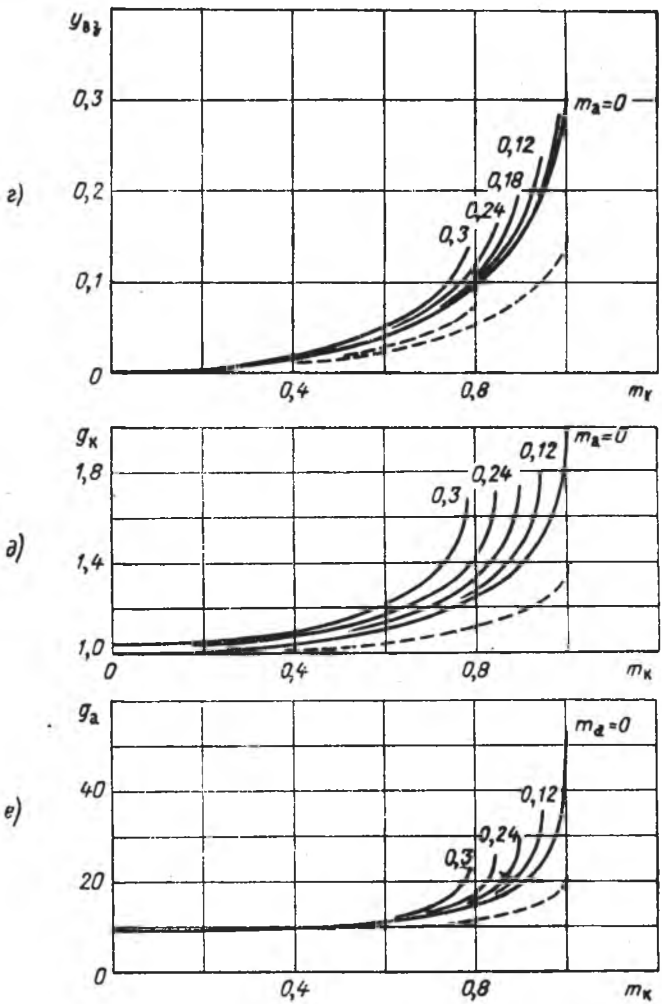


Рис. 1.14. Зависимости нормированных взаимной (*а*), входной (*б*) ($m_к$) и на аноде ($m_а$).

Сплошные линии соответствуют резкому переходу ($p = 1/2$), а пунктир (*г*, *д*, *е*)—то же для утроения частоты ($n = 3$).



и выходной (*в*) проводимостей варикапа от амплитуд на катоде

ные — плавному ($p = 2/3$). Кратность умножения $n = 2$; сдвиг фаз $\psi = \pi/2$.

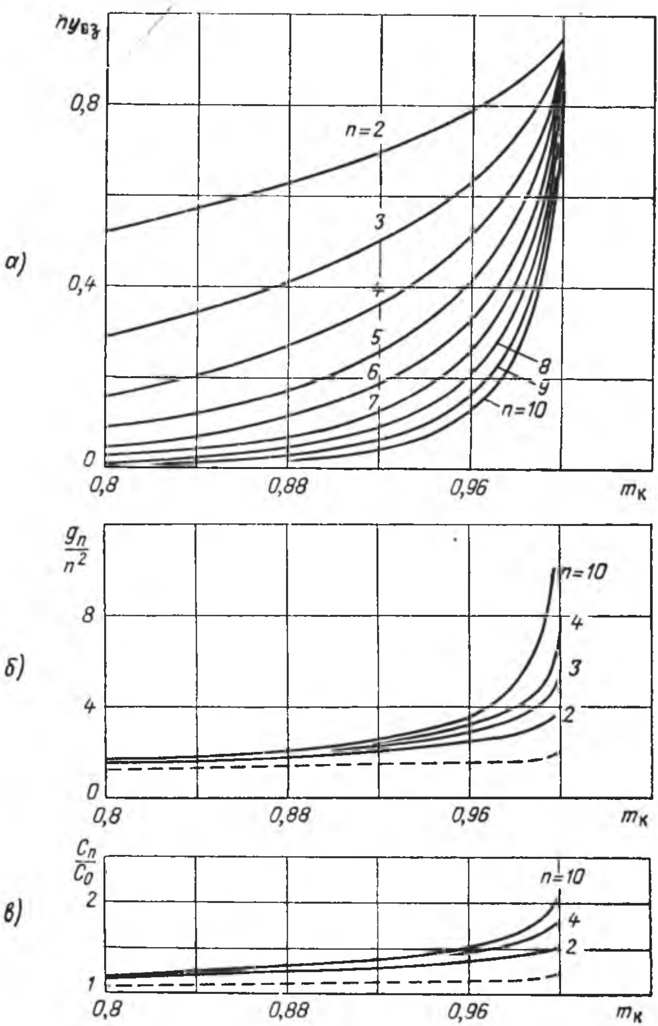
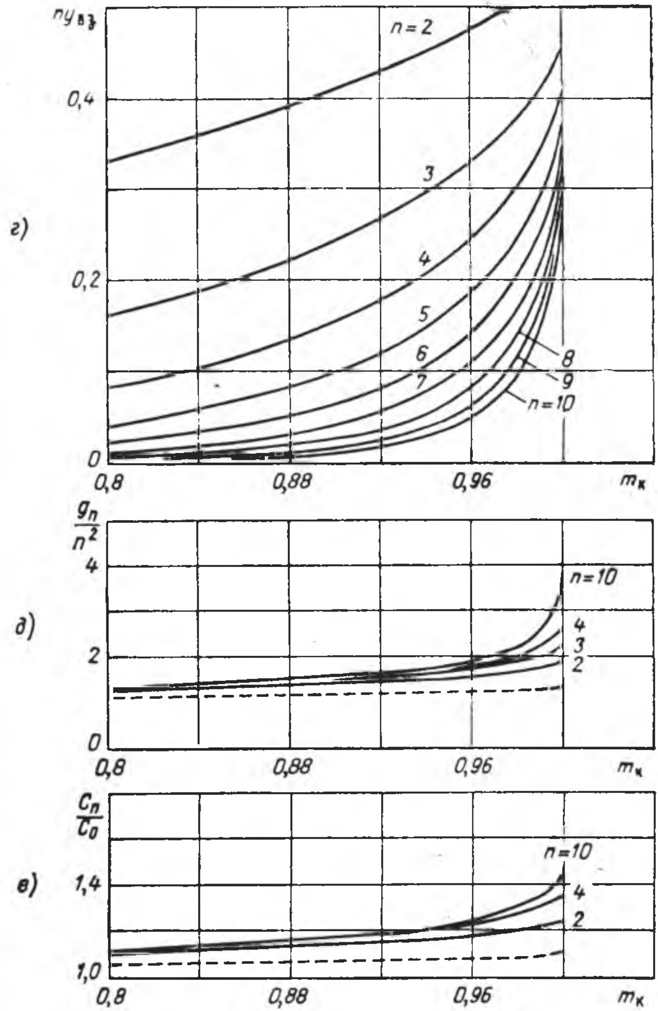


Рис. 1.15. Зависимости нормированной взаимной (a) и выходной плитуды возбуждения $m_к$ ($m_а = 0$) при разных кратностях умно перехода ($p = 2/3$).



(*б*) проводимостей, а также выходной емкости (*в*) варикапа от амжения. Переход резкий ($p = 1/2$). (*г*, *д*, *е*) — то же для плавного

Суммирование в (1.47) надо вести лишь по слагаемым, частоты которых не совпадают с резонансными, поэтому для них потери в фильтрах можно не учитывать.

Под действием напряжения (1.47) появляется дополнительный заряд

$$\Delta q\ (t)=\frac{\partial q\ (t)}{\partial u}\ \Delta u.$$

Этому заряду соответствуют дополнительные токи

$$\Delta I_{\text{кс}}=\omega\Delta Q_{\text{кs}};\quad \Delta I_{\text{ас}}=n\omega\Delta Q_{\text{аs}},$$

где $\Delta Q_{\text{кs}}$, $\Delta Q_{\text{аs}}$ — компоненты дополнительного заряда, квадратурные к напряжениям.

Покажем, что дополнительные токи удовлетворяют тому же уравнению, что и основные. Интегрирование по частям дает

$$U_{\text{к}}\Delta I_{\text{кс}}-U_{\text{а}}\Delta I_{\text{ас}}=-\frac{2}{T}\int\limits_{t_0}^{t_0+T}\frac{\partial q}{\partial u}\frac{du}{dt}\Delta u\ dt=\frac{2}{T}\int\limits_{t_0}^{t_0+T}q\ (t)\ \frac{d}{dt}\ \Delta u\ dt.$$

Подставляя сюда Δu в виде (1.47), можно найти

$$U_{\text{к}}\Delta I_{\text{кс}}-U_{\text{а}}\Delta I_{\text{ас}}=\frac{\omega^2}{2}\sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty}z_{\Sigma}\ (j\varkappa\omega)\ \varkappa^2\ |\ Q_{\varkappa}\ |^2=0.$$

Эта сумма равна нулю, потому что модуль заряда является четной функцией $\varkappa$, а импеданс — нечетной, так что слагаемые номеров $\pm\ |\ \varkappa\ |$ взаимно уничтожаются.

Таким образом, дополнительные токи удовлетворяют соотношению Менли и Роу, и потому их можно учесть некоторым изменением взаимной проводимости. Исследование, проведенное в режиме малых амплитуд, показало, что эта добавочная проводимость может несколько увеличивать основную, так что говорить о потерях на гармониках в контурах не имеет смысла. Если добротность контуров высокая, то это изменение проводимости имеет порядок затухания контуров по отношению к основной части и учет его не представляет интереса.

Итак, амплитуды гармоник тока с учетом потерь можно представить в виде суммы:

$$\begin{aligned} I_{\text{кс}}&=G_{\text{к}}U_{\text{к}}+Y_{\text{вз}}U_{\text{а}};\\ I_{\text{ас}}&=Y_{\text{вз}}U_{\text{к}}-G_{\text{а}}U_{\text{а}}. \end{aligned}\tag{1.48}$$

Обратим внимание на то, что потери увеличивают первую гармонику (больше нагрузка на первый контур) и уменьшают n-ю, что и приводит к уменьшению эффективности УЧ.

Дальнейшие рассуждения подобны тем, которые были проделаны в § 1.2. Подстановка (1.48) в уравнения (1.29) и решение их относительно $U_к$ и $U_а$ дает

$$U_к = \frac{\mu_к R_к I_г \cos \Phi_к (1 + \mu_а^2 R_а G_н + R_а G_а)}{(1 + \mu_к^2 R_к G_г + R_к G_к)(1 + \mu_а^2 R_а G_н + R_а G_а) + R_к R_а Y_{вз}^2};$$

$$U_а = \frac{\mu_к R_к I_г \cos \Phi_к R_а Y_{вз}}{(1 + \mu_к^2 R_к G_г + R_к G_к)(1 + \mu_а^2 R_а G_н + R_а G_а) + R_к R_а Y_{вз}^2}. \quad (1.49)$$

Формулы (1.49), вообще говоря, не позволяют рассчитать амплитуды на катоде и аноде, поскольку входящие в них параметры $Y_{вз}$, $G_к$, $G_а$ зависят от этих амплитуд. Однако из них можно сделать важные выводы:

во-первых, оказывается, что максимальные амплитуды, а значит, и эффективности всегда получаются при настроенном первом контуре ($\Phi_к = 0$);

во-вторых, эти формулы позволяют определить оптимальные коэффициенты связи, необходимые для согласования генератора и нагрузки.

Подставляя $U_а$ в выражение для эффективности (В.1) и дифференцируя по $\mu_к$ и $\mu_а$, можно найти, что оптимальные коэффициенты связи равны

$$\mu_к = \sqrt{R_г (R_к^{-1} + G_к)\sqrt{1 + z}};$$

$$\mu_а = \sqrt{R_н (R_а^{-1} + G_а)\sqrt{1 + z}}, \quad (1.50)$$

где

$$z = \frac{R_к R_а Y_{вз}^2}{(1 + R_к G_к)(1 + R_а G_а)}. \quad (1.51)$$

Эффективность преобразования при оптимальном согласовании определяется только параметром z и равна

$$\eta = \frac{z}{(1 + \sqrt{1 + z})^2}. \quad (1.52)$$

Формула (1.52) лишь формой записи отличается от аналогичных результатов работ [20, 21]. Из (1.51), (1.52) видно, что если отсутствуют потери как в контурах, так и в варикапах, то $z = \infty$ и $\eta = 1$. Это значит, что при отсутствии потерь и правильном согласовании независимо от номера гармоники в нагрузку можно передать ту же мощность, что и в согласованное сопротивление. Однако даже при наличии потерь эффективность преобразования в УЧ на варикапе оказывается очень высокой по сравнению с нелинейным сопротивлением.

Покажем теперь, что при расчетах эффективности амплитудой на аноде можно пренебречь (т. е. считать $m_а = 0$). В режиме оптимального согласования амплитуды (1.49) равны

$$U_к = \sqrt{\frac{2P_{согл}}{(R_к^{-1} + G_к)\sqrt{1+z}}};$$
$$U_а = U_к \sqrt{\frac{R_к^{-1} + G_к}{R_а^{-1} + G_а}\eta}. \qquad (1.53)$$

Рассмотрим предельную эффективность, получающуюся при отсутствии потерь в контурах. Напомним, что в нелинейном сопротивлении с ростом кратности умножения угол отсечки уменьшался, потери в НЭ быстро падали и реализовать случай малых потерь в контурах по сравнению с потерями в НЭ не представлялось возможным. В УЧ на варикапе положение иное. Как было показано выше, с ростом кратности умножения потери в варикапе возрастают, что позволяет реализовать случай малых потерь в контурах. Особенно характерен этот случай для диапазона СВЧ, где добротности варикапа малы, а потери в резонаторах ничтожны.

Полагая $R_к = R_а = \infty$ и используя (1.45), (1.46), найдем, что параметр z (1.51) пропорционален квадрату добротности диода и некоторой функции амплитуд

$$z = Q_s^2 \frac{y_{вз}^2(m_к;\ m_а)}{g_к(m_к;\ m_а)\, g_а(m_к;\ m_а)}.$$

Отношение амплитуд нетрудно определить из второго уравнения (1.53)

$$\frac{m_а}{m_к} = \sqrt{\frac{g_к}{g_а}\eta} = \sqrt{\frac{g_к}{g_а}}\,\frac{\sqrt{z}}{1+\sqrt{1+z}}.$$

Используя два последних уравнения, можно методом последовательных приближений определить эффективность УЧ и зависимость амплитуды умноженной частоты $m_а$ от амплитуды основной гармоники. В нулевом приближении в правых частях этих уравнений положим $m_а = 0$ и определим $\eta^{(0)}$ и $m_а^{(1)}$. Далее найденное значение $m_а$ используется для построения второго приближения и т. д.

Полученные таким образом зависимости будут справедливы до тех пор, пока переход остается закрытым. Это требование означает, что напряжение, приложенное к диоду, должно быть отрицательно (или в крайнем случае равно нулю) даже в те моменты времени, когда оно максимально. При $\Psi = \pi/2$ это дает

$$m_к \cos\tau + m_а \sin n\tau \leqslant \zeta$$

при

$$m_к \sin\tau - n m_а \cos n\tau = 0.$$

Здесь ζ — коэффициент использования диода по напряжению:

$$\zeta = |E| / |E - u_s|.$$

Для современных диодов, когда смещение равно половине допустимого напряжения E_s, коэффициент использования достигает $\zeta = 0{,}98 \div 0{,}99$. Для небольших n можно принять $\zeta = 1$.

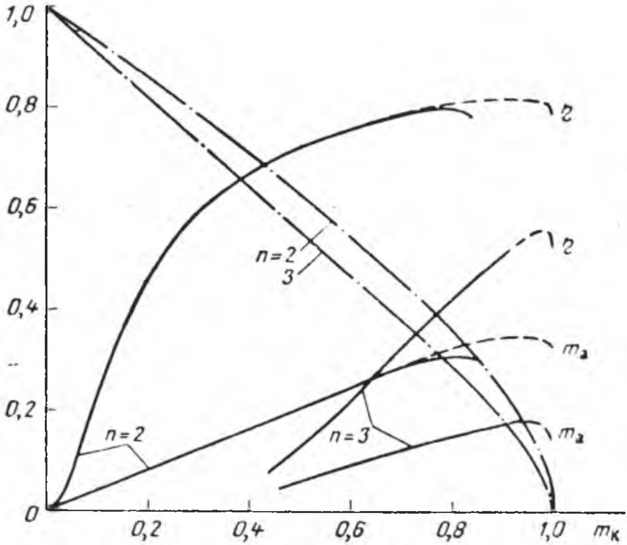


Рис. 1.16. Зависимости эффективности УЧ (η) и амплитуды на аноде ($m_а$) от амплитуды возбуждения ($m_к$) для удвоения и утроения частоты.

Штрих-пунктирные линии дают граничные значения амплитуды на аноде, при которых происходит отпирание перехода.

Если эти уравнения разрешить относительно амплитуд $m_к$ и $m_а$, то можно получить параметрическое задание кривой, при переходе через которую наступает отпирание перехода:

$$m_к = \frac{\zeta n \cos n\tau}{n \cos\tau \cos n\tau + \sin\tau \sin n\tau};$$

$$m_а = \frac{\zeta \sin\tau}{n \cos\tau \cos n\tau + \sin\tau \sin n\tau}.$$

Граничные кривые для $n = 2$ и $n = 3$ показаны на рис. 1.16 штрих-пунктиром (случай $\zeta = 1$). Из рисунка видно, что при малых $m_а$ присутствие анодного напряжения очень слабо влияет на допустимую амплитуду $U_к$. Приближенно на этом участке

$$m_{кгр} = \zeta - \frac{1}{2\zeta}(n m_а)^2.$$

Этот вывод очень важен, так как оказываются допустимыми достаточно большие амплитуды на первом контуре, при которых взаимная проводимость сравнительно велика.

Эффективность УЧ и амплитуда на аноде $m_а$, рассчитанные с помощью описанного выше метода последовательных приближений для $n = 2$ и $n = 3$, показаны на рис. 1.16 сплошными линиями. Пунктиром там же показаны результаты расчета в нулевом приближении ($m_а = 0$). Как видно, результаты расчета хорошо совпадают, т. е. «реакцией анода» * можно пренебречь.

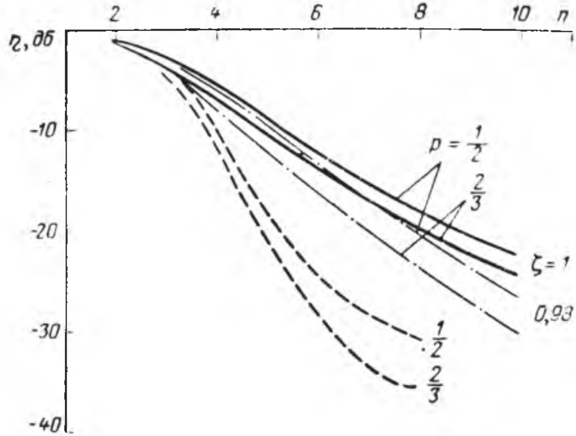


Рис. 1.17. Зависимости эффективности УЧ на варикапе от кратности умножения для резкого ($p = 1/2$) и плавного ($p = 2/3$) переходов.

Из рис. 1.16 видно, что при $n = 2$ максимальная эффективность η получается при закрытом переходе, когда $m_к$ меньше, но близко к граничному значению. Получается так потому, что при подходе к границе отпирания очень резко возрастают потери, что компенсирует рост взаимной проводимости. В работах других авторов такого роста не получалось, поскольку не учитывались потери всех гармоник, протекающих через варикап.

Результаты расчета эффективности УЧ в зависимости от n для $Q_в = 100$ показаны на рис. 1.17. Из графика видно, что при небольших n потери преобразования весьма малы. Можно также отметить, что варикап с резким переходом ($p = {}^1/_2$) имеет меньшие потери преобразования, чем

---

* Здесь и дальше термин «реакция анода» для УЧ на нелинейной емкости применяется чисто условно, поскольку деление электродов варикапа на «анод» и «катод» не является общепринятым.

с плавным ($p = {}^2/_3$), хотя даже в пределе при $n \to \infty$ разница составляет всего 2 *дб*.

С уменьшением коэффициента использования эффективность уменьшается, поскольку при этом падают амплитуда на первом контуре и взаимная проводимость. Эффективность при $\zeta = 0{,}98$ показана на рис. 1.17 штрих-пунктиром. Как видно из графика, с ростом кратности умножения потери по сравнению со случаем $\zeta = 1$ увеличиваются. Например, при $n = 10$ дополнительные потери составляют около 5 *дб*.

Пунктиром на рис. 1.17 показана эффективность УЧ на варикапе, полученная в [20] ($Q_s = 100$; $\zeta = 1$). Она значительно меньше полученной нами, ибо в [20] считалось, что с ростом кратности умножения амплитуда на аноде уменьшается обратно пропорционально n ($m_а/m_к = 1/n$). Реальные значения получаются значительно меньше. Так, при $n = 10$ получается $m_а = 0{,}003\ m_к$, что составляет лишь 3% от величины, принятой в [20]. В соответствии с этим оказываются допустимыми значительно большие амплитуды на первом контуре и получаются большие эффективности УЧ.

Таким образом, варикап, выбранный для умножения частоты, должен обладать как можно большей добротностью. Коэффициент $m_к$ выбирается близким к 1.

Поскольку добротность Q_s повышается при смещении рабочей точки влево, то желательно выбирать такой режим, в котором смещение и амплитуда $U_к$ равны половине допустимого обратного напряжения E_s. Для обеспечения необходимой амплитуды возбудитель должен давать мощность, которую нетрудно определить, положив в (1.53) $U_к = 0{,}5\ E_s$. Значит, если в распоряжении проектировщика имеется несколько варикапов с одинаковыми добротностями в середине допустимого участка характеристики E_s, то следует выбрать тот, для которого наилучшим образом выполняется первое равенство (1.53) при $U_к = 0{,}5 E_s$.

После того как диод выбран, расчет УЧ не представляет трудностей. Положив $m_к = 1$; $m_а = 0$, по графикам рис. 1.15 определяются все характеризующие диод параметры, что дает возможность определить эффективность преобразования η (1.52), амплитуды колебаний (1.53) и коэффициенты связи (1.50). Порядок расчета здесь существенно не отличается от случая УЧ на триоде (§ 1.2).

Следует однако отметить, что оптимальный выбор варикапа удается осуществить только для сравнительно маломощных задающих генераторов. Амплитуды, развиваемые мощными генераторами на современных варикапах, оказываются больше допустимых. Поэтому приходится работать в режиме приоткрывающегося перехода, что позволяет значительно повысить уровень преобразуемой мощности. Более подробно об этом сказано в [19].

1.4. УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА «ИДЕАЛЬНОЙ ЕМКОСТИ»

Назовем «идеальной емкостью» диод, у которого вольт-кулонова характеристика *p-n* перехода имеет вид, показанный на рис. 1.13, *в* жирной кривой. Такой диод состоит

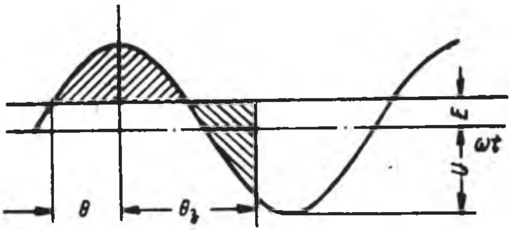


Рис. 1.18. Импульс тока, протекающий через диод с резким восстановлением (приближенно через диффузионную емкость).

из сопротивления r_s (рис. 1.13, *б*) и собственно «идеальной емкости», которая равна нулю, когда переход закрыт, и равна бесконечности, когда переход открыт. В реальном случае емкость закрытого *p-n* перехода равна не нулю, а барьерной емкости, однако эта последняя учитывается позднее, сейчас же она считается равной нулю.

Чтобы уяснить особенности работы УЧ с «идеальной емкостью», обратимся к рис. 1.18, на котором показаны графики напряжения и тока в диоде. Для простоты принято, что к диоду приложено одно синусоидальное напряжение.

Пока переход закрыт, ток через диод равен нулю и внешнее напряжение равно напряжению на переходе. Пусть в момент $\omega t = -\theta$ напряжение на переходе проходит через нуль и переход открывается. Поскольку емкость такого перехода равна бесконечности, то, пока переход открыт, напряжение на нем равно нулю. Ток через диод определяется только сопротивлением r_s и равен

$$i = u/r_s = su,\ \text{где}\ s = r_s^{-1}. \qquad (1.54)$$

Как и в случае идеального диода (рис. 1.9), этот ток пропорционален приложенному напряжению. Отличие заключается в моменте прекращения тока. Поскольку теперь переход представляет собой идеальную емкость, то через диод не проходит постоянная составляющая тока. Поэтому момент запирания $\theta_з = \omega t_з$ определяется из условия равенства нулю постоянной составляющей тока (заряда на переходе), т. е.

$$\int_{-\theta}^{\theta_з} u(\tau)\, d\tau = 0, \qquad (1.55)$$

поскольку крутизна s постоянна.

Равенство (1.55) означает равенство положительной и отрицательной площадей на рис. 1.18, общая сумма которых равна нулю. В момент времени $\theta_з$ происходит запирание перехода и ток резко падает до нуля (рис. 1.18). Такой импульс тока богат высшими гармониками, поэтому эффективность УЧ на «идеальной емкости» оказывается очень высокой.

Хорошим приближением к «идеальной емкости» может служить диффузионная емкость открытого *p-n* перехода. Чтобы показать это, будем по-прежнему исходить из эквивалентной схемы диода на рис. 1.13, *а*. Как и раньше, отбросим емкость корпуса диода $C_к$ и индуктивность выводов $L_в$. Однако проводимостью открытого перехода $g_у$, включенной параллельно емкости, пока пренебрегать не будем. Ток, протекающий через эту проводимость, зависит от напряжения на переходе $u_п$

$$i_п = i_0 (\exp \Lambda u_п - 1), \qquad (1.56)$$

где $\Lambda = e/kT = 39 в^{-1}$.

Заряд, запасенный в диффузионной емкости, также зависит от напряжения на переходе

$$q_д = q_0 (\exp \Lambda u_п - 1) = \tau_а i_п. \qquad (1.57)$$

Здесь $\tau_а = q_0/i_0$ — постоянная времени открытого диода (постоянная времени активной области).

Полный ток, текущий через переход, равен сумме токов через проводимость и емкость. С другой стороны, он равен току, текущему через сопротивление r_s (рис. 1.13, *б*). Следовательно,

$$i_п + \frac{dq_д}{dt} = \frac{u - u_п}{r_s}.$$

Поскольку ток и заряд зависят от напряжения на переходе по экспоненциальному закону, то точное решение последнего уравнения невозможно. Приближенное решение можно получить, основываясь на том, что в показателе экспоненты вместе с напряжением перехода стоит большой множитель Λ. Поэтому напряжение на переходе не может быть велико, и приближенно можно считать, что все внешнее напряжение падает на сопротивлении r_s, а значит, ток через диод подчиняется закону (1.54).

При этом токи через проводимость и емкость определяются уравнением

$$\frac{dq_{\text{д}}}{dt}+i_{\text{п}}=\tau_{\text{a}}\frac{di_{\text{п}}}{dt}+i_{\text{п}}=su. \tag{1.58}$$

Открывание диода происходит в тот момент, когда внешнее напряжение проходит через нуль, т. е. когда $u(-\theta)=0$. В последующие моменты времени, вплоть до закрывания, как и в случае нелинейного сопротивления, мгновенное значение пропорционально внешнему напряжению (1.54). Однако в отличие от случая нелинейного сопротивления диод запирается не тогда, когда обращается в нуль внешнее напряжение, а тогда, когда обращается в нуль ток перехода (1.56) и пропорциональный ему заряд. Ток же через диод при этом будет отрицательным.

Решая уравнение (1.58), можно найти

$$i_{\text{п}}=\frac{1}{\tau_{\text{a}}}q_{\text{д}}=\frac{s}{\tau_{\text{a}}}\int\limits_{t_0}^{t}u(t')\exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_{\text{a}}}\right)dt'.$$

Полагая $i=0$ при $t=t_{\text{з}}$ и переходя к $\tau=\omega t$, можно получить уравнение для определения момента запирания

$$\int\limits_{-\theta}^{\theta_{\text{з}}}u(\tau)\exp\left(\frac{\tau}{\omega\tau_{\text{a}}}\right)d\tau=\theta, \tag{1.59}$$

где $\theta_{\text{з}}$ — угол запирания диода.

Стоящая в показателе экспоненты величина $\omega\tau_{\text{a}}$ пропорциональна добротности открытого перехода и для хороших диодов может достигать нескольких единиц [22]. Вместе с тем, исследование решения (1.59) (для случая одного напряжения) показывает, что уже при $\omega\tau_{\text{a}}=1$ угол запирания получается почти таким же, как и при $\omega\tau_{\text{a}}=\infty$, если только импульс не слишком длинный ($\theta<40\div50^\circ$). Такой результат не должен вызывать удивление. Дело в том, что если импульс достаточно короткий, то емкость перехода не успевает заряжаться и весь ток протекает через емкость, а не через шунтирующую ее проводимость, независимо от добротности перехода. Полагая $\omega\tau_{\text{a}}=\infty$, вместо уравнения (1.59) можно написать более простое (1.55). С некоторым приближением считается, что мгновенное значение тока и момент запирания определяются у диффузионной емкости из тех же уравнений, что и у идеальной. В этом смысле можно говорить об их эквивалентности.

Единственное существенное различие получается при расчете постоянной составляющей тока, которая теперь не равна нулю из-за проводимости перехода $g_у$ (рис. 1.13). Чтобы рассчитать ее величину, надо уточнить уравнение (1.55) для момента запирания. Для этого нужно экспоненту в (1.59) разложить в ряд, оставив два первых члена. Получающаяся поправка существенна только при расчете постоянной составляющей тока, которая оказывается равной

$$I_0 = -\frac{s}{\omega\tau_а}\frac{1}{\pi}\int_{-\theta}^{\theta_з} u(\tau)\,\tau\,d\tau$$

и может быть использована для расчета цепи автосмещения.

По величине постоянной составляющей реального УЧ можно судить о режиме его работы. Для этого надо предварительно рассчитать, какая постоянная составляющая текла бы при данном режиме через диод, если бы он работал как нелинейное сопротивление. Если реальная величина постоянной составляющей оказывается в десятки раз меньше этой расчетной, то, значит, диод работает в режиме нелинейной емкости. Поэтому проведенная выше замена реальной емкости идеальной вполне допустима. Если токи оказываются сравнимыми, то это упрощение недопустимо, а расчетная эффективность будет много меньше реальной.

Перейдем к расчету гармоник тока. Обозначим

$$e_к = \cos\tau - \cos\theta; \quad e_а = \cos(n\tau + \Psi) - \cos(n\theta - \Psi).$$

Теперь мгновенное значение тока (1.54) можно записать в виде

$$i = sU_к e_к - sU_а e_а,$$

а амплитуды гармоник, синфазные к напряжениям, получат вид, подобный (1.48):

$$I_{кс} = G'_к U_к - Y_1 U_а;$$
$$I_{ас} = Y_2 U_к - G_а U_а. \qquad (1.60)$$

Входящие сюда проводимости G и Y определяются интегралами (1.23), (1.28) от напряжений $e_к$ и $e_а$. Эти проводимости даже при точной настройке зависят от отношения амплитуд напряжений, поскольку угол запирания определяется из уравнения (1.55), которое перепишется в виде

$$U_к A(\theta; \theta_з) - U_а B(\theta; \theta_з) = 0, \qquad (1.61)$$

где A и B — интегралы (1.55) от $e_к$ и $e_а$.

При исследовании УЧ удобнее уравнениям (1.60) придать вид, аналогичный уравнениям пассивного линейного четырехполюсника с одинаковой взаимной проводимостью ($Y_2 = Y_1$). Для этого умножим (1.61) на некоторый коэффициент $\varkappa$ и добавим к I_c (1.60), причем множитель $\varkappa$ выберем так, чтобы проводимость, стоящая множителем при $U_а$, равнялась Y_2. Тогда получим:

$$I_{кс} = G_к U_к - Y_{вз} U_а;$$
$$I_{ас} = Y_{вз} U_к - G_а U_а, \qquad (1.62)$$

где заменено Y_2 на $Y_{вз}$, а через $G_к$ обозначено

$$G_к = G'_к + AB^{-1}(Y_2 - Y_1).$$

Ход дальнейших рассуждений такой же, какой был при исследовании УЧ на нелинейном сопротивлении и барьерной емкости. Подставим (1.62) в уравнения (1.29) и разрешим их относительно амплитуды $U_а$. Такое решение будет чисто формальным, подобно (1.49), поскольку входящие в него параметры G, Y, характеризующие идеальную емкость, сами зависят от амплитуды. Однако оно удобнее, поскольку с его помощью можно определить оптимальные коэффициенты связи и максимальную эффективность, подобно тому, как это было сделано в § 1.2 и 1.3.

Введем для этого параметр z, аналогичный (1.34) и (1.51):

$$z = \frac{R_к R_а Y_{вз}^2}{(1 + R_к G_к)(1 + R_а G_а)}. \qquad (1.63)$$

Тогда максимальная эффективность

$$\eta = \frac{z}{(1 + \sqrt{1 - z})^2}, \qquad (1.64)$$

а оптимальные коэффициенты связи

$$\mu_к = \sqrt{R_г (R_к^{-1} + G_к)\sqrt{1 - z}};$$
$$\mu_а = \sqrt{R_н (R_а^{-1} + G_а)\sqrt{1 - z}}. \qquad (1.65)$$

Теперь можно приступить к составлению уравнения, позволяющего определить угол запирания диода. Для этого используется то обстоятельство, что в режиме оптимального согласования отношение амплитуд на аноде и катоде

$$\frac{U_а}{U_к} = \sqrt{\frac{R_к^{-1} + G_к}{R_а^{-1} + G_а}\,\eta} = \frac{A}{B}. \qquad (1.66)$$

Последнее равенство написано в силу (1.61). Уравнение (1.66) позволяет определить угол запирания перехода $\theta_з$ по заданному углу отпирания θ. Как видно, в общем случае при оптимальном согласовании угол запирания зависит от резонансных сопротивлений катодного и анодного контуров, а также от кратности умножения n и угла сдвига фаз Ψ, влияющих на величины A, B и т. д.

Точное решение (1.66) невозможно, поэтому в данном случае особенно ценными представляются упрощения, которые были сделаны в § 1.2 и позволили исключить кратность умножения путем введения некоторых эквивалентных параметров потерь. Для этого, как и в § 1.2, разложим интегралы для проводимостей G, Y по степеням n^{-1} и ограничимся первыми, не обращающимися в нуль членами. При этом, как и в § 1.2, введем новые углы отпирания и запирания: $\vartheta = n\theta$; $\vartheta_з = n\theta_з$. В результате для функций A, B, а также проводимостей $G_к$, $G_а$, $Y_{вз}$ получим:

$$A = \frac{1}{n^3} a; \quad B = \frac{1}{n} b;$$

$$G_к = \frac{s}{n^5} g_к; \quad G_а = \frac{s}{n} g_а; \quad Y_{вз} = \frac{s}{n^3} y_{вз}.$$

Входящие сюда безразмерные функции имеют вид:

$$a = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\vartheta}^{\vartheta_з} (\vartheta^2 - \tau^2)\, d\tau; \quad b = \frac{1}{\pi} \int\limits_{-\vartheta}^{\vartheta_з} [\cos(\tau + \Psi) - $$
$$- \cos(\vartheta - \Psi)]\, d\tau;$$

$$g_к = \frac{-1}{4\pi} \int\limits_{-\vartheta}^{\vartheta_з} (\vartheta^2 - \tau^2)\, \tau^2\, d\tau + \frac{1}{2}\vartheta^2 a + \cos(\vartheta - \Psi)\frac{a^2}{b};$$

$$g_а = \frac{1}{\pi} \int\limits_{-\vartheta}^{\vartheta_з} [\cos(\tau + \Psi) - \cos(\vartheta - \Psi)] \cos(\tau + \Psi)\, d\tau; \tag{1.67}$$

$$y_{вз} = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\vartheta}^{\vartheta_з} (\vartheta^2 - \tau^2) \cos(\tau + \Psi)\, d\tau.$$

Теперь, как и в § 1.2, точное выражение для z (1.63) можно заменить приближенным

$$z = \frac{r_к r_а y_{вз}^2}{(1 + r_к g_к)(1 + r_а g_а)}, \tag{1.68}$$

а уравнение (1.66) для определения угла отсечки переписать в виде

$$a - b\sqrt{\frac{r_{\text{к}}^{-1} + g_{\text{к}}}{r_{\text{а}}^{-1} + g_{\text{а}}}}\,\eta = 0, \tag{1.69}$$

где подобно (1.37) введены параметры потерь в катодной и анодной цепях

$$r_{\text{к}} = R_{\text{к}} s n^{-5}; \quad r_{\text{а}} = R_{\text{а}} s n^{-1}. \tag{1.70}$$

Из уравнений (1.68) — (1.70) видно, что если с изменением кратности умножения параметры потерь остаются постоянными, то параметр z, а значит, и эффективность умножения (1.64) не меняются. Также не меняется угол запирания $\vartheta_{\text{з}}$, если задан угол отпирания.

Уравнение (1.69) приходится решать графически. Для этого следует задаться параметрами потерь $r_{\text{к}}$, $r_{\text{а}}$, сдвигом фаз между напряжениями на аноде и катоде, а также углом отпирания ϑ. После этого надо построить левую часть (1.69) как функцию угла запирания $\vartheta_{\text{з}}$ и найти тот угол запирания, при котором она обращается в нуль. Как видно, общий объем вычислений оказывается достаточно большим. Поэтому вычисления были проделаны только для нулевого сдвига фаз между напряжениями на аноде и катоде, хотя возможно этот случай и не является оптимальным с точки зрения эффективности.

Результаты расчетов приведены на рис. 1.19. Сплошной линией показаны графики для случая, когда потери в катодной цепи отсутствуют ($r_{\text{к}} = \infty$), а пунктиром — случай бесконечных потерь $r_{\text{к}} = 0$. Как видно из рисунка, графики почти совпадают, особенно если $r_{\text{а}} < 5$. Таким образом, угол запирания практически не зависит от потерь во входной цепи, а зависит только от потерь в анодной цепи. Последнее объясняется тем, что угол запирания, как видно из (1.61), зависит от отношения амплитуд, а это отношение зависит от потерь в анодной цепи. Потери же в катодной цепи приводят к одновременному уменьшению амплитуд на катоде и аноде, а потому практически не влияют на угол запирания.

После того как связь между углами отпирания и запирания определена, можно вычислить взаимную проводимость $y_{\text{вз}}$ и проводимости потерь диода $g_{\text{к}}$, $g_{\text{а}}$. Для практических расчетов удобнее всего привести графики этих величин, взяв в качестве параметра потери анодного контура, т. е. исключив из (1.67) угол запирания с помощью рис. 1.19.

Такие графики показаны на рис. 1.20. Напомним еще раз, что они справедливы только для случая оптимального согласования анодной цепи, когда отношение амплитуд на аноде и катоде диода удовлетворяют (1.69). Как видно из рис. 1.20, все параметры диода, а особенно входная

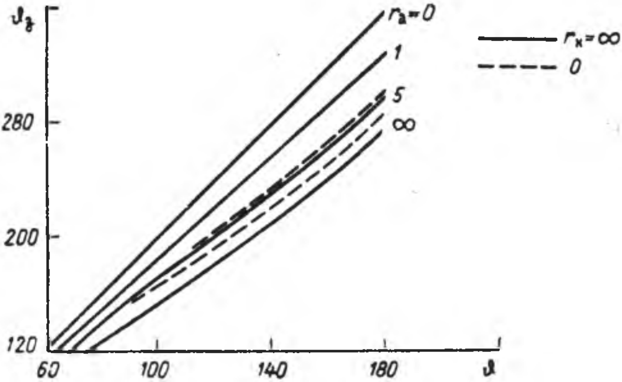


Рис. 1.19. Зависимости угла запирания от угла отсечки при разных параметрах потерь в анодном контуре.

проводимость рис. 1.20, *б*, существенно зависят от режима анодной цепи. Поэтому в случае УЧ на «идеальной емкости» учитывать реакцию анода весьма желательно.

После того как параметры диода вычислены, их следует подставить в (1.68) и найти такой угол отсечки, при котором параметр z, а значит, и эффективность максимальны. В результате удается построить графики, подобные изображенным на рис. 1.8 для случая нелинейного сопротивления.

Для случая нелинейной емкости эти графики показаны на рис. 1.21. Используя их, по известным параметрам потерь в контурах можно сразу определить оптимальный угол отсечки (рис. 1.21, *а*) и максимально достижимую эффективность УЧ (рис. 1.21, *б*). Если потери в контурах отсутствуют, то, как и в случае нелинейного сопротивления, оптимальный угол отсечки равен нулю, поскольку

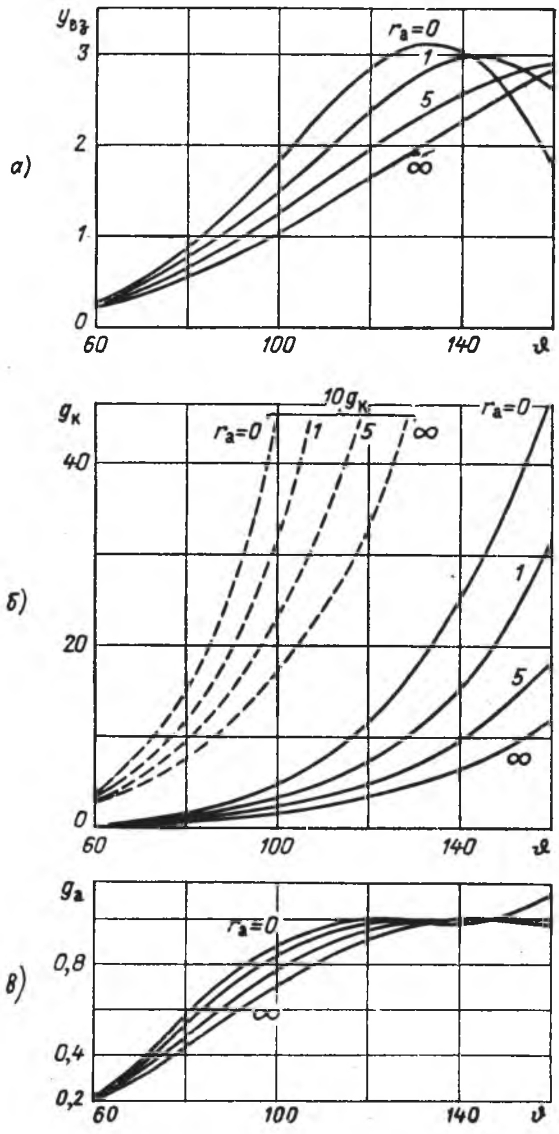


Рис. 1.20. Зависимости нормированной взаимной (*а*), входной (*б*) и выходной (*в*) проводимостей диода с резким восстановлением от угла отсечки при разных параметрах потерь в анодном контуре.

в этом случае отсутствуют потери и в сопротивлении r_s. Эффективность преобразования в этом случае оказывается равной единице, амплитуды на аноде и катоде равны бесконечности (как и в § 1.2).

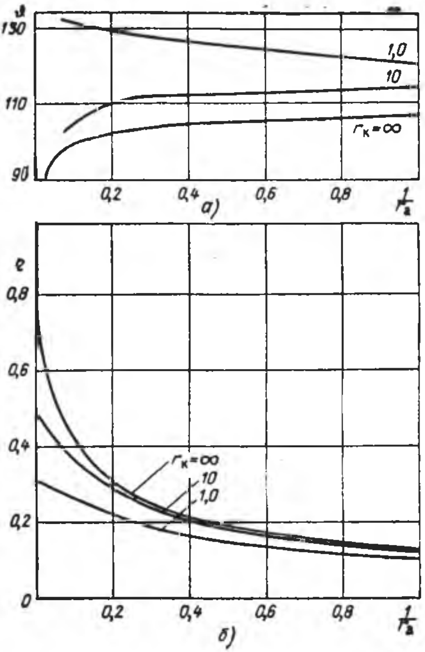


Рис. 1.21. Зависимости оптимального угла отсечки (*а*) и максимальной эффективности (*б*) УЧ на диоде с резким восстановлением от параметров потерь в анодном $r_а$ и катодном $r_к$ контурах.

Оптимальные коэффициенты связи контуров УЧ с генератором и нагрузкой определяются из (1.65) с использованием графиков рис. 1.20.

Перейдем к определению максимальной эффективности УЧ на «идеальной емкости» в случае, когда потери в контурах отсутствуют. Выше уже отмечалось, что в этом случае эффективность равна единице, а оптимальный угол отсечки равен нулю. Сказанное было бы верно, если бы переход не был шунтирован барьерной емкостью. Наличие ее приводит к тому, что через сопротивление r_s ток течет даже при запертом переходе (как и в случае нелинейного сопротивления § 1.2). Поэтому потери в диоде будут даже при нулевом угле отсечки, а эффективность не будет равна

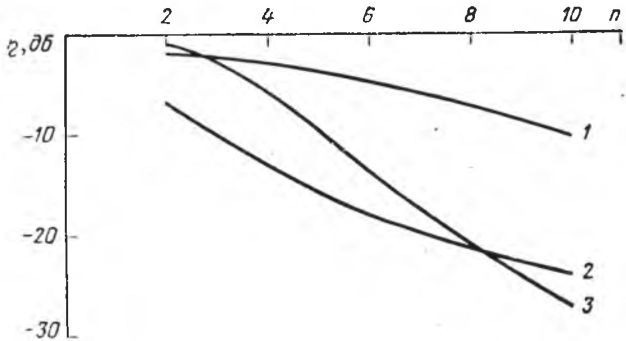


Рис. 1.22. **Зависимости эффективности УЧ от кратности умножения для разных типов НЭ:**

1) диоды с резким восстановлением (приближенно диффузионная емкость); 2) нелинейное сопротивление; 3) барьерная емкость.

единице. Следовательно, для расчета максимальной эффективности принципиально необходимо учесть наличие барьерной емкости. Но поскольку основной эффект умножения происходит за счет диффузионной емкости, то ради простоты, как и в § 1.2, принимается, что барьерная емкость постоянна, запертый переход характеризуется высокой добротностью, т. е. импеданс емкости считается много большим сопротивления r_s.

Рассмотрение, подобное тому, которое проделано в § 1.2, показывает, что и в случае нелинейной емкости потери можно учесть путем включения в катодный и анодный контуры сопротивлений (1.38).

При этом параметры потерь (1.70) равны $r_к = n^{-5}Q_s^2$ и $r_а = n^{-3}Q_s^2$ (напомним, что $r_s s = 1$). Результаты расчета, проведенного по описанному выше методу, показаны на рис. 1.22. Здесь изображена предельная эффективность УЧ на диффузионной емкости в том случае, когда добротность закрытого диода $Q_s = 100$ (кривая *1*). Для сравнения на этом же графике показаны эффективность УЧ на нелинейном сопротивлении (кривая *2*) и на барьерной емкости (кривая *3*, взятая с рис. 1.17 для $p = {}^1/_2$; $\zeta = 0{,}98$).

Из рисунка видно, что при удвоении эффективность УЧ на барьерной емкости больше, чем на диффузионной, и потому работать с приоткрыванием перехода имеет смысл только для повышения уровня передаваемой мощности. При утроении эффективность обоих методов примерно одинакова. При учетверении и более высоких кратностях эффективность УЧ на диффузионной емкости много больше. Из рисунка видно также, что, начиная с $n = 9$, выгоднее использовать нелинейное сопротивление, чем барьерную емкость. Конечно, при других параметрах эти граничные кратности умножения могут измениться. Общий же вывод состоит в том, что при больших кратностях УЧ на диффузионной емкости (в режиме с приоткрытым переходом) много эффективнее остальных. Умножители частоты на барьерной емкости и на линейном сопротивлении имеют примерно одинаковую эффективность.

1.5. УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА ТРАНЗИСТОРАХ

Расчет УЧ на транзисторе представляет сложную задачу, поскольку последний является нелинейным элементом, обладающим заметной инерционностью в рабочем диапазоне частот. Эквивалентная схема транзистора для малых сигналов показана на рис. 1.23. Возможность ее применения для больших сигналов обоснована в [23].

На схеме показаны выводы базы «б», эмиттера «э» и коллектора «к». Кроме того, на рис. 1.23 буквой «п» условно обозначена вторая точка эмиттерного перехода, которая является внутренней точкой транзистора. Напряжение на этом переходе $u_{\text{п}}$ определяет свойства транзистора, как активного элемента.

Левая часть схемы (ветвь бпэ) по существу эквивалентна варикапу (рис. 1.13), в котором отброшена индуктивность выводов, поскольку транзисторы обычно работают на таких частотах, где влияние их ничтожно. Сопротивление r_s представляет собой сопротивление материала базы (сопротивление базы). Оно остается приблизительно постоянным при изменении напряжения. Емкость эмиттерного перехода $C_{\text{э}}$ эквивалентна барьерной емкости варикапа. Накапливаемый в этой емкости заряд зависит от напряжения на переходе по степенному закону (1.42). Параллельно емкости эмиттерного перехода включается проводимость открытого перехода $g_п$ и диффузионная емкость перехода $C_д$. Ток через эти два элемента существен только в активной области (переход открыт), когда он очень резко зависит от напряжения на переходе (1.56), (1.57).

Емкость коллекторного перехода $C_{кп}$ зависит от приложенного к ней напряжения по тем же законам, что

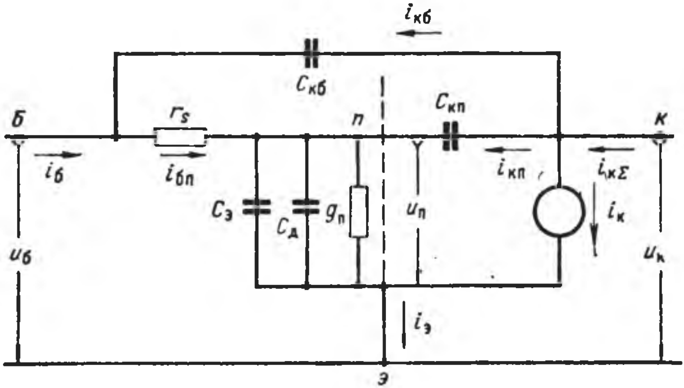


Рис. 1.23. Эквивалентная схема транзистора для малых сигналов (схема Джиаколетто).

и емкость $C_э$ (1.42). Параллельно ей включается проводимость утечки закрытого коллекторного перехода. Однако на радиочастотах этой проводимостью практически всегда можно пренебречь по сравнению с проводимостью емкости $C_{кп}$. Поэтому на рис. 1.23 она не показана.

Емкость между коллектором и базой $C_{кб}$ можно считать постоянной. Эта емкость очень существенна при исследовании усилителей, поскольку она определяет в них паразитную обратную связь. В УЧ, когда частоты сигналов на входе и выходе существенно различны, эту емкость можно просто пересчитать к зажимам база — эмиттер и коллектор — эмиттер, а потому учет ее не представляет труда.

Наконец, на рис. 1.23 изображен генератор коллекторного тока, определяющий свойства транзистора, как активного элемента. Мгновенное значение тока этого генератора определяется напряжением на переходе и имеет существен-ную величину только в активной области, когда переход открыт

$$i_к = i_{к0} (\exp \Lambda u_п - 1). \qquad (1.71)$$

Как видно из сравнения с (1.56), (1.57), ток генератора пропорционален току через проводимость открытого перехода $g_п$ и заряду в диффузионной емкости $C_д$. Таким образом, можно записать

$$i_п = i_к/\beta; \quad q_д = \tau_а i_к/\beta.$$

Входящий сюда параметр β есть коэффициент усиления транзистора по току в схеме с общим эмиттером. Это видно из рассмотрения статического случая, когда емкостные токи отсутствуют, а β есть отношение тока коллектора к току базы.

Итак, из всех элементов эквивалентной схемы транзистора (рис. 1.23) в активной области очень существенно (по экспоненте) меняются три параметра ($C_д$, $g_п$, $i_к$). Остальные элементы меняются много медленнее и в первом приближении их можно принять постоянными. Такое допущение тем более оправдано, что основное изменение этих последних происходит в пассивной области, когда ток коллектора равен нулю и которая поэтому представляет меньший интерес, чем активная область.

Для расчета импульсов коллекторного тока (1.71) необходимо знать мгновенное значение напряжения на переходе. Считая все элементы эквивалентной схемы рис. 1.23 (кроме $C_д$ и $g_п$) постоянными, нетрудно составить дифференциальное уравнение, которому это напряжение удовлетворяет

$$C_э \frac{du_п}{dt} + \frac{\tau_а}{\beta} \frac{di_к(u_п)}{dt} +$$
$$+ \frac{1}{\beta} i_к(u_п) = \frac{u_б - u_п}{r_s} + C_{кп} \frac{d}{dt}(u_к - u_п).$$

В левой части этого равенства представлен ток, вытекающий из перехода (точка «п» рис. 1.23) через емкость эмиттерного перехода, диффузионную емкость и проводимость $g_п$ соответственно. В правой части показан ток, втекающий в переход через сопротивление базы r_s и емкость коллектор — переход $C_{кп}$.

Собирая в левой части все величины, зависящие от напряжения на переходе, можно получить

$$\tau_{\text{п}} \frac{du_{\text{п}}}{dt} + u_{\text{п}} + \frac{r_s}{\beta} \left(\tau_{\text{а}} \frac{di_{\text{к}}}{dt} + i_{\text{к}} \right) = u_{\text{б}} + \tau_{\text{к}} \frac{du_{\text{к}}}{dt}, \qquad (1.72)$$

где $\tau_{\text{п}} = r_s (C_{\text{э}} + C_{\text{кп}})$ — постоянная времени транзистора в пассивном режиме, а $\tau_{\text{к}} = r_s C_{\text{кп}}$ — постоянная времени цепи коллектора.

Первая из них названа так потому, что она характеризует процессы в запертом транзисторе, когда $i_{\text{к}} = 0$ и из (1.72) получается линейное дифференциальное уравнение для напряжения на переходе с постоянной времени $\tau_{\text{п}}$.

В активной области, наоборот, мало напряжение на переходе, а ток генератора велик. Поэтому в (1.72) можно положить $u_{\text{п}} = 0$ и получить для тока дифференциальное уравнение с постоянной времени $\tau_{\text{а}}$.

К сожалению, транзисторы весьма редко работают в таких режимах, когда две указанные линейные области ярко выражены. В большинстве случаев в правой части (1.72) надо учитывать обе группы членов. Во всяком случае необходимо учитывать напряжение на переходе $u_{\text{п}}$, имеющее тот же порядок, что и напряжение $r_s i_{\text{к}} \beta^{-1}$, пропорциональное току генератора. В то же время производной напряжения на переходе обычно можно пренебречь. Дело в том, что в (1.72) перед производными стоят постоянные времени $\tau_{\text{п}}$ и $\tau_{\text{а}}$ соответственно. Отношение же постоянных времени пассивной и активной областей является для транзисторов малой величиной. Для диффузионных транзисторов оно имеет порядок 10^{-3}—10^{-2}. Для высокочастотных дрейфовых транзисторов это отношение не больше 0,1—0,2. Все сказанное означает, что в (1.72) можно положить $\tau_{\text{п}} = 0$, хотя для дрейфовых транзисторов такое предположение может давать заметную погрешность. В результате вместо (1.72) получается следующее уравнение:

$$\tau_{\text{а}} \frac{r_s}{\beta} \frac{di_{\text{к}}}{dt} + F_{\text{ст}}(i_{\text{к}}) = u_{\text{б}} + \tau_{\text{к}} \frac{du_{\text{к}}}{dt}, \qquad (1.73)$$

где

$$F_{\text{ст}}(i_{\text{к}}) = u_{\text{п}}(i_{\text{к}}) + \frac{r_s}{\beta} i_{\text{к}} = \frac{1}{\Lambda} \ln \left(1 + \frac{i_{\text{к}}}{i_{\text{к0}}} \right) + \frac{r_s}{\beta} i_{\text{к}}. \qquad (1.74)$$

Полагая в (1.73) напряжения и токи неизменными во времени, убеждаемся, что функция $F_{\text{ст}}(i_{\text{к}})$ является обратной по отношению к статической зависимости тока коллектора от напряжения на базе. Статическая характеристика реального транзистора хорошо подчиняется закону (1.74) при соответствующем подборе параметров r_s, β, $i_{\text{к}0}$.

К сожалению, точное решение уравнений (1.73) и (1.74) невозможно. Приближенное решение численными методами наталкивается на трудности, связанные с тем, что необходимо найти стационарное решение, начальные условия для которого неизвестны. Конечно, подбирая начальные условия, это решение найти можно, однако ценность его для вычисления гармоник тока все равно невелика, поскольку оно зависит от большого числа параметров.

Чтобы обойти указанные трудности, аппроксимируем статическую характеристику коллекторного тока кусками прямых. Очевидно, что функция, обратная статической характеристике, в этом случае равна

$$F_{\text{ст}}(i_{\text{к}}) = E' + i_{\text{к}}/s_{\text{к}} \qquad (i_{\text{к}} > 0). \tag{1.75}$$

Такая аппроксимация сравнительно хорошо совпадает со статической характеристикой, если значения тока не слишком малы. В противном случае необходимо применять другие аппроксимации, а расчеты становятся много сложнее [24].

Для решения уравнения (1.73) в него подставляется (1.75), а также синусоидальные напряжения на базе и коллекторе. Далее вводится косинус угла отсечки (1.12), а величина тока нормируется

$$i_{\text{к}} = s_{\text{к}} U_{\text{б}} x(\tau).$$

В этом случае для безразмерного тока $x(\tau)$ получается

$$A\frac{dx}{d\tau} + x = \cos\tau - \cos\theta - \varepsilon\sin(n\tau + \Psi). \tag{1.76}$$

Здесь A — параметр инерционности транзистора:

$$A = \omega_0 \tau_{\text{а}} s_{\text{к}} r_s \beta^{-1};$$

ε — параметр, учитывающий реакцию коллекторного напряжения на ток коллектора:

$$\varepsilon = n\omega_0 \tau_{\text{к}} U_{\text{к}} U_{\text{б}}^{-1}.$$

Обычно этот параметр является малым, поскольку постоянная времени коллекторной цепи меньше, чем постоянная времени транзистора в пассивной области. Это значит, что для рабочих частот $n\omega_0\tau_к \ll 1$ и потому $\varepsilon < 1$, несмотря на то, что $U_к > U_б$.

Учитывая малость ε, решение (1.76) можно представить в виде ряда по его степеням, ограничиваясь линейным членом

$$x(\tau) = x_0(\tau) + \varepsilon x_1(\tau) + \dots .$$

Подставляя этот ряд в (1.76), можно получить два уравнения:

$$A\frac{dx_0}{d\tau} + x_0 = \cos\tau - \cos\theta;$$

$$A\frac{dx_1}{d\tau} + x_1 = -\sin(n\tau + \Psi).$$

Решение первого из этих уравнений позволяет определить форму импульсов коллекторного тока при отсутствии реакции анода. Результаты такого решения подробно обсуждаются в [23]. Существенным является то, что импульс тока оказывается перекошенным. Передний фронт его затянут, а задний более крутой, чем у косинусоидального импульса. Запирание транзистора происходит при угле отсечки $\theta_з$, большем, чем угол отсечки θ. Поскольку импульс тока не симметричен, то его следует разложить в комплексный ряд Фурье. Каждая гармоника тока может быть записана в виде

$$\boldsymbol{I}_{кn} = s_к U_б \boldsymbol{\gamma}_n(A;\,\theta), \tag{1.77}$$

где комплексный коэффициент разложения

$$\boldsymbol{\gamma}_n(A;\,\theta) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\theta}^{\theta_з} x(\tau)\,e^{-jn\tau}\,d\tau.$$

В случае низких частот ($A = 0$) коэффициент разложения переходит в обычный при $p = 1$ [7]. С ростом частоты его модуль уменьшается и появляется фаза, зависящая от угла отсечки. Графики, отражающие эти зависимости для второй и третьей гармоник и необходимые для расчета удвоителя и утроителя, приведены на рис. 1.24.

Из рисунка видно, что с ростом инерционности амплитуды гармоник уменьшаются и в результате уменьшается эффективность УЧ. Далее из рис. 1.24 видно, что фаза гармоник тока оказывается очень значительной и может

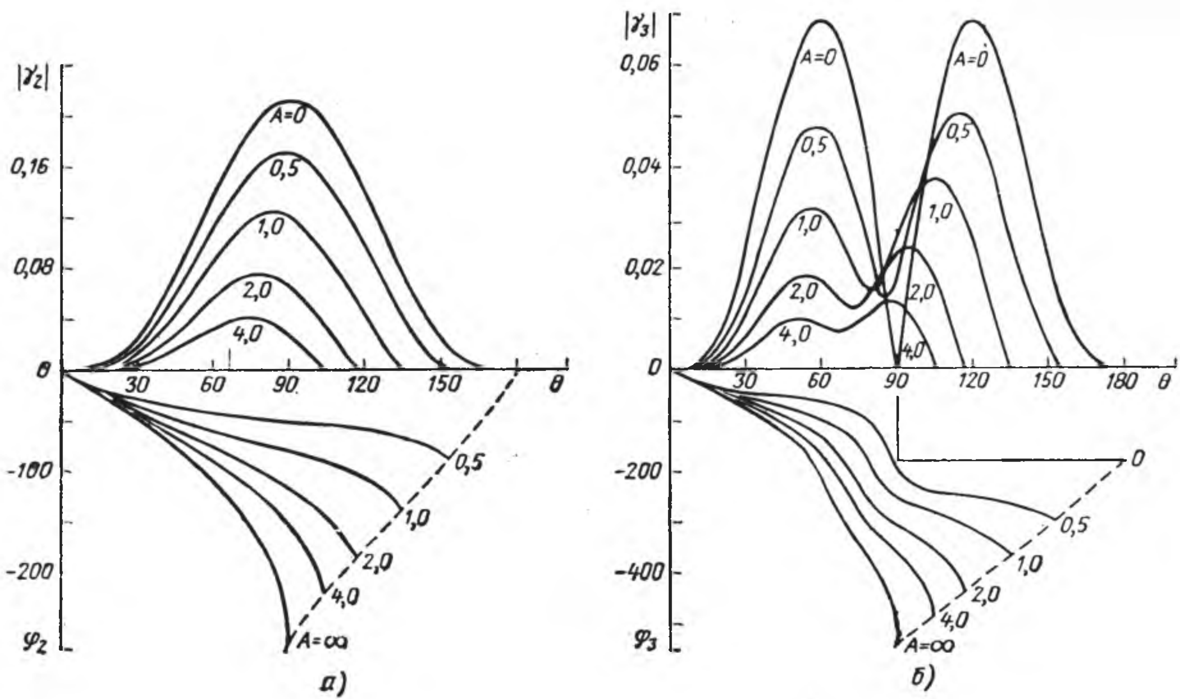


Рис. 1.24. Зависимости модуля и фазы коэффициентов разложения импульсов коллекторного тока транзистора от угла отсечки для разных параметров инерционности A:

а) $n = 2$; б) $n = 3$.

достигать нескольких сот градусов. Фаза весьма сильно зависит от угла отсечки, т. е. от режима транзистора. Это значит, что УЧ на транзисторах обладает большой режимной нестабильностью фазы.

Перейдем к расчету дополнительного тока коллектора $x_1(\tau)$, связанного с учетом реакции коллекторного напряжения. Мгновенное значение этого тока определяется в результате решения соответствующего уравнения. При вычислении гармоник этого дополнительного тока следует ввести компоненты, синфазную и квадратурную к напряжению на коллекторе. Первая из них характеризует выходную проводимость транзистора, а вторая — выходную емкость.

Итак,

$$\Delta \boldsymbol{I}_{\text{к}n} = -s_{\text{к}} U_{\text{б}} \varepsilon \boldsymbol{X}_n = -s_{\text{к}} \tau_{\text{к}} n \omega_0 \boldsymbol{X}_n U_{\text{к}}.$$

Здесь $\boldsymbol{X}_n$ означает гармоники дополнительного тока

$$\boldsymbol{X}_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\theta}^{\theta_{\text{з}}} x_1(\tau)\, e^{-j(n\tau+\Psi)}\, d\tau.$$

После вычисления интеграла оказывается, что он содержит член, зависящий от компексно-сопряженной амплитуды коллекторного напряжения. Очевидно, что это слагаемое связано с $2n$-й гармоникой выходной проводимости так же, как это было в случае УЧ на пентоде (1.19). Это значит, что, строго говоря, дополнительный ток нельзя представить как ток, текущий через некоторые проводимость и емкость, а надо писать

$$\Delta \boldsymbol{I}_{\text{к}n} = (G_{\text{к}} + jn\omega_0 C_{\text{к}})\, \boldsymbol{U}_{\text{к}} + \boldsymbol{B}_{2n} \boldsymbol{U}_{\text{к}}^*,$$

где $\boldsymbol{B}_{2n}$ — член, связанный с указанной $2n$-й гармоникой. Как и в пентодном УЧ, величина его сравнительно мала, поэтому ниже его будем отбрасывать. Тогда первое слагаемое в круглых скобках можно назвать выходной активной проводимостью транзистора, а второе — выходной емкостной проводимостью. Саму же выходную проводимость и емкость после вычисления интеграла для $\boldsymbol{X}_n$ оказывается возможным записать в виде

$$G_{\text{к}} = s_{\text{к}} \frac{\tau_{\text{к}}}{\tau_{\text{а}}}\, g_{\text{к}}(A, \theta);$$

$$C_{\text{к}} = s_{\text{к}} \tau_{\text{к}} c_{\text{к}}(A, \theta), \qquad (1.78)$$

где $g_к$ и $c_к$ — безразмерные функции угла отсечки и параметра инерционности. Графики этих функций показаны на рис. 1.25. Обратим внимание на то, что как выходная проводимость, так и емкость оказываются зависящими от номера выделяемой гармоники. Как видно из рисунка, выходная емкость с ростом частоты падает, а проводимость

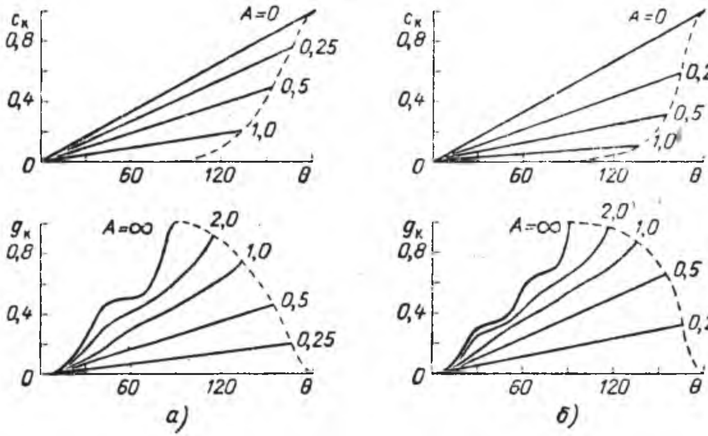


Рис. 1.25. Зависимости выходной емкости и выходной проводимости транзистора от угла отсечки:
а) $n = 2$; *б*) $n = 3$.

возрастает. На низких частотах ($A = 0$) выходная проводимость равна нулю .Получается так потому, что в эквивалентной схеме транзистора на рис. 1.23 была отброшена проводимость, шунтирующая емкость $C_{кп}$. Практически, конечно, проводимость не равна нулю. Однако она очень мала и ею можно пренебречь.

Интересно определить величину «начальной» выходной емкости транзистора, т. е. величину нормировочного коэффициента в (1.78). Эта «начальная» емкость равна $s_к\tau_к = s_к r_s C_{кп}$. Она больше емкости $C_{кп}$ (рис. 1.23) в $s_к r_s$ раз. Чтобы оценить величину этого произведения, надо сравнить точное и приближенное выражения для статической характеристики тока коллектора (1.74), (1.75). Из этого сравнения видно, что $s_к r_s \leqslant \beta$. Причем неравенство обращается в равенство в «существенно» активной области, когда последнее слагаемое, пропорциональное $i_к$, преобладает в левых частях (1.74) и (1.75). В остальных случаях произведение несколько меньше β, но имеет тот же порядок, т. е. много больше единицы. Это означает, что начальная выходная емкость транзистора оказывается много больше емкости $C_{кп}$. Правда, как видно из рис. 1.25, с ростом частоты эта емкость весьма быстро падает.

Перейдем теперь к расчету параметров входной цепи транзисторов. Как видно из рис. 1.23, первая гармоника базового тока транзистора, определяющая его входное сопротивление:

$$I_{б1} = \frac{1}{r_s}(U_б - U_{п1}),$$

где $U_{п1}$ — первая гармоника напряжения на переходе. Используя уравнение (1.72), ее можно выразить через первую гармонику генератора тока коллектора. Проведя гармонический анализ обеих частей (1.72), можно записать

$$U_{п1} = \frac{U_б + r_s\beta^{-1}(1 + j\omega_0\tau_а) I_{к1}}{1 + j\omega_0\tau_п}$$

и, подставив в предыдущее уравнение, получить

$$I_{б1} = \frac{j\omega_0 (C_э + C_{кп}) U_б - (1 + j\omega_0\tau_а)\beta^{-1} I_{к1}}{1 + j\omega_0\tau_п}. \tag{1.79}$$

Поскольку при расчетах коллекторного тока принималось, что на всех частотах в рабочем диапазоне $\omega_0\tau_п \ll 1$, то эту величину в знаменателе (1.79) можно отбросить. В этом случае первое слагаемое дает ток, текущий через емкости $C_э + C_{кп}$, которые характеризуют входную цепь, когда транзистор заперт. Поскольку часть времени транзистор отперт, то в (1.79) появляется второе слагаемое, характеризующее ток, протекающий через емкость $C_д$ и проводимость $g_п$. Подставляя сюда первую гармонику коллекторного тока в виде (1.77), формулу (1.79) можно записать в виде

$$I_{б1} = \left[j\omega_0 (C_э + C_{кп}) + \frac{s_к}{\beta}(1 + j\omega_0\tau_а) \,|\, \gamma_1(A; \theta) \,|\, e^{j\Phi_1} \right] U_б.$$

Напомним, что Φ_1 — фаза первой гармоники коллекторного тока, но не фаза напряжения на базе.

Как видно из последнего равенства, входную цепь транзистора можно представить в виде параллельного соединения активной проводимости и емкости:

$$\boldsymbol{I}_{б1} = [G_б + j\omega_0 (C_э + C_{кп} + C_1)]\, \boldsymbol{U}_б.$$

Здесь

$$G_б = s_к \beta^{-1} \sqrt{1+\omega_0^2 \tau_а^2}\, |\gamma_1 (A;\,\theta)| \cos (\Phi_1 + \operatorname{arctg} \omega_0 \tau_а);$$

$$C_1 = \frac{s_к \tau_а}{\beta} \frac{\sqrt{1+\omega_0^2 \tau_а^2}}{\omega_0 \tau_а} |\gamma_1 (A;\,\theta)| \sin (\Phi_1 + \operatorname{arctg} \omega_0 \tau_а). \quad (1.80)$$

На рис. 1.26 построены графики зависимостей входной проводимости и емкости транзистора от угла отсечки. Расчеты произведены для случая, когда амплитуда возбуждения достаточно велика, так что часть времени транзистор работает в «существенно» активной области, а потому $s_к r_s = \beta$. В этом случае $\omega_0 \tau_а = A$, и входная проводимость и емкость зависят только от параметра инерционности и угла отсечки. Если амплитуда возбуждения недостаточно велика для работы в «существенно» активной области, то расчет входной проводимости и емкости следует проводить по (1.80). Однако порядок величин можно оценить по рис. 1.26 и в этом случае.

Эквивалентные схемы входной и выходной цепей можно представить в виде, изображенном на рис. 1.27.

Входная цепь (левая часть рис. 1.27) состоит из суммарной емкости $C_{б\Sigma} = C_{кб} + C_{кп} + C_э$, аналогичной емкости $C_{к\Sigma}$, а также из рассмотренных выше проводимости G_1 и емкости C_1 (1.80).

Выходная цепь (правая часть рис. 1.27) состоит из генератора тока с комплексной амплитудой (1.77), имеющего выходную проводимость и емкость (1.78). Кроме того, параллельно выходной цепи подключается также емкость $C_{к\Sigma} = C_{кп} + C_{кб}$, равная сумме емкостей коллектор-переход и коллектор-база, поскольку в них также ответвляется часть тока коллектора.

Имея эквивалентные схемы входной и выходной цепей, нетрудно определить эффективность каскада УЧ на транзисторах. В случае оптимального согласования эффективность равна

$$\eta = \beta R_к s_к \frac{|\gamma_n (A;\,\theta)|^2}{4 g_б (A;\,\theta) [1 + r_к g_к (A;\,\theta)]}.$$

Здесь введен параметр $r_к = R_к s_к \tau_к / \tau_а$.

Эффективность является функцией угла отсечки, выбором которого можно ее увеличить. Расчеты показали, что приближенно оптимальный угол отсечки можно принять $\theta_{\text{опт}} = 120°/n$.

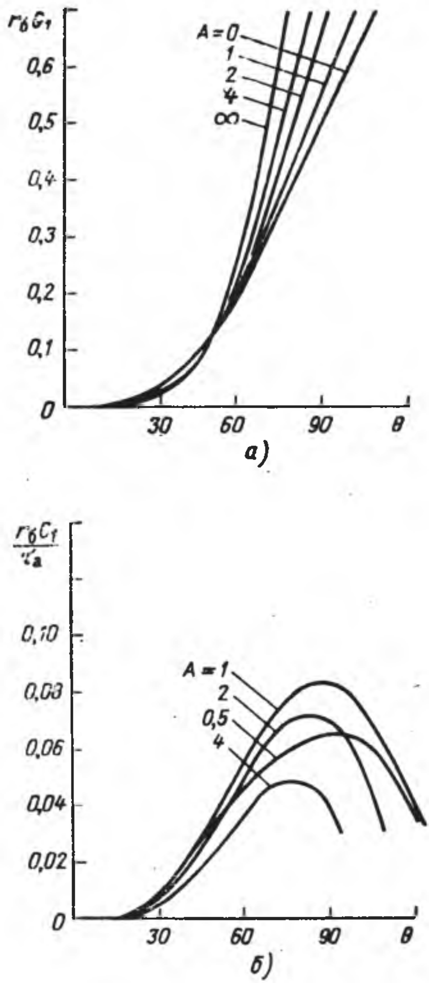


Рис. 1.26. Зависимости входной проводимости (*а*) и емкости (*б*) транзистора от угла отсечки.

В случае низких частот и больших нагрузок (A, $r_к \to 0$) оптимальный угол несколько больше приближенного значения; в случае высоких частот и малых нагрузок (A, $r_к \to \infty$) он несколько меньше. Однако во всех случаях

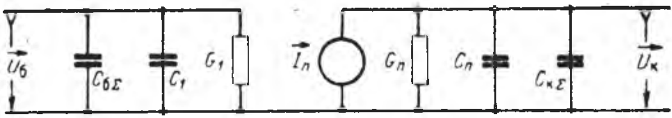


Рис. 1.27. Эквивалентная схема транзистора в режиме больших амплитуд.

при указанном выборе угла отсечки проигрыш по сравнению с оптимальным значением оказывается небольшим. Поэтому везде при расчетах примем оптимальное значение равным $120°/n$.

График зависимости максимальной эффективности от частоты показан на рис. 1.28. Как видно из рисунка,

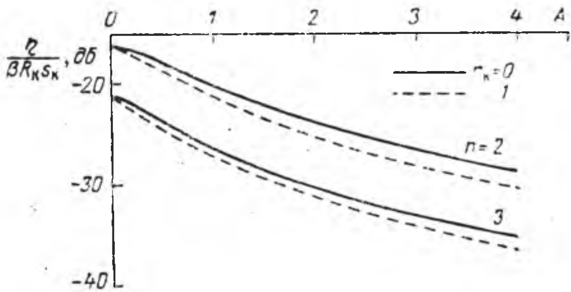


Рис. 1.28. Зависимости эффективности УЧ на транзисторе от параметра инерционности A при оптимальном согласовании.

с ростом частоты эффективность УЧ на транзисторах падает. При изменении частоты от нуля до значений, соответствующих $A = 4$, эффективность уменьшается примерно на 10 *дб*. Следует отметить, что графики рис. 1.28 относятся к нормированной эффективности, деленной на произведение $\beta R_к s_к$. Это произведение может достигать нескольких десятков и даже сотен, поэтому реальная эффективность УЧ на транзисторах может быть больше единицы, несмотря на то, что нормированная эффективность много меньше ее. Сказанное особенно справедливо для низких частот, где УЧ, как правило, имеют эффективность больше единицы. В результате на низких частотах после нескольких каскадов УЧ амплитуда возбуждения последующих каскадов может оказаться больше допустимой. В этом случае коэффициент связи двух каскадов выбирают меньше оптимального значения. Тогда входная цепь последующего транзистора слабо шунтирует контур, т. е. УЧ на транзисторах можно рассматривать, как аналог УЧ на пентоде.

Глава вторая

ВРЕМЕННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ В МНОГОКАСКАДНЫХ УМНОЖИТЕЛЯХ ЧАСТОТЫ

2.1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Во введении отмечалась основная трудность расчета побочных гармоник в многокаскадном УЧ. Она состоит в том, что необходимо учитывать прохождение побочных гармоник через все каскады, от первого до последнего. Обстоятельством, которое облегчает расчет побочных гармоник, является их малая величина по сравнению с амплитудами основных гармоник. Это позволяет линеаризировать все уравнения, описывающие работу многокаскадного УЧ, и тем самым упростить решение задачи. Все же решение оказывается весьма сложным. В общем случае напряжение, созданное побочными гармониками, описывается линейными дифференциальными (интегральными) уравнениями с периодическими коэффициентами, поэтому непосредственно спектральный подход к вычислению этих гармоник приводит к бесконечным рядам. Такие ряды неудобны для вычисления, особенно в случае узких импульсов тока, когда они плохо сходятся. Удобнее получить сначала мгновенное значение напряжения, а потом провести его гармонический анализ. Особенно хорошие результаты получаются в случае узких импульсов, характерных для УЧ. Исходя из этого, изучим прежде всего временные свойства напряжений, созданных побочными составляющими, и покажем, как можно связать эти напряжения для двух последующих каскадов. Далее будет показано, как, используя эти мгновенные значения, рассчитать спектральные характеристики каскадов УЧ. В конце главы будет рассмотрен непосредственно спектральный метод расчета, показывающий, какие и сколько членов необходимо удерживать в бесконечных рядах, чтобы получить удовлетворительную точность.

Многокаскадный УЧ представляет собой последовательное соединение нелинейных элементов (НЭ) и линейных избирательных четырехполюсников. Схема одного каскада такого устройства показана на рис. 2.1, причем НЭ обозначены овалами, а линейные элементы — квадратами. Назовем k-м каскадом умножителя k-й нелинейный элемент и следующий за ним четырехполюсник.

На входе k-го каскада действует напряжение u_k, которое назовем возбуждением, а на выходе — напряжение u_{k+1},

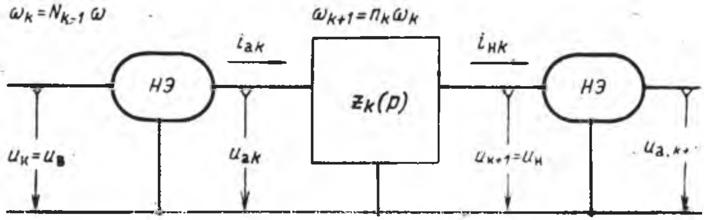


Рис. 2.1. Схема внутреннего каскада многокаскадного УЧ.

которое назовем напряжением на нагрузке (рис. 2.1). Промежуточное напряжение на выходе k-го НЭ назовем анодным и обозначим u_{ak}. Такое обозначение связано с тем, что в большинстве случаев это напряжение действует между анодом (или эквивалентным ему электродом) и корпусом. Со стороны анода каждый НЭ удобно рассматривать как генератор тока, питающий часть схемы, расположенную правее его. Поэтому будем считать, что со стороны анода из каждого НЭ вытекает ток i_{ak}. Наоборот, со стороны входа каждый НЭ удобно рассматривать как нагрузку для предыдущей части схемы. Поэтому здесь в НЭ втекает ток нагрузки $i_{нk}$. Такая полярность отличается от принятой ранее для однокаскадных УЧ (например, на рис. 1.1, 1.5). Объясняется это тем, что при исследовании однокаскадных УЧ не удается выбрать направление токов и напряжений, удобное во всех случаях. Например, если в УЧ на триоде с заземленной сеткой (рис. 1.5) принять то же направление токов, что и в пентодном (рис. 1.1), то получим, что катодный ток равен анодному с обратным знаком: $i_к = -i_а$. Если, кроме того, принять ту же полярность напряжений, т. е. отсчитывать напряжения по отношению к земле, то окажется, что оба тока зависят от напряжения

$e_у = -(u_к - Du_а)$. Необходимость учитывать знак минус неудобна. Аналогичные неудобства возникают, если при исследовании пентодного УЧ принять те же полярности, что и на рис. 1.5.

Исходя из этого, при выводе общих соотношений для многокаскадного УЧ нами будет принята единая система полярностей (рис. 2.1). Естественно, что при переходе к конкретным схемам в общих уравнениях надо будет поменять знаки перед теми токами и напряжениями, полярность которых отличается от принятой на рис. 2.1. Так, например, при исследовании многокаскадного УЧ на пентоде надо изменить знак перед всеми слагаемыми, содержащими ток анода $i_а$, поскольку направления анодных токов на рис. 1.1 и 2.1 не совпадают. При исследовании многокаскадных УЧ на триодах с заземленной сеткой надо поменять знаки перед всеми токами и напряжениями (ср. рис. 1.5 и 2.1), а это эквивалентно тому, что не менять знаки вообще.

Перейдем к составлению исходных уравнений и их линеаризации.

Токи НЭ и напряжения на зажимах фильтра связаны уравнениями линейного четырехполюсника. В операторной форме эти уравнения имеют вид

$$u_а(p) = z_{вх}(p)\, i_а(p) - z_{вз}(p)\, i_н(p),$$
$$u_н(p) = z_{вз}(p)\, i_а(p) - z_{вых}(p)\, i_н(p), \qquad (2.1)$$

где $u(p)$ и $i(p)$ — операционные изображения токов и напряжений, а через z обозначены входной, взаимный и выходной импедансы фильтра.

В уравнениях (2.1) опущен номер каскада k. Сделано это для упрощения записи, номер каскада будет восстановлен позже в окончательных формулах.

Уравнений (2.1) недостаточно для описания работы каскада УЧ. К ним необходимо присоединить еще уравнения, описывающие состояния НЭ, т. е. уравнения, связывающие токи НЭ с напряжениями на их электродах. В простейшем случае безынерционных НЭ достаточно иметь семейство статических характеристик вида

$$i_а = F_а(u_в;\, u_а), \quad i_н = F_н(u_н;\, u_{а,\,k+1}). \qquad (2.2)$$

В более общем случае инерционных НЭ получаются нелинейные дифференциальные или интегральные уравнения. Так, ранее для коллекторного тока транзистора было получено нелинейное дифференциальное уравнение (1.73). Учет инерционности триодов СВЧ приводит к нелинейным интегральным уравнениям Гринберга и т. д.

В общем случае уравнения для анодного тока k-го НЭ и входного тока $k+1$-го НЭ можно записать в виде

$$J_{\text{а}}(i_{\text{а}};\ u_{\text{в}};\ u_{\text{а}})=0,\quad J_{\text{н}}(i_{\text{н}};\ u_{\text{н}};\ u_{\text{а},\,k+1})=0. \tag{2.3}$$

Здесь $J_{\text{а}}$ и $J_{\text{н}}$ — символы тех операций (интегрирование, дифференцирование, умножение, возведение в степень и т. д.), которые надо применить к токам и напряжениям, чтобы получить уравнения инерционного НЭ.

Совокупности систем (2.1) и (2.3) достаточно для описания работы k-го каскада УЧ. Однако попытка практического решения их наталкивается на трудности, связанные с нелинейностью уравнений (2.3). Как уже отмечалось выше, эти трудности удается в значительной мере уменьшить, проведя линеаризацию систем (2.1) — (2.3) относительно малого напряжения, созданного побочными гармониками.

Пусть возбуждение k-го каскада кроме основной синусоидальной части содержит малую добавку, созданную побочными гармониками. В дальнейшем эту добавку будем называть дополнительным возбуждением и обозначать Δu_k или $\Delta u_{\text{в}}$ при исследовании одного k-го каскада. В соответствии с этим появятся некоторые добавки в анодном напряжении $\Delta u_{\text{а}}$ и в напряжении на нагрузке, причем последняя является одновременно дополнительным возбуждением следующего $k+1$-го каскада (рис. 2.1) $\Delta u_{\text{н}}=\Delta u_{k+1}$.

Дополнительные напряжения на электродах НЭ вызывают появление дополнительных токов через них. В простейшем случае безынерционного НЭ эти дополнительные токи получаются просто линеаризацией уравнения (2.2) относительно малых дополнительных напряжений:

$$\Delta i_{\text{а}\Sigma}=s_{\text{а}}(u_{\text{в}};\ u_{\text{а}})\,\Delta u_{\text{в}}-g_{\text{а}}(u_{\text{в}};\ u_{\text{а}})\,\Delta u_{\text{а}},$$

$$\Delta i_{\text{н}\Sigma}=g_{\text{н}}(u_{\text{н}};\ u_{\text{а},\,k+1})\,\Delta u_{\text{н}}+s_{\text{н}}(u_{\text{н}};\ u_{\text{а},\,k+1})\,\Delta u_{\text{а},\,k+1}. \tag{2.4}$$

Здесь буквами s обозначены частные производные от токов (2.2) по напряжениям, имеющим индекс, отличный от индекса тока. В дальнейшем каждую из этих производных назовем крутизной:

$$s_{\text{а}}=\frac{\partial i_{\text{а}}}{\partial u_{\text{в}}},\qquad s_{\text{н}}=\frac{\partial i_{\text{н}}}{\partial u_{\text{а},\,k+1}}.$$

Буквами g обозначены производные по напряжениям, имеющим тот же индекс, что и ток (g и s имеют размерность проводимости). Знак минус перед проводимостью $g_а$ поставлен в связи с выбранными на рис. 2.1 полярностями токов и напряжений, чтобы проводимость $g_а$ была положительной в случае потерь энергии в ней:

$$g_а = -\frac{\partial i_а}{\partial u_а}, \quad g_н = \frac{\partial i_н}{\partial u_н}.$$

Существенно подчеркнуть, что крутизна и проводимость анодного тока (s, g) зависят от двух синусоидальных напряжений: возбуждения и анодного. Поэтому они являются периодическими функциями с периодом $T_{k-1} = 2\pi/\omega_{k-1}$, равным периоду возбуждения k-го каскада. Совершенно аналогично проводимость и крутизна нагрузки являются периодическими функциями с периодом T_k, равным периоду возбуждения $k+1$-го каскада.

Как видно из (2.4), дополнительный анодный ток состоит из двух независимых частей.

Первая часть обусловлена дополнительным возбуждением. Поскольку возбуждение является внешним напряжением по отношению к каскаду, то эта часть тока в дальнейшем называется внешним током и обозначается $\Delta i_в$.

Вторая часть обусловлена дополнительным анодным напряжением. В дальнейшем именно эта часть называется дополнительным анодным током и обозначается $\Delta i_а$. Таким образом:

$$\Delta i_{а,\,\Sigma} = \Delta i_в - \Delta i_а, \tag{2.5}$$

где

$$\Delta i_в = s_а(u_в;\ u_а)\,\Delta u_в; \tag{2.6}$$

$$\Delta i_а = g_а(u_в;\ u_а)\,\Delta u_а. \tag{2.7}$$

Дополнительный ток нагрузки (2.4) также состоит из двух частей. Первая вызвана дополнительным напряжением на входе $k+1$-го НЭ, а вторая — обратной реакцией его анодного напряжения. Обычно эта обратная реакция мала и ею можно пренебречь, записав вместо (2.4)

$$\Delta i_{н\Sigma} \simeq \Delta i_н = g_н(u_н;\ u_{а,\,k+1})\,\Delta u_н. \tag{2.8}$$

В случаях УЧ на активных элементах (лампы, транзисторы) такое пренебрежение основано на слабом влиянии выходного напряжения на входное. В случае пассивных НЭ (диоды, варикапы) оно основано на сравнительно малой эффективности УЧ. В результате абсолютная величина побочных гармоник на выходе (пропорциональная $\Delta u_{\text{а},\,k+1}$) оказывается много меньше величины их на входе ($\Delta u_{\text{н}}$). Возникающая в этом случае ошибка оценена на конкретном примере (§ 3.5), где показано, что она мала.

Кроме уравнений (2.5) — (2.8), характеризующих состояние НЭ, дополнительные токи и напряжения по-прежнему связаны уравнениями линейного четырехполюсника (2.1), которые записываются в виде

$$\begin{aligned}
&\Delta u_{\text{а}}(p) + z_{\text{вх}}(p)\,\Delta i_{\text{а}}(p) + z_{\text{вз}}(p)\,\Delta i_{\text{н}}(p) = z_{\text{вх}}(p)\,\Delta i_{\text{в}}(p),\\
&\Delta u_{\text{н}}(p) + z_{\text{вз}}(p)\,\Delta i_{\text{а}}(p) + z_{\text{вых}}(p)\,\Delta i_{\text{н}}(p) = z_{\text{вз}}(p)\,\Delta i_{\text{в}}(p).
\end{aligned} \quad (2\ 9)$$

Удобство такой формы записи состоит в том, что теперь в левой части собраны компоненты тока, зависящие от искомых напряжений, в правой же части стоит компонента тока, зависящая от внешнего для данного каскада напряжения.

Если НЭ является инерционным, то деление анодного тока на две компоненты (2.5) остается справедливым, а значит, справедлива и система (2.9). Однако в этом случае компоненты токов определяются не из простых уравнений (2.6) — (2.8), а из более сложных, которые получаются путем формальной линеаризации (2.3). Например, для внешнего тока получается

$$\frac{\widehat{\partial J_{\text{а}}}}{\partial i_{\text{а}}}\,\Delta i_{\text{в}} + \frac{\widehat{\partial J_{\text{а}}}}{\partial u_{\text{в}}}\,\Delta u_{\text{в}} = 0. \quad (2.10)$$

Поставленный сверху знак $\wedge$ подчеркивает, что данная величина является не производной, а оператором, который показывает, какие операции необходимо применить к соответствующим величинам, чтобы получить линеаризированные уравнения НЭ.

Поясним более подробно метод линеаризации на примере уравнения (1.73) для коллекторного тока транзистора. Приведя его к виду (2.3), можно записать

$$J_{\text{к}}(i_{\text{к}};\ u_{\text{б}};\ u_{\text{к}}) = \tau_{\text{а}}\,\frac{r_s}{\beta}\,\frac{di_{\text{к}}}{dt} + F_{\text{ст}}(i_{\text{к}}) - u_{\text{б}} - \tau_{\text{к}}\,\frac{du_{\text{к}}}{dt} = 0.$$

Формальное вычисление частной производной по току коллектора дает

$$\frac{\widehat{\partial J_{\text{к}}}}{\partial i_{\text{к}}} = \tau_{\text{а}}\,\frac{r_s}{\beta}\,\frac{d}{dt} + \frac{\partial F_{\text{ст}}(i_{\text{к}})}{\partial i_{\text{к}}}$$

й по напряжению на базе (внешнему напряжению)

$$\frac{\widehat{\partial J_к}}{\partial u_в} = \frac{\widehat{\partial J_к}}{\partial u_б} = -1.$$

Уравнение (2.10) в данном случае имеет вид

$$\tau_а \frac{r_s}{\beta} \frac{d\Delta i_в}{dt} + \frac{\partial F_{ст}(i_к)}{\partial i_к} \Delta i_в - \Delta u_в = 0. \qquad (2.11)$$

Таким образом, получается линейное дифференциальное уравнение с периодическими коэффициентами. Здесь таким периодическим коэффициентом является производная статической характеристики по току коллектора.

Как видно из (2.10) и последующих рассуждений, при вычислении мгновенного значения внешнего тока напряжение на аноде считается идеально синусоидальным, не содержащим побочных гармоник.

Это значит, что входящая в (В.2) амплитуда побочной составляющей I_l является амплитудой побочной гармоники внешнего тока, т. е. за меру побочных гармоник принята их величина во внешнем токе каскада. Смысл такого определения состоит в том, что задаются побочные компоненты правой части системы (2.9), используя которую можно найти их на выходе каскада при любых реальных нагрузках.

Уравнение (2.10) является линейным, а потому решение его можно записать через реакцию на импульсный толчок. Пусть дополнительное возбуждение, входящее в (2.10), есть δ-функция, т. е. $\Delta u_в \to \delta(t - t')$. Такое воздействие имеет размерность δ-функции, т. е. *сек*$^{-1}$. Тогда решение (2.10) имеет размерность крутизны, умноженной на *сек*$^{-1}$. Это решение называется операторной крутизной.

Итак,

$$\frac{\widehat{\partial J_а}}{\partial i_а} \hat{s}_а(t; t') + \frac{\widehat{\partial J_а}}{\partial u_в} \delta(t - t') = 0. \qquad (2.12)$$

Подобно (2.11) и в общем случае операторы $\widehat{\partial J_а / \partial i_а}$ и $\widehat{\partial J_а / \partial u_в}$ являются периодическими во времени с периодом $T_{k-1} = 2\pi/\omega_{k-1}$. Поэтому сдвиг в (2.12) текущего времени t и момента действия импульса t' на величину периода совершенно не меняет вида уравнения. Это значит, что фигурирующая в (2.12) операторная крутизна также не должна меняться при таком сдвиге:

$$\hat{s}_{ak}\left(t + \frac{T}{N_{k-1}};\, t' + \frac{T}{N_{k-1}}\right) = \hat{s}_{ak}(t; t'). \qquad (2.13)$$

Если решение (2.12) найдено, то дополнительный ток $\Delta i_в$ при любых дополнительных напряжениях $\Delta u_в$ определяется с помощью свертки

$$\Delta i_в(t)=\int_{t_0}^{t}\hat{s}_а(t;\,t')\,\Delta u_в(t')\,dt'. \qquad (2.14)$$

Здесь через t_0 обозначен момент включения напряжений $\Delta u_в$, причем в стационарном режиме $t_0=-\infty$. Верхний предел в (2.14) взят равным t, поскольку для реальных систем реакция на импульсный толчок до толчка равна нулю:

$$\hat{s}_а(t;\,t')=0 \text{ при } t<t'. \qquad (2.15)$$

Уравнение (2.14) является обобщением уравнения (2.6) для безынерционного НЭ. Для инерционного НЭ основная трудность состоит в расчете операторной крутизны (2.12). Если она определена, то дополнительный ток определяется с помощью сравнительно простой операции — интегрирования.

Формула (2.14) является очень важной, поскольку она позволяет ввести комплексную мгновенную крутизну НЭ. С помощью этой крутизны все формулы операционного исчисления и интеграл Фурье оказывается возможным записать в том же виде, что и для безынерционного НЭ. Покажем это на примере операционного изображения внешнего тока, фигурирующего в правой части уравнений четырехполюсника (2.9). В случае безынерционного НЭ (2.6) изображение, очевидно, равно

$$\Delta i_в(p)=\int_{t_0}^{\infty}s_а(t)\,\Delta u_в(t)\,e^{-pt}\,dt.$$

Для инерционного НЭ

$$\Delta i_в(p)=\int_{t_0}^{\infty}\Delta i_в(t)\,e^{-pt}\,dt.$$

Подставим сюда $\Delta i_в$ из (2.14) и поменяем местами порядок интегрирования по t и t', тогда

$$\Delta i_в(p)=\int_{t_0}^{\infty}dt'\,\Delta u_в(t')\left\{\int_{t'}^{\infty}\hat{s}_а(t;\,t')\,e^{-pt}\,dt\right\}.$$

Обратим внимание на то, что внутренний интеграл имеет размерность крутизны. Если в нем сделать формальную замену переменных $t \to t' + t$ и заменить t на t', а t' на t, то придем к формуле, аналогичной случаю безынерционного НЭ:

$$\Delta i_{\text{в}}(p) = \int\limits_{t_0}^{\infty} s_{\text{а}}(t;\, p)\, \Delta u_{\text{в}}(t)\, \mathrm{e}^{-pt}\, dt. \qquad (2.16)$$

Отличие состоит только в том, что теперь крутизна зависит от оператора p и является операционным изображением операторной крутизны:

$$s_{\text{а}}(t;\, p) = \int\limits_{0}^{\infty} \hat{s}_{\text{а}}(t' + t;\, t)\, \mathrm{e}^{-pt'}\, dt'. \qquad (2.17)$$

Если оператор p рассматривать как комплексное число (см. ниже), то крутизна (2.17) становится комплексной величиной, и потому в дальнейшем будем называть ее комплексной крутизной.

Отметим, что комплексная крутизна, как и обычная, является периодической функцией времени. В самом деле, изменение в (2.17) времени t на период T_{k-1} означает сдвиг обоих аргументов операторной крутизны, стоящей под знаком интеграла. В силу (2.13) такой сдвиг не влияет на величину операторной крутизны, а значит, и комплексной (2.17) крутизны.

Особенно важным применение понятия комплексной крутизны оказывается при расчете гармоник тока. Нетрудно показать, что если, используя (2.14), вычислять гармоники внешнего тока, то придем к формуле, совершенно такой же, как и в случае безынерционного НЭ, а именно:

$$\Delta I_{\text{в},\, l} = \frac{2}{T} \int\limits_{t_0}^{t_0+T} s_{\text{а}}(t;\, jl\omega)\, \Delta u_{\text{в}}(t)\, \mathrm{e}^{-jl\omega t}\, dt. \qquad (2.18)$$

Здесь $s_{\text{а}}$ — комплексная крутизна (2.17) при $p = jl\omega$.

Формула (2.18) показывает, что, как и в случае безынерционного НЭ, гармоника тока определяется как гармоника произведения внешнего возмущения $\Delta u_{\text{в}}$ на периодическую функцию времени — крутизну.

Очевидно, что все сказанное относится не только к внешнему току, а также и к дополнительному анодному току и току нагрузки. Как и для внешнего тока, для них можно получить уравнения, подобные (2.10), путем линеаризации системы (2.3). Далее, подобно (2.12), можно ввести операторные проводимости, которые обладают теми же свойствами (2.13) и (2.15), что и операторная крутизна. Дополнительные токи выражаются через эти проводимости в виде сверток, аналогичных (2.14). Наконец, они позволяют ввести комплексную анодную проводимость и проводимость нагрузки подобно (2.17) и вычислять гармоники дополнительных токов аналогично (2.18). Это значит, что во всех случаях можно НЭ сначала рассматривать как безынерционный и только потом заменить крутизну (проводимость) на комплексную.

Перейдем к общим свойствам решений системы уравнений (2.9). Целью такого решения является получение связи между напряжениями на выходе двух последовательных каскадов $\Delta u_k = \Delta u_{\text{в}}$ и $\Delta u_{k+1} = \Delta u_{\text{н}}$ с тем, чтобы позднее ее можно было использовать при расчете спектров. Поскольку система (2.9) линейна, такая связь дается сверткой, аналогичной (2.14), т. е.

$$\Delta u_{k+1}(t) = \int\limits_{t_0}^{t} h_{\delta k}(t;\, t')\, \Delta u_k(t')\, dt'.$$

Здесь $h_{\delta k}(t;\, t')$ — то решение системы (2.9), которое имеет место, если внешнее напряжение Δu_k является импульсным толчком, а дополнительный анодный ток и ток нагрузки вычисляются с помощью операторных проводимостей подобно (2.14).

Для приложений, однако, оказывается удобнее связать не абсолютные значения дополнительных возбуждений, а относительные (нормированные к амплитуде основной частоты), так как именно эти относительные значения являются мерой малости побочных гармоник. Кроме того, удобно так пронормировать решение, чтобы реакция на импульсный толчок была безразмерной функцией времени ($h_{\delta k}$ имеет разность $сек^{-1}$). Поскольку естественным масштабом времени на выходе k-го каскада является период умноженной частоты $T_k = \frac{2\pi}{\omega_k}$, то удобно к нему и провести нормировку. Итак, запишем:

$$\frac{\Delta u_{k+1}(t)}{U_{k+1}} = \frac{2}{T_k} \int\limits_{t_0}^{t} h_{\text{н}k}(t;\, t')\, \frac{\Delta u_k(t')}{U_k}\, dt'. \tag{2.19}$$

Поскольку две последние формулы тождественны, то нормированная реакция $h_{\text{н}k}$ и ненормированная $h_{\delta k}$ связаны постоянным множителем. Этим же постоянным множителем должны быть связаны и внешние воздействия, реакциями на которые являются функции $h_{\text{н}k}$ и $h_{\delta k}$. Исходя из этого, можно получить, что нормированная реакция $h_{\text{н}k}(t;\ t')$ является решением системы уравнений (2.9), если внешнее воздействие равно

$$\Delta u_k = \Delta u_{\text{в}}(t) = \frac{U_k}{U_{k+1}} \frac{T_k}{2} \delta(t - t'). \tag{2.20}$$

В качестве примера вычисления реакции на импульсный толчок рассмотрим простейший случай УЧ на пентоде, работающем без сеточных токов. Пентод является безынерционным НЭ, поэтому внешний ток (2.6), как и внешнее напряжение (2.20), будет импульсным толчком

$$\Delta i_{\text{в}} = \frac{U_k}{U_{k+1}} \frac{T_k}{2} s_{\text{a}}(t')\, \delta(t - t'). \tag{2.21}$$

Поскольку в пентоде реакцией анода можно пренебречь, а сеточный ток следующего каскада отсутствует, то связь между напряжением на выходе каскада и внешним током можно найти из второго уравнения (2.9):

$$\Delta u_{k+1}(p) = z_{\text{вз}}(p)\, \Delta i_{\text{в}}(p).$$

Отсюда видно, что реакция каскада на импульсный толчок напряжения (2.20) равна реакции избирательного четырехполюсника (обозначим ее h_z) на импульсный толчок тока (2.21):

$$h_{\text{н}k}(t;\ t') = \frac{U_k}{U_{k+1}} \frac{T_k}{2} s_k(t')\, h_z(t - t'). \tag{2.22}$$

В теории цепей доказывается, что если импеданс четырехполюсника записать в виде отношения двух полиномов по степеням p

$$z_{\text{вз}}(p) = \frac{A(p;\ \delta)}{B(p;\ \delta)},$$

то

$$h_z(t) = \sum_{\lambda=1}^{\Lambda} \frac{A(p_\lambda;\ \delta)}{B'(p_\lambda;\ \delta)} e^{p_\lambda t},$$

где p_λ — корни характеристического уравнения четырехполюсника, а Λ — их общее число;

$$B(p_\lambda;\ \delta) = 0; \quad \lambda = 1,\ 2,\ \ldots,\ \Lambda. \tag{2.23}$$

Входящий в эти формулы параметр δ характеризует избирательные свойства четырехполюсника. Обычно он в той или иной степени пропорционален затуханию контуров и поэтому обозначен через δ. В дальнейшем этот малый параметр будет использован для построения приближенного решения там, где построение точного невозможно. Реакция четырехполюсника вычислена в предположении, что характеристическое уравнение (2.23) не имеет кратных корней. Обычно это условие выполняется, поскольку при точном решении корни различаются хотя бы на величины порядка затухания контуров четырехполюсника связи.

Из (2.22) видно, что реакция каскада не изменяется при сдвиге обоих времен t и t' на период возбуждения, т. е.

$$h_{\text{н}k}\left(t+\frac{T}{N_{k-1}};\ t'+\frac{T}{N_{k-1}}\right)=h_{\text{н}k}(t;\ t').$$

Это свойство справедливо и в общем случае, поскольку реакция каскада на импульсный толчок описывается системой линейных уравнений с периодическими коэффициентами (2.9). Вид реакции на импульсный толчок можно уточнить еще более, записав

$$h(t;\ t')=\sum_{\lambda=1}^{\Lambda} e^{p_\lambda (t-t')}\,\Phi_\lambda(t)\,F_\lambda(t').$$

Здесь, как и ранее, p_λ — корни некоторого характеристического уравнения, а Φ_λ и F_λ — периодические функции с периодом, равным периоду возбуждения каскада T/N_{k-1}.

Формула (2.19), связывающая возбуждения двух последующих каскадов, кроме стационарного режима содержит также и переходной, который надо исключить. Проще всего это сделать, если предположить, что с момента включения прошло бесконечно большое время, т. е. положить $t_0=-\infty$. При этом приходим к необходимости вычислять интеграл по бесконечному числу периодов, предшествовавших данному. Оказывается, что такого вычисления можно избежать и свести все к вычислениям по одному периоду (одной группе импульсов). Необходимо только учесть эффект накопления напряжения, созданного предыдущими группами. После каждой группы в системе остаются собственные колебания, которые накладываются на такие же колебания от предыдущих групп. Таким образом, учет эффекта накопления сводится к суммированию реакций на импульсный толчок от бесконечного числа предыдущих групп. Подобные выкладки, по существу, не отличаются от того, что сделано в [25], и потому их не приводим. Окончательный результат имеет вид

$$\frac{\Delta u_{k+1}(t)}{U_{k+1}}=\frac{2}{T_k}\int\limits_{t_0}^{t_0+T} h_{k\Sigma}(t;\,t')\,\frac{\Delta u_k(t')}{U_k}\,dt'+$$

$$+\frac{2}{T_k}\int\limits_{t_0}^{t} h_{\text{н}k}(t;\,t')\,\frac{\Delta u_k(t')}{U_k}\,dt'. \qquad (2.24)$$

Здесь t_0 — момент времени, который теперь принимается за начало периода; $h_{k\Sigma}$ — сумма реакций на импульсные толчки, отстоящие друг от друга на время T:

$$h_{k\Sigma}(t;\,t')=\sum_{\varkappa=-\infty}^{-1} h_{\text{н}k}(t;\,t'+\varkappa T)=\sum_{\varkappa=1}^{\infty} h_{\text{н}k}(t+\varkappa T;\,t').$$

Первый интеграл в правой части (2.24) есть собственные колебания, оставшиеся от предыдущих периодов. Второе слагаемое есть вынужденные колебания, вызванные действующими в данный момент импульсами.

2.2. РАСЧЕТ РЕАКЦИИ КАСКАДА НА ИМПУЛЬСНЫЙ ТОЛЧОК

Как видно из соотношений, приведенных в предыдущем параграфе, для вычисления мгновенных значений дополнительных возбуждений должна быть известна реакция каскада на импульсный толчок. К сожалению, точный расчет реакции возможен только в УЧ на пентодах. Во всех остальных случаях необходимо использовать приближенные методы, излагаемые далее.

Поскольку УЧ содержит избирательные фильтры, то собственные колебания, возникающие на выходе k-го каскада после импульсного толчка, будут близки к синусоидальным с умноженной частотой $n_k\omega_{k-1}$. Если каскад, кроме того, содержит корректирующие ячейки [3] или цепи автосмещения, то в них возможны апериодические разряды, медленные по сравнению с периодом несущей. Поэтому будем считать, что «напряжение», возникающее после импульсного толчка на аноде и выходе каскада (на нагрузке), кроме синусоидальной части содержит также и постоянную составляющую, зависящую от времени.

Слово «напряжение» в последнем предложении поставлено в кавычки, потому что импульсный толчок «напряжения» (2.20) — безразмерная величина. Поэтому и реакция на него есть величина безразмерная и может быть названа напряжением условно. В дальнейшем это название используется в силу его удобства.

Напряжения на аноде и на нагрузке, возникающие после импульсного толчка (2.20), являются реакцией на этот толчок. Обозначим их $h_{ak}(t)$ и $h_{нk}(t)$. В соответствии со сказанным выше эти реакции близки к гармоническим и могут быть записаны в виде *

$$h_{а}(t)=\frac{1}{2}H_{а0}(t)+H_{ас}(t)\cos(n\omega t+\Phi_{а})-$$
$$-H_{аs}(t)\sin(n\omega t+\Phi_{а});$$
$$h_{н}(t)=\frac{1}{2}H_{н0}(t)+H_{нс}(t)\cos(n\omega t+\Phi_{н})-$$
$$-H_{нs}(t)\sin(n\omega t+\Phi_{н}). \qquad (2.25)$$

Здесь большими буквами обозначены функции, мало меняющиеся за период несущей. Необходимо еще раз подчеркнуть, что представление реакции в виде (2.25) возможно только в случае избирательных четырехполюсников, когда в точном выражении для нее можно пренебречь всеми гармониками периодической функции $\Phi_{\lambda}(t)$, кроме основных, входящих в (2.25). Ответить на вопрос о том, какой четырехполюсник можно считать «достаточно избирательным», чтобы (2.25) было справедливо, и о возникающих при этом ошибках можно, только построив высшие приближения. В общем случае эти оценки, по-видимому, имеют тот же порядок, что и в [6]. Здесь на них останавливаться не будем, так как для подавляющего большинства практических схем (2.25) справедливо.

В формуле (2.25) фазы анодной и выходной реакций на импульсный толчок совмещены с фазами анодного и выходного напряжений соответственно. Такая форма записи удобна тем, что позволяет рассматривать величины H_c и H_s как коэффициент модуляции амплитуды и индекс модуляции фазы соответственно. Аналогично величину H_0 можно рассматривать как коэффициент модуляции смещения.

---

* Здесь и далее в этом параграфе для сокращения записи индекс k у реакций и индекс $k-1$ у частоты отброшены.

Чтобы пояснить сказанное, положим, что напряжение на аноде содержит малые АМ и ФМ. Такое напряжение можно записать в виде

$$u_{\text{а}} = U_{\text{а}}\,[1 + m\,(t)]\cos\,[n\omega t + \Phi_{\text{а}} + \varphi\,(t)].$$

Если коэффициент амплитудной $m\,(t)$ и индекс фазовой $\varphi\,(t)$ модуляций малы, то дополнительное анодное напряжение, вызванное модуляцией, можно получить, разлагая предыдущую формулу в ряд и оставляя линейные члены:

$$\frac{\Delta u_{\text{а}}}{U_{\text{а}}} = m\,(t)\cos\,(n\omega t + \Phi_{\text{а}}) - \varphi\,(t)\sin\,(n\omega t + \Phi_{\text{а}}).$$

Сравнение с первой формулой (2.25) показывает, что $H_{\text{а}c}$ играет роль коэффициента АМ, а $H_{\text{а}s}$ — роль индекса ФМ.

К сожалению, для проведения формальных выкладок запись (2.25) неудобна, поскольку фазы реакции на аноде и выходе каскада различны. Необходимость учитывать эту разность фаз существенно усложняет выкладки. Значительно рациональнее ввести комплексные амплитуды реакции на импульсный толчок, совместить начальные фазы с фазой возбуждения k-го каскада, а в окончательных формулах вернуться к (2.25). Итак, можно записать

$$h_{\substack{\text{а}\\ \text{н}}}\,(t) = \frac{1}{2}\sum_{m} \boldsymbol{H}_{\substack{\text{а}\\ \text{н}}\,m}\,(t)\,\mathrm{e}^{jm\tau}, \tag{2.26}$$

где $\tau = \omega_{k-1}t + \Phi_k$ — текущая фаза возбуждения k-го каскада. Индекс суммирования m здесь и далее принимает лишь три значения:

$$m = -n;\ 0;\ n. \tag{2.27}$$

Входящие в (2.26) комплексные амплитуды гармоник связаны с амплитудами синфазной и квадратурной компонент в (2.25) очевидным соотношением

$$\boldsymbol{H}_{\substack{\text{а}\\ \text{н}}\,n} = \boldsymbol{H}^{*}_{\substack{\text{а}\\ \text{н}}\,-n} = (H_{\substack{\text{а}\\ \text{н}}\,c} + jH_{\substack{\text{а}\\ \text{н}}\,s})\,\mathrm{e}^{j\Psi_{\substack{\text{а}\\ \text{н}}}}. \tag{2.28}$$

Как видно из (2.25) — (2.28), формально эти две реакции различаются только дополнительными индексами: «а» у анодной реакции и «н»— у реакции на нагрузке. Поэтому в дальнейшем для краткости подробно будем приводить все выкладки только для анодной реакции. Для выходной же будем писать окончательные результаты по аналогии.

Чтобы получить уравнение для расчета комплексных амплитуд H_m, необходимо «укоротить» уравнения (2.9) в районе частот $m\omega$. «Укорачивание» изображения напряжений приводит к изображению соответствующей амплитуды, поэтому вместо (2.9) получается

$$\frac{1}{2} H_{\text{а}m}(p) + \boldsymbol{Z}_{\text{вх}}^{(m)}(p)\, \Delta \boldsymbol{I}_{\text{а}}^{(m)}(p) + \boldsymbol{Z}_{\text{вз}}^{(m)}(p)\, \Delta \boldsymbol{I}_{\text{н}}^{(m)}(p) =$$
$$= \boldsymbol{Z}_{\text{вх}}^{(m)}(p)\, \Delta \boldsymbol{I}_{\text{вн}}^{(m)}(p); \qquad (2.29)$$
$$\frac{1}{2} H_{\text{н}m}(p) + \boldsymbol{Z}_{\text{вз}}^{(m)}(p)\, \Delta \boldsymbol{I}_{\text{а}}^{(m)}(p) + \boldsymbol{Z}_{\text{вых}}^{(m)}(p)\, \Delta \boldsymbol{I}_{\text{н}}^{(m)}(p) =$$
$$= \boldsymbol{Z}_{\text{вз}}^{(m)}(p)\, \Delta \boldsymbol{I}_{\text{вн}}^{(m)}(p).$$

Большими буквами в (2.29) обозначены импедансы и токи, «укороченные» вокруг частоты $m\omega$, соответствующей верхнему индексу. Метод «укорачивания» импедансов подробно изложен в [6]. Покажем, как можно «укоротить» выражение для гармоник тока.

Точное значение операционного изображения внешнего тока получим из (2.16), считая внешнее напряжение импульсным толчком (2.20):

$$\Delta i_{\text{вн}}(p) = \frac{U_k}{U_{k+1}} \frac{T_k}{2} s(t';\, p)\, e^{-pt'}. \qquad (2.30)$$

В соответствии с [6] для того, чтобы «укоротить» это выражение, необходимо сместить оператор p на величину $jm\omega$, т. е. сделать замену: $p \to jm\omega + p$.

Новый оператор p имеет порядок затухания контура δ по сравнению с основной частью $m\omega$ и должен быть отброшен там, где он не существен. Очевидно, что это справедливо для крутизны НЭ, поскольку НЭ предполагается «широкополосным», т. е. крутизна его мало меняется при малых изменениях p. Произведем замену

$$s(t';\, p) \to \boldsymbol{s}(t';\, jm\omega).$$

В показателе экспоненты (2.30) таких пренебрежений делать нельзя, поскольку при больших t' произведение pt' может стать большим, даже если p мало. Итак, «укороченное» изображение внешнего тока имеет вид

$$\Delta \boldsymbol{I}_{\text{вн}}^{(m)}(p) = \frac{U_k}{U_{k+1}} \frac{T_k}{2} \boldsymbol{s}(t;\, jm\omega)\, e^{-jm\omega t' - pt'}. \qquad (2.31)$$

Перейдем теперь к «укорачиванию» изображения анодного тока. В § 2.1 отмечалось, что точное значение изображения дается формулой, аналогичной (2.16). Как и в случае безынерционного НЭ (2.7), это — изображение произведения периодической функции времени $g_а(t;\ p)$ на анодное напряжение $h_а(t)$.

Для «укорачивания» разложим анодную проводимость $g_а$ в ряд Фурье по времени:

$$g_а(t;\ p) = \frac{1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} G_{а\varkappa}(p)\, e^{j\varkappa\tau}.$$

Как и при вычислении крутизны, оператор p здесь можно заменить на $jm\omega$, тогда

$$g_а(t;\ p) \to \frac{1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} \boldsymbol{G}_{а\varkappa}(jm\omega)\, e^{j\varkappa\tau}. \qquad (2.32)$$

Умножим (2.32) на анодное напряжение (2.26) и выделим гармонику, имеющую частоту $m\omega$. Изображение амплитуды этой гармоники и даст «укороченное» изображение анодного тока

$$\Delta \boldsymbol{I}_а^{(m)}(p) = \frac{1}{4} \sum_{\varkappa=-n;\ 0;\ n} \boldsymbol{G}_{а;\ m-\varkappa}(jm\omega)\, \boldsymbol{H}_{а,\ \varkappa}(p). \qquad (2.33)$$

Аналогично определяется «укороченное» изображение тока нагрузки. Отличие состоит в том, что напряжение на нагрузке (возбуждение следующего каскада) имеет частоту $n\omega$ и начальную фазу $\Phi_н$, а потому мгновенная входная проводимость раскладывается в ряд по частотам $n\omega$, т. е.

$$g_н(t;\ p) = \frac{1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} G_{н\varkappa}(p)\, e^{j(n\tau+\Psi_н)\varkappa}.$$

Здесь $\Psi_н = \Phi_н - n\Phi_k$ — фаза возбуждения $k+1$-го каскада, приведенная к фазе возбуждения k-го; $G_{н\varkappa}$ — гармоники проводимости нагрузки при нулевой фазе ее возбуждения ($\Phi_н = 0$).

«Укороченное» изображение тока нагрузки получим подобно (2.33). Оно равно

$$\Delta I_{\text{н}}^{(m)}(p)=\frac{1}{4}\sum_{\varkappa=-n;\,0;\,n} G_{\text{н},\,\frac{m-\varkappa}{n}}(jm\omega)\,e^{j\Psi_{\text{н}}\frac{m-\varkappa}{n}} H_{\text{н}\varkappa}(p). \qquad (2.34)$$

Система (2.29) совместно с (2.31), (2.33) и (2.34) является системой из шести уравнений для изображений шести «амплитуд» $H_{\text{а}m}$, $H_{\text{н}m}$. В общем случае решение этой системы затруднительно, несмотря на то, что она является линейной. Различные упрощения, следующие из конкретных условий задачи, будут рассмотрены ниже.

Как видно из приведенных выше рассуждений, представление реакций в комплексной форме (2.26) удобно в рассуждениях общего характера. Например, такое представление позволяет получить весьма компактные выражения для дополнительного анодного тока (2.33) и дополнительного тока нагрузки (2.34). Однако для практических вычислений эти формулы неудобны, поскольку в них входят амплитуды гармоник анодной проводимости и проводимости нагрузки, величина которых не всегда известна. Значительно удобнее были бы формулы, позволяющие связать «укороченные» выражения дополнительных токов с амплитудой выделяемой гармоники. Возможность такой связи следует из того, что комплексные амплитуды реакций можно выразить через коэффициенты H_c и H_s, характеризующие малые АМ и ФМ анодного и выходного напряжений. В результате и дополнительные токи оказывается возможным представить как токи, вызванные этими малыми АМ и ФМ.

Чтобы получить искомые формулы, преобразуем изображение гармоники анодного тока (2.33). Подставляя в (2.33) комплексные амплитуды реакции в виде (2.28) и собирая одинаковые члены, запишем

$$\Delta I_{\text{а}}^{(m)}(p)=$$

$$=\frac{1}{2}\Big\{\frac{1}{2}[G_{\text{а},\,m+n}(jm\omega)\,e^{-j\Psi}+G_{\text{а},\,m-n}(jm\omega)\,e^{j\Psi}]\,H_{\text{а}c}(p)-$$

$$-\frac{j}{2}[G_{\text{а},\,m+n}(jm\omega)\,e^{-j\Psi}-G_{\text{а},\,m-n}(jm\omega)\,e^{j\Psi}]\,H_{\text{а}s}(p)+$$

$$+G_{\text{а}m}(jm\omega)\,\frac{1}{2}H_{\text{а}0}(p)\Big\}=$$

$$=\frac{1}{2}\Big\{G_{\text{л}}H_{\text{а}c}(p)+G_{\text{ф}}H_{\text{а}s}(p)+G_{\text{а}m}\frac{1}{2}H_{\text{а}0}(p)\Big\}. \qquad (2.35)$$

Покажем, что стоящие в (2.35) в квадратных скобках сумма и разность гармоник выходной проводимости могут быть выражены через производные от гармоники анодного тока по амплитуде и фазе.

По определению, гармоника проводимости равна

$$G_{a\varkappa}(p) = \frac{2}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} g_a(t, p)\, e^{-j\varkappa\tau}\, dt.$$

Поэтому входящая в квадратные скобки (2.35) сумма этих гармоник есть

$$G_л = \frac{2}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} g_a(t;\, jm\omega) \cos(n\omega t + \Phi_a)\, e^{-jm\tau}\, dt. \quad (2.36)$$

Для безынерционного НЭ мгновенное значение анодной проводимости равно производной от анодного тока по анодному напряжению, поэтому

$$g_a(t) \cos(n\omega t + \Phi_a) =$$

$$= -\frac{\partial i_a}{\partial u_a} \cos(n\omega t + \Phi_a) = -\frac{\partial i_a}{\partial U_a}.$$

И значит, для безынерционного НЭ из (2.36) сразу следует:

$$G_л = -\frac{\partial I_{am}}{\partial U_a}. \quad (2.37)$$

Совершенно аналогично доказывается, что

$$G_ф = -\frac{1}{U_a} \frac{\partial I_{am}}{\partial \Phi_a};$$

$$G_{am} = -\frac{\partial I_{am}}{\partial E_a}.$$

Поэтому «укороченное» изображение дополнительного анодного тока можно вместо (2.33) представить в следующем виде:

$$\Delta I_a^{(m)}(p) = \frac{-1}{2} \left\{ \frac{\partial I_{am}}{\partial U_a} H_{ac}(p) + \frac{1}{U_a} \frac{\partial I_{am}}{\partial \Phi_a} H_{as}(p) + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial I_{am}}{\partial E_a} \frac{1}{2} H_{a0}(p) \right\}. \quad (2.38)$$

Подобным же образом для гармоники тока нагрузки находится

$$\Delta I_{\text{н}}^{(m)}(p) = e^{j\frac{m}{n}\Psi_{\text{н}}} \frac{1}{2}\left\{\frac{\partial I_{\frac{m}{n}}}{\partial U_{\text{н}}} H_{\text{нс}}(p) + j\frac{m}{n}\frac{I_{\frac{m}{n}}}{U_{\text{н}}} H_{\text{н}s}(p) + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial I_{\frac{m}{n}}}{\partial E}\frac{1}{2} H_0(p)\right\}. \qquad (2.39)$$

Очевидно, такие же выражения можно получить, если рассматривать $H(p)$ как малые коэффициенты модуляции и линеаризировать относительно них гармонику тока. Представление (2.38), (2.39) удобно тем, что в него входят не гармоники проводимости, а производные от гармоник тока. Эти производные могут быть вычислены по имеющимся графикам гармоник, поскольку высокая точность обычно не требуется.

Доказательство соотношения (2.37) для инерционного НЭ несколько сложнее. Будем исходить из очевидного равенства

$$\frac{\partial I_{\text{a}m}}{\partial U_{\text{a}}} = \frac{2}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} \frac{\partial i_{\text{a}}(t)}{\partial U_{\text{a}}} e^{-jm\tau}\, dt. \qquad (2.40)$$

Чтобы вычислить входящую сюда производную, будем исходить из первого уравнения (2.3), описывающего состояние инерционного НЭ во времени. Продифференцируем это уравнение по U_{a}:

$$\frac{\partial \widehat{J}_{\text{a}}}{\partial i_{\text{a}}}\frac{\partial i_{\text{a}}}{\partial U_{\text{a}}} + \frac{\partial \widehat{J}_{\text{a}}}{\partial u_{\text{a}}}\frac{\partial u_{\text{a}}}{\partial U_{\text{a}}} = 0.$$

Если считать, что зависимость анодного тока от времени известна, то для расчета частной производной получаем линейное операторное уравнение. Решение этого уравнения можно записать в виде свертки, аналогичной (2.14):

$$\frac{\partial i_{\text{a}}}{\partial U_{\text{a}}} = -\int_{-\infty}^{t} \frac{\partial u_{\text{a}}(t')}{\partial U_{\text{a}}} \hat{g}_{\text{a}}(t;\ t')\, dt' =$$

$$= -\int_{0}^{\infty} \frac{\partial u_{\text{a}}(t-t')}{\partial U_{\text{a}}} \hat{g}_{\text{a}}(t;\ t-t')\, dt', \qquad (2.41)$$

где $\hat{g}_{\text{a}}$ — операторная анодная проводимость.

Запись частной производной в виде свертки (2.41) является весьма общей. Подобным же образом можно записать и частную производную по любому из параметров (U, Φ_{a}, t, . . .), если использовать соответствующие операторные проводимости и крутизны. В конечном итоге это позволяет выразить гармоники проводимостей через производные от гармоник тока.

Продолжим доказательство. Подставляя (2.41) в (2.40) и меняя порядок интегрирования по t и t', можно получить

$$\frac{\partial I_{\mathrm{am}}}{\partial U_{\mathrm{a}}} = -\frac{2}{T}\int\limits_0^{\infty} dt' \int\limits_{t_0}^{t_0+T} \frac{\partial u_{\mathrm{a}}(t-t')}{\partial U_{\mathrm{a}}}\, \hat{g}_{\mathrm{a}}(t;\ t-t')\, \mathrm{e}^{-jm\tau}\, dt.$$

Обратим внимание на то, что подынтегральная функция есть периодическая функция по t с периодом T. Интегрирование по t идет по всему периоду, поэтому если во внутреннем интеграле сделать замену $t \to t' + t$, то пределы интегрирования можно оставить неизменными:

$$\frac{\partial I_{\mathrm{am}}}{\partial U_{\mathrm{a}}} = -\frac{2}{T}\int\limits_0^{\infty} dt' \int\limits_{t_0}^{t_0+T} \frac{\partial u_{\mathrm{a}}(t)}{\partial U_{\mathrm{a}}}\, \hat{g}_{\mathrm{a}}(t+t';\ t)\, \mathrm{e}^{-jm(\tau+\omega t')}\, dt.$$

Подставим сюда производную $\partial u_{\mathrm{a}}/\partial U_{\mathrm{a}} = \cos(n\omega t + \Phi_{\mathrm{a}})$ и снова изменим порядок интегрирования по t и t'. Тогда внутренний интеграл даст комплексную анодную проводимость НЭ, подобную (2.17), и в итоге придем к равенству (2.37).

Предложенный метод позволяет рассчитать реакцию каскада на импульсный толчок. Если в каскаде существует обратное влияние анодного напряжения на анодный ток и выходного напряжения на выходной ток, то такое приближенное решение единственно возможное (в дальнейшем такие каскады будем называть каскадами с обратной реакцией). В каскадах на пентодах, где нет обратной реакции, в принципе возможно построить точное решение. Однако зачастую такое точное решение оказывается очень громоздким. Использование же приближенного решения позволяет его существенно упростить и получить простые формулы.

В качестве примера рассмотрим УЧ с коррекцией, принцип действия которого подробно рассмотрен в [3]. У нас он будет описан в гл. 3, а здесь только рассчитаем реакцию каскада на импульсный толчок. Схема одного каскада УЧ имеет вид, показанный на рис. 2.2, *а*. Если пренебречь сеточными токами, то для расчета можно применить формулу (2.22). Однако здесь встречается трудность, состоящая в том, что при учете всех разделительных элементов (рис. 2.2, *а*) знаменатель взаимного импеданса оказывается полиномом четвертой степени по p. Поэтому отыскание корней его весьма трудоемко.

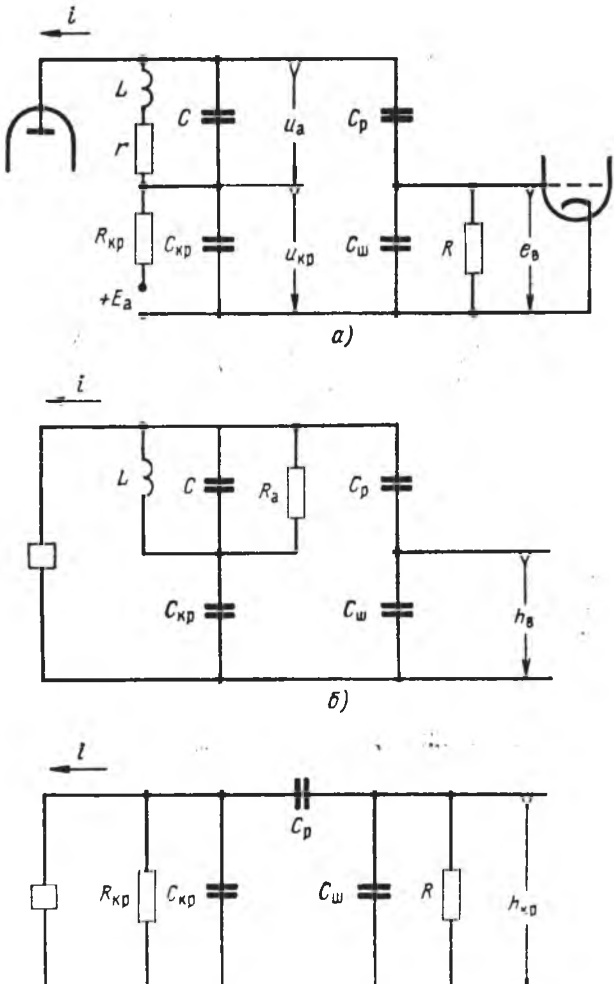


Рис. 2.2. Схема каскада с коррекцией (*а*) и ее высокочастотный (*б*) и низкочастотный (*в*) эквиваленты.

Значительно проще результат можно получить, применяя указанную процедуру «укорачивания». При расчете «высокочастотной» части реакции («укорачивание» около частот $\pm n\omega$) приходим к схеме рис. 2.2, *б*. Это — схема одиночного контура, который неполностью включен как со стороны анода, так и со стороны сетки следующей лампы. Эквивалентное сопротивление потерь $R_{\text{а}}$ следует выбрать так, чтобы на резонансной частоте потери в нем равнялись сумме потерь в сопротивлениях r, $R_{\text{кр}}$, R схемы рис. 2.2, *а*. Чтобы найти общее сопротивление, полагаем, что полная амплитуда на контуре равна U, откуда мощность потерь $U^2/2R_{\text{а}}$. Далее определяем токи и напряжения во всех ветвях схемы при заданном U. При таком расчете следует пренебречь потерями в схеме, так как они слабо влияют на распределение токов и напряжений. Это значит, что сопротивления, включенные последовательно с реактивными элементами, надо считать равными нулю, а включенные параллельно им — равными бесконечности. Определив таким образом напряжения на сопротивлениях и токи, текущие через них, найдем мощность потерь в каждой ветви P_i и сумму их, равную мощности потерь на сопротивлении $R_{\text{а}}$. Отсюда находим

$$\Sigma P_i = U^2/2R_{\text{а}}.$$

Применительно к схеме рис. 2.2, *а* это дает

$$\frac{r}{(n\omega L)^2} + \frac{\mu^2}{R} + \frac{\mu_{\text{кр}}^2}{R_{\text{кр}}} = \frac{1}{R_{\text{а}}},$$

а для всего контура

$$Z_{\text{вз}}^{(n)}(p) = \frac{\mu\mu_i R_{\text{а}}}{1 + j\xi + p\tau_{\text{а}}}. \qquad (2.42)$$

Здесь μ, $\mu_{\text{кр}}$, μ_i — коэффициенты подключения к контуру сопротивления утечки R, корректирующего сопротивления $R_{\text{кр}}$ и источника тока:

$$\mu = \frac{C_{\text{кр}}C_{\text{р}}}{C_{\text{р}}C_{\text{ш}} + C_{\text{кр}}C_{\text{ш}} + C_{\text{кр}}C_{\text{р}}}; \quad \mu_{\text{кр}} = \frac{C_{\text{ш}}}{C_{\text{кр}}}\mu; \quad \mu_i = \left(1 + \frac{C_{\text{ш}}}{C_{\text{р}}}\right)\mu;$$

$C_{\text{ш}}$ — емкость, шунтирующая цепь сетки лампы следующего каскада; ξ — расстройка контура (1.6), а $\tau_{\text{а}}$ — его постоянная времени (1.4).

Используя (2.42), найдем амплитуду «высокочастотной» части реакции четырехполюсника на импульсный ток, а затем и саму реакцию

$$h_{z\text{в}}(t) = \mathrm{Re}\frac{R_\text{а}}{\tau_\text{а}}\mu\mu_i \exp\left[-\frac{1+j\xi}{\tau_\text{а}}t + jn\omega t\right].$$

Для расчета «низкочастотной» части реакции надо на рис. 2.1, *а* «закоротить» катушку индуктивности, поскольку на низкой частоте импеданс ее ничтожен. В результате приходим к схеме рис. 2.1, *в*. Взаимный импеданс ее

$$Z_{\text{вз}}^{(0)}(p) = \frac{R_{\text{кр}}RpC_\text{р}}{b_0p^2 + b_1p + 1}, \tag{2.43}$$

где

$$b_0 = R_{\text{кр}}R\,(C_{\text{кр}}C_\text{ш} + C_{\text{кр}}C_p + C_\text{р}C_\text{ш});$$

$$b_1 = R_{\text{кр}}(C_{\text{кр}} + C_\text{р}) + R\,(C_\text{ш} + C_\text{р}).$$

Корни характеристического уравнения для импеданса (2.43) равны

$$p_1 = -\frac{b_1 + \sqrt{b_1^2 - 4b_0}}{2b_0}; \quad p_2 = -\frac{b_1 - \sqrt{b_1^2 - 4b_0}}{2b_0}, \tag{2.44}$$

а низкочастотная часть реакции на импульсный толчок есть

$$h_{z\text{н}}(t) = \frac{R_{\text{кр}}RC_\text{р}}{\sqrt{b_1^2 - 4b_0}}(p_2 e^{p_2 t} - p_1 e^{p_1 t}). \tag{2.45}$$

2.3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ В УМНОЖИТЕЛЕ ЧАСТОТЫ

Выведем прежде всего формулу, позволяющую рассчитать амплитуды побочных гармоник тока НЭ. Во введении отмечалось, что в общем случае эти амплитуды зависят от типа фильтра и нагрузки каскада. Поэтому было предложено вычислять амплитуды побочных гармоник внешнего тока каскада, которые не зависят от типа нагрузки каскада и характеризуют режим НЭ.

Ранее для расчета гармоник внешнего тока была получена формула (2.18), справедливая как для инерционного, так и для безынерционного НЭ.

В общем случае непосредственное использование ее не совсем удобно. Дело в том, что если до данного *k*-го каскада произошло умножение в N_{k-1} раз, то частота возбуждения стала $\omega_{k-1} = N_{k-1}\omega_0$, и потому на протяжении периода T ток НЭ содержит N_{k-1} импульсов. Поэтому интеграл (2.18) следует разбить на N_{k-1} интегралов по отдельным периодам умноженной частоты. Для всех этих периодов комплексные крутизны одинаковы. Различными являются только дополнительные возбуждения $\Delta u_в$. Поэтому сумму интегралов удается свести к интегралу от суммы дополнительных возбуждений, сдвинутых во времени. После введения безразмерного времени, измеренного в периодах умноженной частоты $\omega_{k-1}t = \tau + \tau_k$, и несложных преобразований, подобных [27], получается

$$I_l^k = e^{-j\nu_{k-1}\tau_k} \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} U_k s(\tau;\ jl\omega_0)\, \sigma_k(\tau)\, e^{-j\nu_{k-1}\tau}\, d\tau. \quad (2.46)$$

Здесь I_l — та же гармоника внешнего тока, что и в (2.18). Знак Δ и индекс «в» в дальнейшем для краткости опускается.

Время сдвига τ_k, введенное вместе с безразмерной переменной τ, выбирается так, чтобы момент $\tau = 0$ соответствовал максимальному значению (нулевой фазе) возбуждения k-го каскада. Напомним, что момент $t = 0$ в (2.18) соответствует нулевой фазе возбуждения первого каскада.

Далее, ν_{k-1} — номер гармоники, отнесенной к общей кратности умножения до данного каскада,

$$\nu_{k-1} = l\omega_0/\omega_{k-1} = l/N_{k-1}. \quad (2.47)$$

Наконец, через $\sigma_k(\tau)$ в (2.46) обозначена сумма дополнительных возбуждений k-го каскада:

$$\sigma_k(\tau) = \frac{1}{N_{k-1}} \sum_{\varkappa=0}^{N_{k-1}-1} \frac{1}{U_k} \Delta u_k \left(T_{k-1}\varkappa + \frac{\tau + \tau_k}{\omega_{k-1}} \right) e^{-j2\pi\nu_{k-1}\varkappa}. \quad (2.48)$$

Проиллюстрируем применение полученных соотношений на конкретном примере. Для этого рассмотрим простую схему УЧ на пентоде, состоящую из умножительного каскада (УК) и буферного каскада (БК), который поставлен для дополнительной фильтрации побочных гармоник.

Ради простоты положим, что импульсы тока УК бесконечно узкие, а контур его точно настроен на частоту выделяемой гармоники. Изучим, как зависят гармоники тока БК от его угла отсечки.

Расчет побочных гармоник БК по формуле (2.46) в этом простейшем случае содержит все основные этапы их расчета в многокаскадном УЧ. Этот случай удобен еще и тем, что для такого двухкаскадного УЧ есть весьма подробное изложение методов и результатов точного расчета спектров в [7], так что возможно сопоставление результатов.

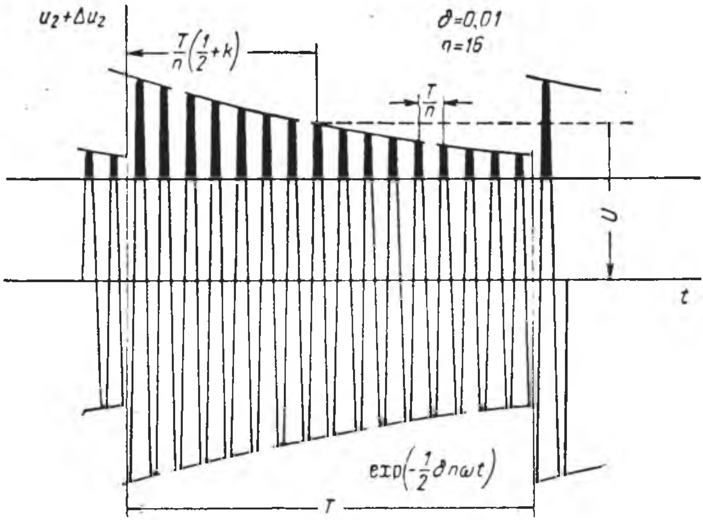


Рис. 2.3. Напряжение на выходе каскада УЧ с одиночным контуром при очень узких импульсах тока.

Осциллограмма возбуждения буферного каскада показана на рис. 2.3 и представляет собой периодическую последовательность затухающих колебаний. Лампа БК отрезает «верхушки» этой последовательности. Получающиеся при этом импульсы тока на рис. 2.3 зачернены.

В моменты времени $t = 0$; T; $2T$,... действуют импульсы тока УК и происходит скачок амплитуды (рис. 2.3). Из рисунка видно, что середины нулевых импульсов УК и БК сдвинуты между собой на $t_2 = T/2n$, чему соответствует безразмерное время $\tau_2 = \omega_1 t_2 = \pi$.

Как видно из рис. 2.3, возбуждение второго каскада можно рассматривать как колебание, модулированное по амплитуде. Коэффициент амплитудной модуляции (АМ) медленно по сравнению с периодом несущей меняется в интервалах между импульсами тока первого каскада и быстро, скачком, во время импульса. Однако для второго каскада это скачкообразное изменение несущественно, поскольку в этот момент лампа его заперта. Таким образом, в случае коротких импульсов тока возбуждение каскада можно представить в виде колебания, модулированного по амплитуде, а при расстроенном контуре — и по фазе, т. е. записать его в виде

$$u = U\,[1 + m\,(t)]\cos\,[n\omega t + \varphi\,(t)],$$

где $m\,(t)$ и $\varphi\,(t)$ —медленно меняющиеся функции времени.

Такой простой учет побочных гармоник возможен только в случае коротких импульсов тока. Если импульс первой лампы столь длинен, что она запирается позже, чем отпирается вторая, то коэффициенты модуляции нельзя считать медленными функциями времени, так как во время импульса они меняются быстро. Расчеты при этом существенно усложняются. Поэтому пока будем считать импульс тока первого каскада бесконечно коротким.

Строгий расчет показывает, что полное возбуждение БК, созданное как выделяемой гармоникой u_2, так и побочными составляющими Δu_2, можно записать в виде [26]

$$u_2\,(t) + \Delta u_2\,(t) = -U_2\,\frac{x}{1 - e^{-x}}\,e^{-\frac{\delta}{2}n\omega t}\cos n\omega t. \quad (2.49)$$

Здесь $U_2 = R_a I_{an}$ — амплитуда напряжения, созданного только выделяемой гармоникой, а $x = \pi n\delta$ — обобщенное затухание за n периодов.

Вычитая из обеих частей этого равенства синусоидальное возбуждение $u_2 = -U_2\cos n\omega t$, получим дополнительное возбуждение, созданное всеми побочными гармониками. Тогда одно слагаемое, входящее в сумму (2.48), принимает вид

$$\frac{\Delta u_2}{U_2} = \left[\frac{x}{1 - e^{-x}}\,e^{-\frac{\delta}{2}\omega_1\left(T_2\varkappa + \frac{\tau+\pi}{\omega_1}\right)} - 1\right]\cos\tau,$$

а сама сумма

$$\sigma_2\,(\tau) = M\,(\delta_1;\ j\nu_1)\,e^{-\frac{\delta}{2}\tau}\cos\tau. \quad (2.50)$$

Входящая сюда функция M имеет вид

$$M(\delta;\, j\nu) = \frac{\pi\delta e^{-\pi\frac{\delta}{2}}}{1 - e^{-\pi\delta - j2\pi\nu}} = \frac{\pi\delta e^{j\pi\nu}}{2\,\mathrm{sh}\left(\frac{1}{2}\pi\delta + j\pi\nu\right)}. \qquad (2.51)$$

Отбросим в (2.50) экспоненциальный множитель, поскольку затухание контура мало, и подставим $\sigma_2(\tau)$ в (2.46).

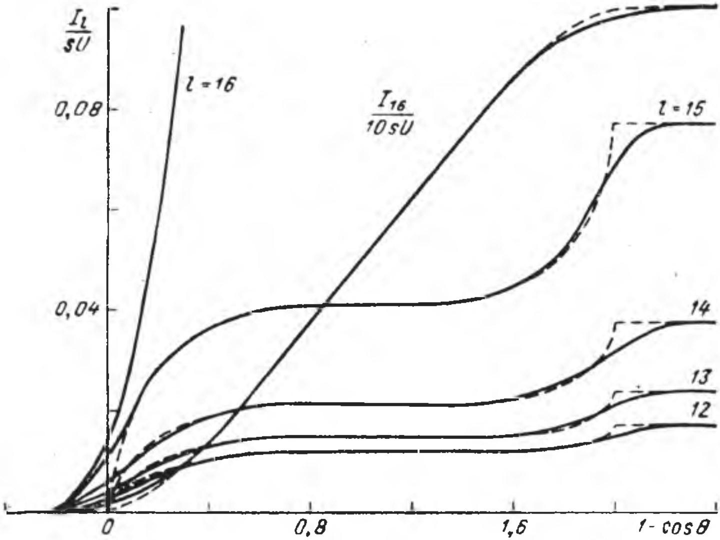


Рис. 2.4. Зависимости амплитуд гармоник буферного каскада от косинуса угла отсечки.

Тогда учитывая, что для безынерционного НЭ $s(t)\cos\tau = \partial i(\tau)/\partial U$, получим

$$I_l = e^{-j\nu_1\tau_2} M(\delta_1;\, j\nu_1)\, U\, \frac{\partial I_\nu}{\partial U}. \qquad (2.52)$$

Результат расчета величины побочных гармоник БК с помощью (2.52) показан на рис. 2.4 пунктиром. Сплошными линиями здесь же показаны результаты точного расчета, взятые из [7]. Как видно, существенное расхождение получается только в районе очень малых углов отсечки. Эти углы не представляют интереса, поскольку при них величина побочных гармоник сравнима с величиной основной гармоники, а значит, уровень побочных компонент недопустимо велик.

Основная 16-я гармоника тока БК изображена на рис. 2.4 в укрупненном масштабе, чтобы показать общий ход кривой. Пунктиром здесь изображена кривая $\gamma_1(\theta)$, соответствующая расчету в нулевом приближении. Хорошее совпадение кривых подтверждает, что при расчете основных компонент тока достаточно использовать нулевое приближение.

Рассмотрим физическую сторону формулы (2.52), служащей для расчета побочных гармоник. Умножим и поделим левую часть ее на I_ν и запишем в следующем виде:

$$I_l = e^{-j\nu_1\tau_2} M(\delta_1;\ j\nu_1)\, I_\nu q_\nu. \tag{2.53}$$

Здесь введен коэффициент углубления модуляции q_ν, показывающий, во сколько раз коэффициент модуляции тока $\partial I_\nu / I_\nu$ больше вызвавшего его коэффициента модуляции напряжения $\partial U/U$:

$$q_\nu = \frac{\partial I_\nu}{I_\nu} : \frac{\partial U}{U} = \frac{U}{I_\nu}\frac{\partial I_\nu}{\partial U}\ . \tag{2.54}$$

Из (2.53) видно, что амплитуда l-й побочной гармоники тока пропорциональна амплитуде гармоники дробного номера ν и коэффициенту углубления модуляции. Дробный номер гармоники получается потому, что при вычислении интеграла (2.46) время измерялось в периодах умноженной частоты $N_{k-1}\omega$, которая, таким образом, как бы принята за единицу. Естественно, что отношение к ней частот побочных гармоник оказалось дробным, хотя, конечно, отношение их к частоте возбуждения будет целым числом.

Зависимость коэффициента углубления модуляции от угла отсечки для $n = 1 \div 3$ при разных аппроксимациях показана на рис. 2.5. Сплошные линии соответствуют линейно-ломаной характеристике ($p = 1$), а пунктирные — квадратичной параболе с отсечкой ($p = 2$). Связь между косинусами углов отсечки для этих двух аппроксимаций та же, что и в (1.13). Из рисунка видно, что при малых углах отсечки независимо от аппроксимации углубление модуляции очень велико. Причины этого наглядно видны из рис. 2.6, где показано формирование импульсов тока БК при разных углах отсечки, причем при малом угле отсечки модуляция тока много больше, чем при большом.

Таким образом, узкие импульсы тока можно применять только в первом каскаде УЧ, поскольку в последующих это приводит к сильному углублению АМ.

Сравнение коэффициентов углубления АМ, построенных на рис 2.5 для двух типов аппроксимаций, показывает

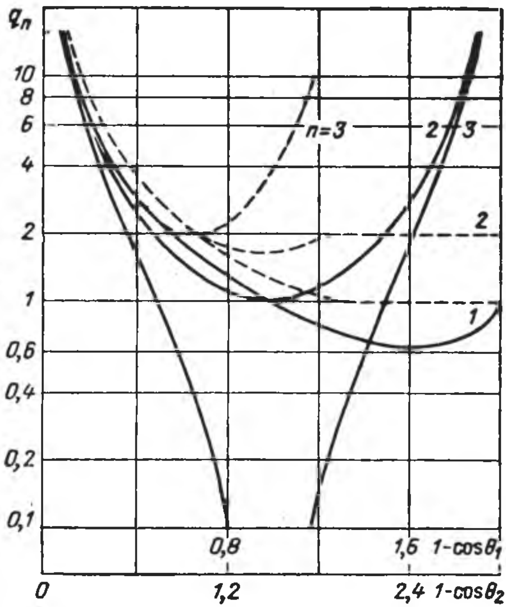


Рис. 2.5. Зависимости коэффициента углубления модуляции каскадов УЧ разной кратности от косинуса угла отсечки:
——— $p=1$; — — — — — — — $p=2$.

их существенное различие. Хорошее совпадение получается лишь для очень малых углов отсечки, значительно меньших, чем в (1.14). Происходит так потому, что здесь для расчетов необходимо использовать производные статической характеристики по напряжению, которые оказываются существенно различными. Во введении указывалось, что это является одной из причин большой неточности расчетов амплитуд побочных гармоник.

Линейно-ломаную характеристику можно применять лишь для БК. Для УК ее можно применять только в случае очень малых углов отсечки. Поэтому ниже, при расчете спектров, где это не приводит к существенным усложнениям, применяется квадратичная парабола с отсечкой ($p = 2$).

Обратимся теперь к функции M, также определяющей величину побочной гармоники (2.53). Эта функция (2.51) зависит от затухания контура умножительного каскада,

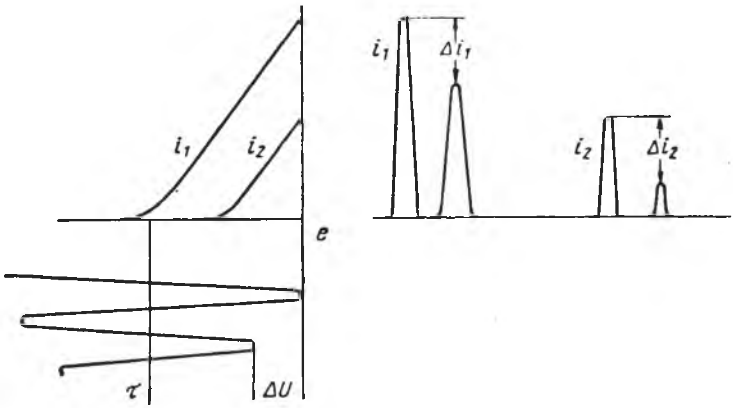


Рис. 2.6. Углубление модуляции возбуждения в токе лампы. Видно, что меньшим углам соответствуют большие коэффициенты углубления модуляции.

т. е. определяет его фильтрацию. Поэтому в дальнейшем будем называть ее коэффициентом фильтрации или, короче, фильтрацией. Однако M не есть обычная фильтрация одиночного контура. Обратим внимание на то, что M — периодическая функция с периодом $\nu = 1$. Чтобы пояснить смысл этого, напомним, что согласно (2.18) каждая побочная гармоника внешнего тока определяется как результат биений гармоник крутизны и дополнительного возбуждения Δu. Если бы гармоники крутизны не зависели от их номера (узкие импульсы), то побочные гармоники, частоты которых отличаются на частоту возбуждения каскада (т. е. те, для которых разность $\Delta\nu$ — целое число), были бы одинаковыми. Иными словами, при узких импульсах спектр тока был бы периодической функцией частоты с периодом, равным частоте возбуждения. Функция M и дает эту периодичность. Поэтому можно сказать, что M характеризует фильтрацию с учетом последующего нелинейного элемента.

График модуля коэффициента фильтрации показан на рис. 2.7. Модуль является четной функцией от $\nu - 1$, и потому на рисунке показана область $\nu > 1$. В области $\nu \sim 1$ получается точно такая же фильтрация, как и для одиночного контура вблизи резонансной частоты, т. е. для номеров гармоник l, близких к выделяемой ($\nu \sim 1$),

$$M(\delta; j\nu) = \frac{1}{1 + j2Q(\nu - 1)}; \ |\nu - 1| \ll 1. \qquad (2.55)$$

Для гармоник, далеко отстоящих от основной, а также в первых каскадах УЧ (когда кратность умножения мала), относительный номер гармоники ν далек от единицы ($\delta < |\nu - 1|$). Здесь в гиперболическом синусе (2.51) можно положить затухание $\delta = 0$, после чего для фильтрации получается следующая формула:

$$M(\delta; j\nu) = \frac{\pi\delta}{2j \sin \pi\nu} e^{j\pi\nu};$$
$$\delta < |\nu - 1|. \qquad (2.56)$$

До сих пор контур считался настроенным точно на частоту выделяемой гармоники. Учет расстройки приводит к тому, что возбуждение БК становится модулированным не только по амплитуде, как на рис. 2.3, но и по фазе. Эта ФМ является «быстрой», имеет период, равный периоду входной частоты, и потому влияет на «чистоту» спектра, а не на фазовую стабильность УЧ. Более тщательный расчет [25] показывает, что если расстройка не слишком велика, то она мало влияет на уровень побочных гармоник, и потому мы ее не будем учитывать. Сказанное, конечно, справедливо только для схем, в которых не принято специальных мер для подавления АМ. Если же АМ подавляется (например, в схеме с коррекцией, с ограничением и т. п.), то фазовая модуляция может стать основным фактором, «загрязняющим» спектр. В этом случае ее необходимо учитывать.

Перейдем к расчету спектра в произвольном каскаде УЧ. Выше было показано, что для такого расчета необходимо определить сумму дополнительных возбуждений каскада (2.48) и вычислить интеграл (2.46). Получим вначале связь между суммами дополнительных возбуждений двух последующих каскадов, используя связь между их мгновенными значениями (2.24). Последующие расчеты касаются таких УЧ, в которых НЭ работают с отсечками тока (лампы,

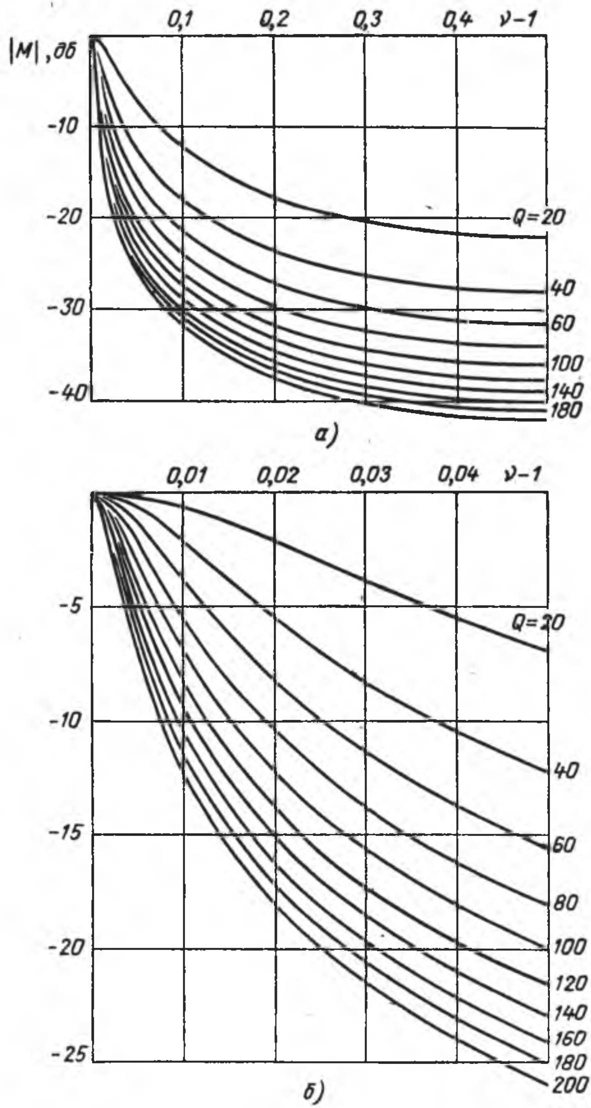


Рис. 2.7. Зависимости модуля коэффициента фильтрации от расстройки при разных добротностях контуров.

транзисторы и т. д.). Метод рассмотрения совершенно одинаков для всех типов НЭ, поэтому для определенности будем говорить об УЧ на лампах. К общему же случаю вернемся только при написании окончательных выражений.

Импульсы тока двух последовательных каскадов УЧ, а также возбуждение второго из них изображены на рис. 2.8.

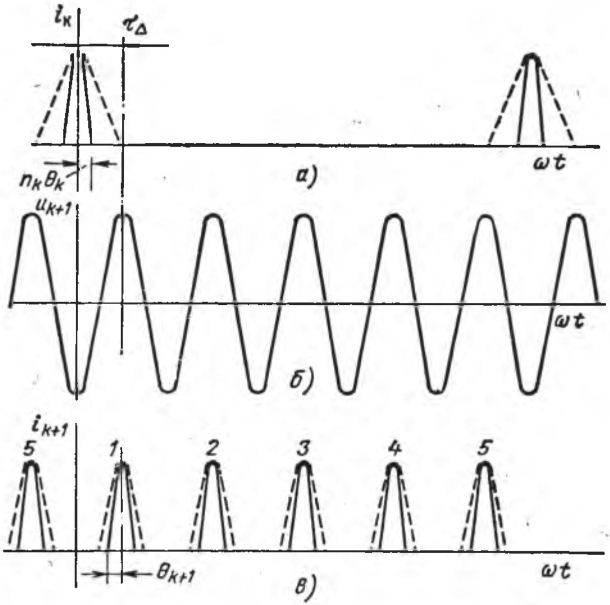


Рис. 2.8. Временные соотношения в двух последовательных каскадах УЧ:

Сплошные кривые на рисунках *а* и *в* соответствуют режиму без перекрытия; пунктирные — режиму с перекрытием.

Поскольку импульсы тока $k+1$-го каскада формируются в момент максимума возбуждения, то они оказываются сдвинутыми относительно импульсов k-го. Если импульсы тока обоих каскадов достаточно короткие, то лампа k-го успевает закрыться раньше, чем откроется лампа $k+1$-го каскада. Такой режим работы ламп в дальнейшем будем называть режимом без перекрытия. В этом случае возбуждение $k+1$-го каскада осуществляется собственными колебаниями напряжения на выходе фильтра k-го каскада. Дополнительное возбуждение на входе последнего приводит к тому, что после каждого его импульса амплитуда и фаза этих собственных колебаний меняется. Однако форма этих колебаний близка к синусоидальной, и потому расчет в этом случае несложен.

Значительно сложнее обстоит дело при широких импульсах тока (пунктир на рис. 2.8, *а*, *в*), когда последующая лампа отпирается раньше, чем запирается предыдущая. В этом случае возбуждение $k+1$-го каскада состоит не только из собственных колебаний фильтра, но и из вынужденных, возникающих под действием импульса тока k-го каскада. Дополнительное возбуждение k-го каскада «модулирует» эти вынужденные колебания, что очень усложняет расчет. Поэтому простой аппарат для расчета побочных гармоник удается получить только при отсутствии перекрытия. В случае же перекрытия следует применять приближенные методы, которые описаны ниже.

Требование отсутствия перекрытия, состоящее в том, что НЭ k-го каскада запирается раньше, чем отпирается НЭ $k+1$-го, можно записать в виде (см. рис. 2.8)

$$n_k\theta_{зk}\leqslant\tau_\Delta-\theta_{k+1}$$

или

$$n_k\theta_{зk}+\theta_{k+1}\leqslant\tau_\Delta, \tag{2.57}$$

где $\theta_{зk}$ и θ_{k+1} — углы запирания и отпирания нелинейных элементов, которые в общем случае инерционных НЭ различны. Время сдвига между импульсами тока двух последовательных каскадов τ_Δ определяется из расчетов в нулевом приближении. Например, для одиночных контуров, как и в рассмотренном выше примере, $\tau_\Delta=\pi$. В случае связанных контуров напряжение на втором контуре сдвинуто по фазе на $\pi/2$ относительно напряжения на первом, поэтому $\tau_\Delta=\pi/2$ и т. д. Если контур расстроен или нагрузка инерционна, то необходимо также учитывать вносимые ими фазы.

Метод получения связи между суммами дополнительных возбуждений в общем случае инерционных НЭ и схем с обратной реакцией не отличается от метода, примененного для пентодных УЧ [27]. Поэтому здесь не будем приводить подробные выкладки, а сразу напишем рекуррентную формулу

$$\sigma_{k+1}(\tau) = \frac{1}{\pi}\left\{\int_{-\theta_k}^{\theta_{\text{з}k}} h_\nu\left(\frac{\tau_\Delta+\tau}{\omega_k};\ \frac{\tau'}{\omega_{k-1}}\right) - \right.$$

$$- \int_{\frac{\tau+\tau_\Delta}{n_k}}^{\theta_{\text{з}k}} h_{\text{н}}\left(\frac{\tau_\Delta+\tau}{\omega_k};\ \frac{\tau'}{\omega_{k-1}}\right) +$$

$$\left. + e^{j2\pi\nu_k} \int_{-\theta_k}^{\frac{\tau+\tau_\Delta-2\pi}{n_k}} h_{\text{н}}\left(\frac{\tau_\Delta-2\pi+\tau}{\omega_k};\ \frac{\tau'}{\omega_{k-1}}\right)\right\} \sigma_k(\tau')\, d\tau'. \qquad (2.58)$$

Здесь $h_{\text{н}}$ — прежняя реакция каскада на импульсный толчок;

$$h_\nu(t;\ t') = \sum_{\varkappa=0}^{\infty} h_{\text{н}}\left(t + \frac{T}{N_k}\varkappa;\ t'\right) e^{-j2\pi\nu_k\varkappa}. \qquad (2.59)$$

Первое слагаемое в правой части (2.58) соответствует прохождению дополнительного возбуждения со входа каскада на выход за счет модуляции амплитуды собственных колебаний нагрузки. Второе и третье слагаемые соответствуют модуляции вынужденных колебаний во время перекрытия с первым и пятым импульсами на рис. 2.8, *в*. Если число импульсов, на протяжении которых происходит перекрытие, больше двух, то будет большим и число интегралов в правой части (2.58). Однако практического применения такие широкие импульсы не находят.

Все три интеграла в (2.58) необходимо удерживать лишь для первых каскадов УЧ. В последующих каскадах, когда общая кратность велика, сумма (2.59) много больше каждого из слагаемых (так как ν близко к целому числу и все слагаемые суммируются почти в фазе). Поэтому при большой кратности умножения до данного каскада (практически при $N > 10 \div 20$) первый интеграл в (2.58) много больше второго и третьего и их можно отбросить.

Если перекрытие отсутствует, то второй и третий интегралы можно отбросить для всех каскадов. Формула (2.58) тогда существенно упрощается:

$$\sigma_{k+1}(\tau)=\frac{1}{\pi}\int\limits_{-\theta_k}^{\theta_{3k}} h_\nu\left(\frac{\tau_\Delta+\tau}{\omega_k};\ \frac{\tau'}{\omega_{k-1}}\right)\sigma_k(\tau')\,d\tau'. \qquad (2.60)$$

В этом случае сумма дополнительных возбуждений на входе любого каскада $\sigma(\tau)$, как и реакция на импульсный толчок (2.25), оказывается функцией почти синусоидальной, т. е.

$$\sigma_k(\tau)=\sigma_0^{(k)}+\sigma_m^{(k)}\cos\tau-\sigma_\varphi^{(k)}\sin\tau. \qquad (2.61)$$

Совпадение расчетной формулы для режима без перекрытия и для последних каскадов является не случайным. Ранее уже отмечалось, что в режиме без перекрытия возбуждение каскада можно представить в виде колебания, медленно модулированного по амплитуде и фазе. Если общая кратность умножения велика, то для последних каскадов такое представление справедливо даже в режиме с перекрытием. Дело в том, что период модуляции равен периоду возбуждения первого каскада. При больших кратностях умножения он много больше периода несущей, т. е. модуляция будет медленней, как и в режиме без перекрытия. Это и позволяет существенно упростить расчеты, перейдя от (2.58) к (2.60).

Равенство (2.61) позволяет получить для двух последовательных каскадов рекуррентные соотношения между коэффициентами σ_0, σ_m и σ_φ, которые назовем коэффициентами модуляции постоянной составляющей, амплитуды и фазы соответственно.

Подробный анализ для УЧ с фильтрами в виде одиночных контуров при расстройке последних дан в [25]. Здесь ради простоты полагается, что контуры точно настроены на частоту выделяемой гармоники. В этом случае вычисления по формулам (2.22) и (2.59) дают

$$h_\nu\left(\frac{\tau_\Delta+\tau}{\omega_k};\ \frac{\tau'}{\omega_{k-1}}\right)=$$

$$=M(\delta_k;\ j\nu_k)\,\frac{U_k s_k(\tau')}{I_{\text{ап}}^{(k)}}\cos(\tau-n_k\tau'). \qquad (2.62)$$

После подстановки (2.62) в (2.60) можно получить связь между коэффициентами амплитудной модуляции двух последовательных каскадов:

$$\sigma_m^{(k+1)}=M(\delta_k;\ j\nu_k)\,q_n^{(k)}\sigma_m^{(k)}, \qquad (2.63)$$

откуда видно, что при прохождении через каскад амплитудная модуляция углубляется в q_n раз и фильтруется нагрузкой в M раз. Следует обратить внимание на то, что q_n является статическим коэффициентом усиления амплитудной модуляции. Этот факт допускает обобщение. Ниже показано, что при некоторых условиях разные типы модуляций, созданные побочными гармониками, проходят через каскад независимо от друга, причем коэффициент усиления для каждого из видов модуляции равен произведению статического коэффициента усиления на фильтрацию M. Справедливость такого положения для схем с обратной реакцией и для инерционных НЭ будет доказана в следующей главе.

Общий коэффициент амплитудной модуляции на входе K-го каскада равен произведению коэффициентов углубления модуляций всех НЭ и фильтраций всех промежуточных контуров. Для спектра тока многокаскадного УЧ, подобно (2.53),

$$I_l^{(K)} = \mathrm{e}^{-j\nu_{K-1}\tau_k} I_\nu^{(K)} \prod_{k=1}^{K-1} M(\delta_k;\, j\nu_k) \prod_{k=2}^{K-1} q^{(k)}_n q_\nu^{(K)}. \quad (2.64)$$

Формула (2.64) позволяет рассчитать, как уровень побочных гармоник зависит от общей кратности умножения N.

Выраженный в децибелах коэффициент гармоник (В.2) равен

$$\zeta_{l,\,\partial б}^{(K)} = 20 \lg \frac{I_\nu^{(K)}}{I_n^{(K)}} + \sum_{k=1}^{K-1} 20 \lg |M(\delta_k;\, j\nu_k)| +$$
$$+ \sum_{k=2}^{K-1} 20 \lg q_n^{(k)} + 20 \lg q_\nu^{(K)}.$$

Результаты расчета показаны на рис. 2.9. Как видно, вначале уровень побочных гармоник уменьшается, поскольку фильтрация преобладает над углублением модуляции, так как в (2.63) $|Mq_n| < 1$. Однако с ростом общей кратности умножения расстройка для побочных гармоник уменьшается, $\nu \to 1$, и фильтрация стремится к нулю (рис. 2.7). Углубление модуляции остается, поскольку оно определяется НЭ. В результате уровень побочных гармоник начинает расти.

Рассмотрим, наконец, как меняется величина гармоник при изменении их номера. Для этого обратимся к рис 2.10, где качественно показаны спектральные соотношения в трех первых каскадах УЧ.

Для определенности принято, что кратность умножения первого и второго каскадов $n_1 = n_2 = 5$. На рис. 2.10, *а* изображен спектр тока первого каскада, который при достаточно коротких импульсах весьма равномерен. Спектр

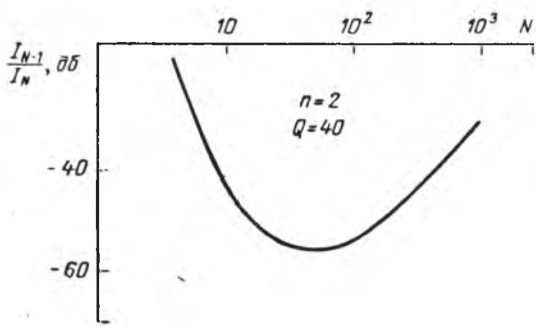


Рис. 2.9. Зависимости относительного уровня N—1-й побочной гармоники многокаскадного УЧ от общей кратности умножения.

напряжения (рис. 2.10, *б*) получен из спектра тока умножением на частотную характеристику контура первого каскада $z(jl\omega)$. На рис. 2.10, *в* показан спектр тока второго каскада, вычисленный с помощью (2.64) при $K = 2$. Штрих-пунктиром показана огибающая тока $I_\nu q_\nu$, а пунктиром — функция M. Из рисунка видно, что основные гармоники тока $l = 15$, 20, 25 велики, а гармоники, расположенные между ними, малы. На этом же рисунке 2.10, *в* проведена ось ν, которая наглядно показывает, как образуется дробный номер гармоники. Спектр напряжения на выходе второго каскада, полученный обычным путем, дан на рис. 2.10, *г*. Наконец, на рис. 2.10, *д* дана огибающая спектра тока третьего каскада, рассчитанная с помощью (2.64) при $K = 3$. В токе этого каскада оказываются подчеркнутыми гармоники, кратные 5-й, где $M(j\nu_1) = 1$, и особенно выделяются гармоники с частотами, кратными 25-й, где также $M(j\nu_2) = 1$.

Таким образом, обобщая сказанное, видим, что в токе любого каскада оказываются подчеркнутыми гармоники с частотами, кратными частотам возбуждения предыдущих каскадов, так что спектр имеет характерный вид рис. 2.10, *д*.

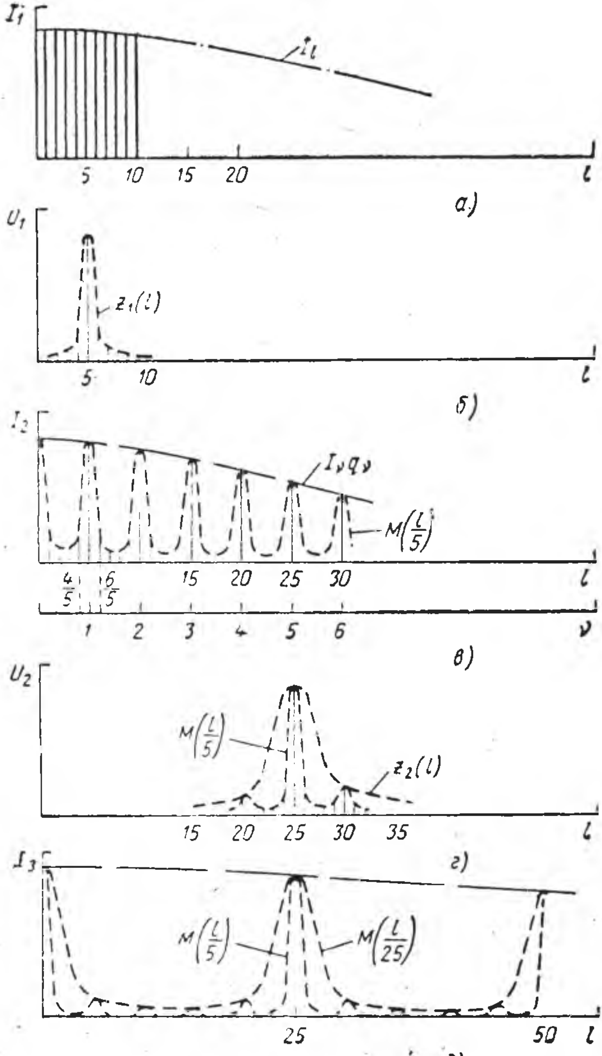


Рис. 2.10. Спектральные соотношения в трех первых каскадах УЧ.

2.4. РАСЧЕТ ПОБОЧНЫХ ГАРМОНИК В РЕЖИМЕ С ПЕРЕКРЫТИЕМ

В § 2.3 были получены общие соотношения для расчета спектров как в режиме с перекрытием, так и без него. При этом в режиме без перекрытия вычисление величины побочных гармоник оказалось возможным производить по простой формуле (2.64). Из этой формулы следует, что уменьшение побочных гармоник в спектре можно получить путем выбора таких режимов, в которых углубление модуляции минимально. Зависимость коэффициентов углубления модуляции для $n = 1 \div 3$ от угла отсечки была показана на рис. 2.5. В районе малых углов отсечки углубление модуляции очень велико. С ростом угла отсечки коэффициент углубления модуляции падает, проходит через минимум и затем снова начинает расти. К сожалению, минимальные значения q достигаются при столь широких импульсах тока, что между лампами существует перекрытие.

Появление перекрытия существенно влияет на режим формирования побочных гармоник в УЧ. Напомним, что при перекрытии возбуждение каждого каскада формируется не только собственными колебаниями напряжения в фильтре предыдущего, но также и вынужденными, возникающими под действием импульса тока. Эти вынужденные колебания существенно искажают форму, и приводят к несимметричности импульсов. В результате на выходе каскада появляется не только амплитудная модуляция (АМ), но и фазовая (ФМ).

Таким образом, с увеличением угла отсечки в УЧ происходят два противоположных процесса. С одной стороны, ослабляется АМ, что уменьшает побочные гармоники в спектре. С другой стороны, возрастает ФМ, что вызывает противоположный эффект. В результате уровень побочных гармоник оказывается большим, чем без учета перекрытия, а оптимальные углы отсечки — меньше тех, при которых получается минимум коэффициента модуляции.

Ниже, на примере многокаскадного умножителя частоты с одиночными, точно настроенными контурами будет подробно рассмотрен приближенный метод расчета побочных составляющих, причем особенно полно все выкладки будут проделаны для второго каскада УЧ. Это необходимо по двум причинам:

во-первых, интерес представляет сам метод, поскольку он применим при любых типах фильтров и при любых нелинейностях;

во-вторых, на примере второго каскада показано, что расхождение результатов точного и приближенного расчетов мало.

В случае УЧ с одиночными и точно настроенными контурами вычисление реакции на импульсный толчок можно провести по (2.22):

$$h\left(\frac{\tau_\Delta+\tau}{\omega_k};\ \frac{\tau'}{\omega_{k-1}}\right)=\pi\delta\,\frac{U_k s_k(\tau')}{I_{an}^{(k)}}\cos(\tau-n\tau'),$$

а сумма реакций была вычислена раньше (2.62).

Рекуррентную формулу (2.58) можно записать в виде, удобном для данного частного случая [27]:

$$\sigma_{k+1}(\tau)=M(\delta_k;\ j\nu_k)\left\{\frac{1}{\pi}\int\limits_{-\theta}^{\theta}\frac{Us(\tau')}{I_{an}}\cos(\tau-n\tau')-\right.$$

$$-(1-e^{-j2\pi\nu_k})\frac{1}{\pi}\int\limits_{\frac{\tau+\pi}{n}}^{\theta}\frac{Us(\tau')}{I_{an}}\cos(\tau-n\tau')+$$

$$\left.+(e^{j2\pi\nu_k}-1)\frac{1}{\pi}\int\limits_{-\theta}^{\frac{\tau-\pi}{n}}\frac{Us(\tau')}{I_{an}}\cos(\tau-n\tau')\right\}\sigma_k(\tau')\,d\tau'. \qquad (2.65)$$

Все входящие сюда величины, не имеющие номера (θ, U, n), относятся к k-му каскаду.

Используя (2.65), нетрудно получить сумму дополнительных возбуждений второго каскада. Во втором каскаде дополнительное возбуждение создается не дополнительными импульсами тока, описываемыми произведением $Us(\tau')\,\sigma(\tau')$ в (2.65), а самими импульсами $i(\tau)$, т. е. в (2.65) необходимо сделать замену

$$Us(\tau')\,\sigma(\tau')\rightarrow i(\tau').$$

После замены оказывается, что в силу симметрии импульсов первый интеграл в (2.65) дает косинусоидальную функцию времени, соответствующую режиму без перекрытия. Два других интеграла благодаря симметрии импульсов также удается выразить через одну новую функцию времени, учитывающую вынужденные колебания контура под действием импульса тока,

$$\Delta(\tau)=\frac{1}{\pi}\int_{\tau}^{\theta}\frac{i(\tau')}{I_{an}}\cos n(\tau-\tau')\,d\tau';\ \tau<\theta. \qquad (2.66)$$

Для σ_2 получаем

$$\sigma_2(\tau)=M(\delta_1;\ j\nu_1)\left\{\cos\tau+(1-e^{-j2\pi\nu_1})\,\Delta\left(\frac{\pi+\tau}{n}\right)-\right.$$
$$\left.-(e^{j2\pi\nu_1}-1)\,\Delta\left(\frac{\pi-\tau}{n}\right)\right\}$$

или, разделяя в фигурных скобках действительную и мнимую части,

$$\sigma_2(\tau)=M(\delta_1;\ j\nu_1)\{\cos\tau+(1-\cos 2\pi\nu_1)\times$$
$$\times 2\Delta_{\text{ч}}(\tau)+j\sin 2\pi\nu_1 2\Delta_{\text{н}}(\tau)\}. \qquad (2.67)$$

Здесь через $\Delta_{\text{ч}}$ и $\Delta_{\text{н}}$ обозначена четная и нечетная части функции (2.66)

$$2\Delta_{\substack{\text{ч}\\ \text{н}}}(\tau)=\Delta\left(\frac{\pi+\tau}{n}\right)\pm\Delta\left(\frac{\pi-\tau}{n}\right).$$

Подставляя (2.67) в интеграл (2.46), найдем амплитуду побочной гармоники. Поделив ее на амплитуду выделяемой составляющей, получим относительный уровень побочной гармоники (В.2)

$$\zeta_l^{(2)}=e^{-j\nu_1\tau_2}M(\delta_1;\ j\nu_1)\,G_l^{(2)}(n_1;\ n_2;\ \theta_1;\ \theta_2).$$

Входящую сюда функцию $G_l^{(2)}$ назовем коэффициентом формы побочной гармоники, поскольку он показывает, как ее относительный уровень зависит от режимов первого и второго каскадов. Коэффициент формы равен интегралу (2.46), в который вместо суммы $\sigma_k(\tau)$ надо подставить фигурную скобку из (2.67). Так как в последней действительная часть представлена четной функцией времени, а мнимая — нечетной, то интеграл оказывается действительным, поскольку крутизна $s(\tau)$ — также четная функция времени:

$$G_l^{(2)} = \frac{I_\nu}{I_{an}} q_\nu +$$

$$+ 2(1 - \cos 2\pi\nu_1)\frac{2}{\pi}\int_0^\pi \frac{Us(\tau)}{I_{an}} \Delta_\text{ч}(\tau)\cos\nu_1\tau\,d\tau +$$

$$+ 2\sin 2\pi\nu_1 \frac{2}{\pi}\int_0^\pi \frac{Us(\tau)}{I_{an}} \Delta_\text{н}(\tau)\sin\nu_1\tau\,d\tau. \qquad (2.68)$$

Первое слагаемое в (2.68) даст тот уровень побочной гармоники, который получается при отсутствии перекрытия

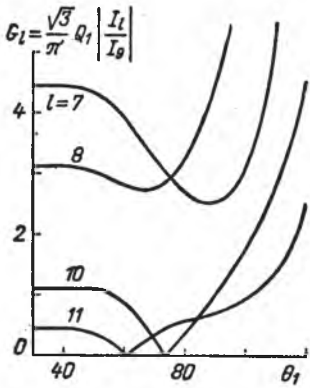


Рис. 2.11. Зависимости коэффициента формы побочных УЧ, собранного из двух утроителей, от угла отсечки первого каскада.

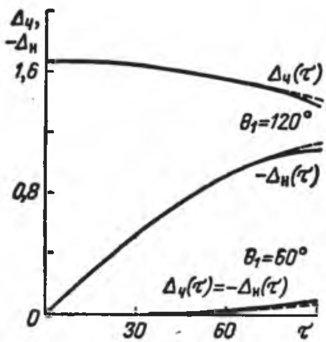


Рис. 2.12. Дополнительное возбуждение второго каскада в случае широких и узких импульсов первого.

и соответствует (2.53). Интегралы учитывают эффект, получающийся из-за перекрытия ламп.

Результаты расчетов по формуле (2.68) показаны на рис. 2.11. Предполагалось, что оба каскада умножают в три раза. Характеристика ламп считалась квадратичной с отсечкой. Угол отсечки второго каскада был выбран равным 90°, поскольку при таком угле отсечки в случае квадратичной характеристики получается минимум коэффициента углубления модуляции (рис. 2.5). Угол отсечки первого каскада менялся.

В случае малого угла отсечки первого каскада перекрытие отсутствует, поэтому уровень побочных гармоник от него не зависит. Расчет по (2.57) показывает, что в данном случае перекрытие наступает при $\theta_1 = 30°$. Однако практически, как видно из рис. 2.11, уровень побочных гармоник не зависит от угла отсечки первого каскада вплоть до $\theta_1 = 45 \div 50°$, т. е. значительно большего, чем следует из теории. Происходит так потому, что в начале перекрытие происходит только на самых концах импульсов (рис. 2.8, *а*, *в*), когда мгновенные значения тока первого каскада и крутизны второго малы. При больших же углах отсечки первого каскада изменение уровня побочных гармоник весьма существенно.

Из сказанного можно сделать два важных вывода. Во-первых, практически перекрытие наступает при углах отсечки, больших, чем это следует из теории, процентов на 30—40. Во-вторых, при широких импульсах влияние перекрытия весьма существенно и пренебрегать им нельзя.

Вернемся к выражению для коэффициента формы (2.68). Поскольку функция Δ задается интегралом (2.66), то для вычисления коэффициента формы второго каскада оказывается необходимо вычислять двукратные интегралы. Для расчета уровня побочных последующих каскадов необходимо применять рекуррентную формулу (2.65). В результате для третьего каскада дело сводится к трехкратным интегралам, для четвертого — к четырехкратным и т. д. Конечно, в принципе все эти интегралы можно вычислить, однако практически расчеты оказываются очень трудоемкими. Поэтому разработан приближенный метод, который позволяет сравнительно просто производить вычисления в режиме с перекрытием.

Суть такого метода иллюстрируется на рис. 2.12. На нем изображена зависимость от времени четной и нечетной функций, входящих в (2.67). При вычислениях взяты те же значения параметров, что и для рис. 2.11. Время τ отсчитывается от середины импульса тока второго каскада, т. е. момент $\tau = 90°$ соответствует запиранию лампы.

Из рисунка видно, что как при узких импульсах тока первого каскада ($\theta_1 = 60°$ — перекрытие мало), так и при широких ($\theta_1 = 120°$) четная функция может быть приближенно представлена приподнятой косинусоидой. Нечетная часть подобна синусоиде, к которой добавлен линейно растущий член. Приближенно

$$\Delta_{ч}(\tau)=a_0+a_c\cos\tau;$$
$$\Delta_{н}(\tau)=a_1\tau+a_s\sin\tau. \qquad (2.69)$$

Чтобы выбрать коэффициенты a, следует обратить приближенные равенства (2.69) в точные для каких-то двух моментов времени. Эти два момента удобно расположить достаточно близко к середине импульса второго каскада ($\tau=0$), поскольку в районе запирания ($\tau=90°$) крутизна лампы мала. Исходя из этого, оказалось удобным обратить приближенное равенство (2.69) в точное для моментов времени $\tau=0{,}2\theta$ и $\tau=0{,}6\theta$, где θ — угол отсечки второго каскада. Решая образовавшуюся систему, можно получить

$$a_0=\frac{\cos 0{,}2\theta\Delta_{ч}(0{,}6\theta)-\cos 0{,}6\theta\Delta_{ч}(0{,}2\theta)}{\cos 0{,}2\theta-\cos 0{,}6\theta};$$
$$a_c=\frac{\Delta_{ч}(0{,}2\theta)-\Delta_{ч}(0{,}6\theta)}{\cos 0{,}2\theta-\cos 0{,}6\theta};$$
$$a_1=\frac{5}{\theta}\,\frac{\sin 0{,}2\theta\Delta_{н}(0{,}6\theta)-\sin 0{,}6\theta\Delta_{н}(0{,}2\theta)}{3\sin 0{,}2\theta-\sin 0{,}6\theta};$$
$$a_s=\frac{3\Delta_{н}(0{,}2\theta)-\Delta_{н}(0{,}6\theta)}{3\sin 0{,}2\theta-\sin 0{,}6\theta}.$$

Результаты расчета по (2.69) показаны на рис. 2.12 пунктиром. Как видно, расхождение получается только в районе больших времен, близких к моменту запирания лампы второго каскада. Поскольку крутизна ее в это время мала, то такое расхождение не существенно, тем более что оно само по себе ничтожно.

Обозначим входящую в (2.67) фигурную скобку через $\bar{\sigma}_2(\tau)$. Тогда, используя приближение, можно записать

$$\bar{\sigma}_2(\tau)=\sum_{\varkappa=1}^{4}(j)_{3,4}\,\dot{\sigma}_{\varkappa}f_{\varkappa}(\tau). \qquad (2.70)$$

Здесь через $f_{\varkappa}(\tau)$ обозначены входящие в (2.69) функции времени, которые в дальнейшем называются базисными функциями:

$$f_1=1;\ f_2=\cos\tau;\ f_3=\tau;\ f_4=\sin\tau. \qquad (2.71)$$

Коэффициенты $\bar{\sigma}_\varkappa$ являются координатами в данной системе функций. Из (2.67) и (2.69) имеем:

$$\bar{\sigma}_1 = 2(1-\cos 2\pi\nu_1)\,a_0; \qquad \bar{\sigma}_3 = 2\sin 2\pi\nu_1 a_1;$$
$$\bar{\sigma}_2 = 1 + 2(1-\cos 2\pi\nu_1)\,a_c; \quad \bar{\sigma}_4 = 2\sin 2\pi\nu_1 a_s.$$

Мнимая единица j поставлена в (2.70) в скобках, поскольку ее следует ставить только перед третьим и четвертым слагаемыми (это отмечено индексами у скобок).

Подставляя (2.70) в (2.68), нетрудно получить для коэффициента формы выражение

$$G_l^{(2)} = \sum_{\varkappa=1}^{4} \bar{\sigma}_\varkappa k_\varkappa(\nu_2), \tag{2.72}$$

в котором коэффициенты $k_\varkappa$ равны

$$k_\varkappa(\nu) = \frac{2}{\pi}\int_0^\theta \frac{Us(\tau)}{I_{\text{ап}}} f_\varkappa(\tau) \begin{matrix}\cos\nu\tau\\ \sin\nu\tau\end{matrix}\, d\tau; \quad \begin{matrix}\varkappa = 1, 2;\\ \varkappa = 3, 4.\end{matrix}$$

Результаты вычисления коэффициентов формы разных побочных гармоник по формуле (2.72) столь хорошо совпадают с результатами точных расчетов по (2.68), что на рис. 2.11 они сливаются. Происходит так потому, что предложенная аппроксимация (2.69) сама по себе достаточно хорошо передает зависимость функций $\bar{\sigma}(\tau)$ от времени. Для вычисления коэффициента формы результат аппроксимации подставляется в интеграл. Последний обладает сглаживающим свойством, и потому ошибки становятся вообще ничтожными.

Запись (2.70) означает, что функция времени $\bar{\sigma}(\tau)$ представляется вектором в некоторой системе базисных функций $f_\varkappa$ имеющим координаты $\bar{\sigma}_\varkappa$. Такая трактовка удобна тем, что ее можно распространить на произвольное число каскадов. Выделяя фильтрацию, можно записать сумму дополнительных возбуждений на входе k-го каскада в виде

$$\sigma_k(\tau) = \prod_{\varkappa=1}^{k-1} M(\delta_\varkappa;\, j\nu_\varkappa) \sum_{\varkappa=1}^{4} (j)_{3;\,4}\, \bar{\sigma}_\varkappa^{(k)} f_\varkappa(\tau). \tag{2.73}$$

При этом на входе следующего каскада появится сложное возбуждение, вызванное применением интегрального преобразования (2.65) к каждой из функций (2.71). Это сложное возбуждение следует аппроксимировать функцией точно такого же вида, что и (2.73), но с новыми координатами $\bar{\sigma}_{\varkappa}^{(k+1)}$. Новые координаты связаны со старыми линейным соотношением

$$\bar{\sigma}_{\varkappa}^{(k+1)} = \sum_{\mu=1}^{4} K_{\varkappa;\,\mu} \bar{\sigma}_{\mu}^{(k)};\ \varkappa = 1, \ldots, 4. \tag{2.74}$$

Чтобы найти входящие сюда коэффициенты пропорциональности, надо применить преобразование (2.65) к каждой из функций (2.71) и аппроксимировать результат точно так же, как это было сделано выше для второго каскада.

Приведем окончательные результаты для УЧ с одиночными контурами. Подставив (2.73) в (2.46), можно представить относительный уровень побочных гармоник в виде, аналогичном $\zeta_l^{(2)}$. Однако теперь коэффициент формы зависит от режимов всех промежуточных каскадов:

$$\zeta_l^{(k)} = \mathrm{e}^{-j\nu_{k-1}\tau_k} \prod_{\varkappa=1}^{k-1} M(\delta_\varkappa;\, j\nu_\varkappa)\, G_l^{(k)}(n;\, \theta) \tag{2.75}$$

или в децибелах

$$\zeta_{l\,\partial б}^{(k)} = \sum_{\varkappa=1}^{k-1} 20 \lg |M(\delta_\varkappa;\, j\nu_\varkappa)| + 20 \lg |G_l^{(k)}|. \tag{2.76}$$

Из (2.76) следует очень важный вывод, что в случае многокаскадного УЧ на пентоде при вычислении уровня побочных гармоник можно отделить фильтрацию от коэффициента формы, характеризующего режимы НЭ. Это дает возможность составить таблицы, характеризующие зависимость коэффициента формы от режимов и справедливые при любых добротностях контуров. Наконец, такие зависимости можно просто снять экспериментально.

Добротность контуров влияет только на фильтрацию и учитывается сравнительно просто. Сказанное справедливо только при точной настройке контуров (в случае связанных контуров — при точной настройке парциальных контуров). При расстройке появляются фазовые сдвиги, зависящие от добротности, поэтому в общем случае коэффициент формы зависит также от добротности контуров.

Вычисления показали, что в случае одиночных точно настроенных контуров коэффициент формы оказывается действительным. В общем случае, например при связанных контурах, коэффициент формы G_l будет комплексным числом, поэтому в (2.76) поставлен его модуль.

Результаты расчета коэффициента формы ближайшей нижней побочной гармоники ($l = N - 1$) для УЧ с разным числом каскадов показаны на рис. 2.13. На рис. 2.13, *а* приведены графики для случая, когда в одном каскаде

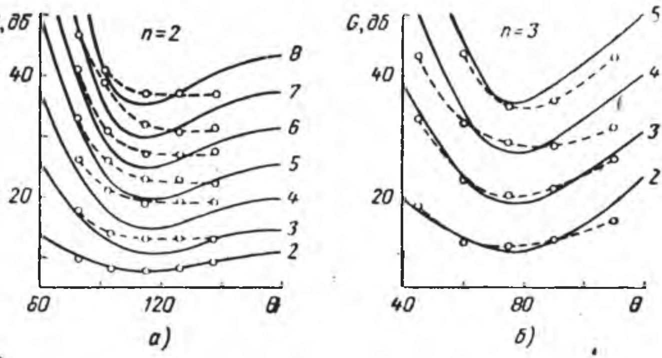


Рис. 2.13. Зависимости коэффициента формы побочных от угла отсечки при разном числе каскадов.

происходит удвоение, а на рис. 2.13, *б* — утроение. При расчетах углы отсечки всех каскадов принимались одинаковыми. Из сопоставления рис. 2.13, *а* и *б* видно, что оптимальный угол, при котором уровень побочной гармоники минимален, $\theta_{опт} \approx 240/n$. Приведенный в следующей главе график рис. 3.3 показывает, что при оптимальном угле отсечки коэффициент формы практически зависит только от общей кратности умножения N, а не от кратности умножения в одном каскаде.

Кружками на рис. 2.13 показаны экспериментально снятые точки. Как видно, совпадение вполне достаточное для расчета побочных гармоник. Расхождение следует объяснить тем, что принятая аппроксимация (квадратичная парабола с отсечкой) недостаточно хорошо передает поведение крутизны НЭ, особенно в диапазоне больших углов отсечки ($\theta > 120°$ при $n = 2$).

В заключение приведем осциллограммы напряжения с выхода разных каскадов УЧ, собранного из утроителей (рис. 2.14). Левые фотографии соответствуют малому углу

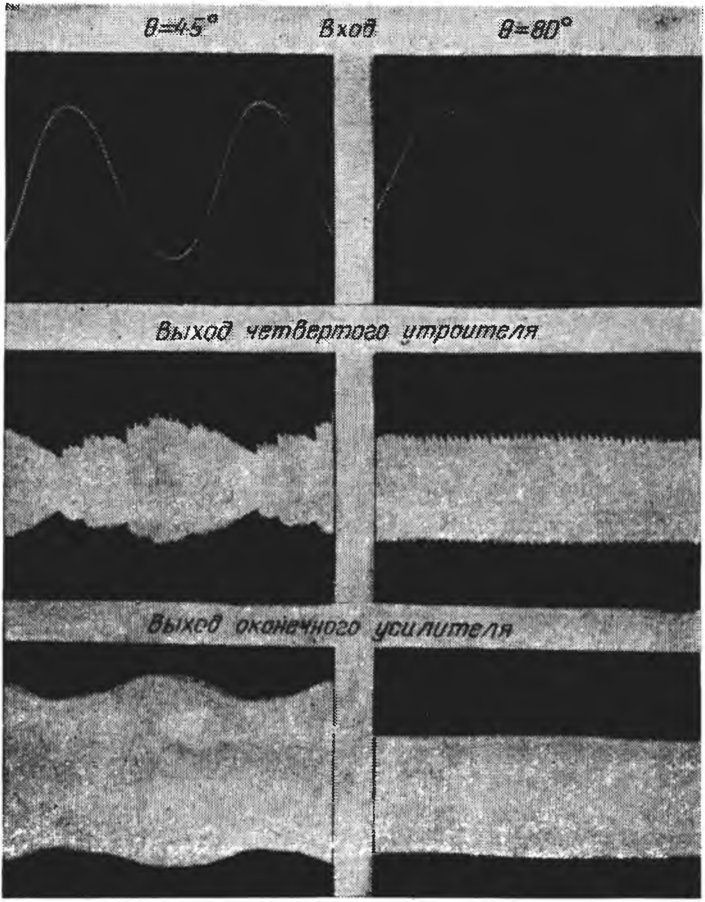


Рис. 2.14. Осциллограммы напряжения в разных каскадах УЧ, собранного из утроителей.

отсечки $\theta = 45°$, а правые — большому $\theta = 80°$. Доброт ности каскадов в обоих случаях были одинаковы.

Входное напряжение при любых углах отсечки синусоидально (верхние снимки). Однако напряжение на выходе четвертого утроителя отлично от синусоиды (средние снимки). Характерно, что при малом угле отсечки наблюдается отчетливая модуляция входной частотой. При большом угле отсечки эта модуляция практически отсутствует, остается только модуляция с частотой возбуждения последнего утроителя. После оконечного усилителя эта модуляция устраняется (так как она является быстрой) и напряжение принимает практически синусоидальную форму (правое нижнее фото). В случае малого угла отсечки на выходе оконечного усилителя также видна сильная модуляция исходной частотой. Такое напряжение имеет большие побочные гармоники и не пригодно для возбуждения последующих каскадов. Таким образом, использование коротких импульсов тока в многокаскадном УЧ недопустимо, так как ведет к резкому увеличению побочных составляющих.

2.5. СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПОБОЧНЫХ ГАРМОНИК

В предыдущих параграфах изложен метод расчета побочных компонент спектра, основанный на временном представлении возбуждения каждого каскада. Недостатком этого метода является его громоздкость, даже если возбуждение каждого каскада представлять в упрощенном виде (2.73). Поскольку коэффициенты рекуррентной формулы (2.74) не являются табулированными функциями, то расчет конкретных схем остается сложным и занимает много времени. Компактные выражения можно получить только в случае достаточно коротких импульсов тока (режим без перекрытия), однако для многокаскадных схем на пентодах такой режим неприменим.

Существует, однако, метод, позволяющий относительно просто определять величину побочных гармоник именно при широких импульсах тока, когда амплитуды гармоник быстро уменьшаются. В этом случае можно учесть лишь несколько наиболее важных гармоник возбуждения, отбросить остальные и получить простые формулы для расчета.

Приступим к получению исходных соотношений. Ради наглядности рассмотрим сначала УЧ на пентодах, в которых обратная реакция отсутствует. Используя результаты расчетов по методам, изложенным в предыдущих параграфах, можно указать, какие компоненты спектра следует учитывать. После этого результаты обобщим для схем с обратной реакцией.

Пусть для k-го каскада известен спектр дополнительного внешнего тока пентода

$$\Delta i_{\text{в}}^{(k)}(t) = \frac{1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} I_{\varkappa}^{(k)} \exp j\varkappa\omega_0 t.$$

Этому внешнему току соответствует дополнительное напряжение на выходе каскада

$$\Delta u_{k+1}(t) = \frac{-1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} z_{\text{вз}}^{(k)}(j\varkappa\omega_0)\, I_{\varkappa}^{(k)} \exp j\varkappa\omega_0 t.$$

Последнее, в свою очередь, вызывает внешний ток $k+1$-го каскада, определяемый из (2.6).

Поскольку возбуждение $k+1$-го каскада имеет частоту $\omega_k = N_k\omega_0$, то мгновенную крутизну лампы $k+1$-го каскада, входящую в (2.6), можно разложить в ряд Фурье с частотами, кратными ω_k:

$$s_{k+1}(t) = \frac{1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} S_{\varkappa}^{(k+1)} \exp j\varkappa\omega_k (t - t_{k+1}).$$

Здесь, как и раньше, через t_{k+1} обозначено время максимума возбуждения $k+1$-го каскада.

Подставляя две последние формулы в (2.6), производя перемножение и собирая члены с одинаковыми частотами, можно убедиться, что внешний ток $k+1$-го каскада представляется в том же виде, что и k-го, причем

$$I_l^{(k+1)} = \frac{-1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} S_{\varkappa}^{(k+1)} z_{\text{вз}}^{(k)} [j(\nu_k - \varkappa)\omega_k]\, e^{-j\varkappa\tau_{k+1}} I_{l-\varkappa N_k}^{(k)}. \quad (2.77)$$

Здесь каждая гармоника тока $k+1$-го каскада выражается через бесконечное число гармоник k-го каскада. Ограничиваясь в этом ряду несколькими, наиболее важными гармониками, легко получить приближенные формулы для вычисления.

Как было показано в § 2.4, практически удобнее использовать коэффициент формы побочных гармоник. Поэтому вместо (2.77) вводится формула, связывающая коэффициенты формы двух последующих каскадов. Для этого нужно выразить амплитуды побочных компонент через их коэффициенты формы, например:

$$I_l^{(k+1)} = I_{\text{ап}}^{(k+1)} \zeta_l^{(k+1)} = I_{\text{ап}}^{(k+1)} \mathrm{e}^{-jl\omega_0 t_{k+1}} \prod_{\varkappa=1}^{k} M(\delta_\varkappa; j\nu_\varkappa)\, G_l^{(k+1)}.$$

Подобная же формула получается и для побочных гармоник k-го каскада, входящих в правую часть (2.77). Существенно подчеркнуть, что для всех них произведение коэффициентов фильтрации будет одинаково, так как в правую часть входят лишь побочные гармоники, номера которых различаются только на величину, кратную N_k. Для этих гармоник индексы ν, определяющие величину коэффициента фильтрации, различаются на целое число, а потому коэффициенты фильтрации для них одинаковы. Итак,

$$I_{l-\varkappa N_k}^{(k)} = I_{\text{ап}}^{(k)} \mathrm{e}^{-j(l-\varkappa N_k)\omega_0 t_k} \prod_{\varkappa=1}^{k-1} M(\delta_\varkappa; j\nu_\varkappa)\, G_{l-\varkappa N_k}^{(k)}.$$

Далее амплитуду гармоники, выделяемой в k-м каскаде, следует выразить через амплитуду возбуждения $k+1$-го каскада и укороченный импеданс фильтра вблизи резонансной частоты $I_{\text{ап}}^{(k)} = U_{k+1}/Z_{\text{вз, рез}}^{(k)}$.

Подставляя все в (2.77) и производя возможные сокращения, нетрудно получить окончательную формулу

$$G_l^{(k+1)} = \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} \chi_\varkappa^{(k+1)} f_{l-\varkappa N_k}^{(k)} G_{l-\varkappa N_k}^{(k)}. \tag{2.78}$$

Первая из введенных здесь величин называется коэффициентом преобразования, поскольку она характеризует НЭ как преобразователь частоты побочной гармоники дополнительного возбуждения:

$$\chi_\varkappa = \frac{1}{2} \frac{US_\varkappa}{I_{\text{ап}}}. \tag{2.79}$$

Вторую назовем относительной фильтрацией, поскольку она характеризует ослабление побочных гармоник фильтром по сравнению с коэффициентом M:

$$f_{l-\varkappa N_k}^{(k)} = -\frac{z_{\text{вз}}^{(k)}[j(\nu_k-\varkappa)\omega_k]}{Z_{\text{вз, рез}}^{(k)} M(\delta_k; j\nu_k)} \mathrm{e}^{j(\nu_k-\varkappa)\tau_\Delta}. \tag{2.80}$$

Здесь $\tau_\Delta = \omega_k (t_{k+1} - t_k)$ — разность моментов максимума возбуждения $k+1$-го и k-го каскадов, измеренная в периодах возбуждения $k+1$-го; $\nu_k = l/N_k$. Относительная фильтрация (2.80) практически не зависит от затухания контуров. В самом деле, для гармоник, далеких от резонанса, отношение $z_{\text{вз}}/Z_{\text{вз, рез}}$ пропорционально затуханию. Коэффициент фильтрации M в этом случае также пропорционален затуханию (2.56), а потому отношение этих двух величин от него не зависит.

Для гармоник, близких к резонансу, коэффициент фильтрации M (2.55) совпадает с частотной характеристикой контура $z_{\text{вз}}/Z_{\text{вз, рез}}$, и потому дробь в (2.80) равна единице также независимо от затухания контуров. Таким образом, при вычислениях по (2.80) можно принять затухание равным нулю.

Из точной формулы (2.78) можно получить приближенные.

В работе [28] предлагается из всех гармоник спектра учитывать в каждом каскаде только по две ближайших к выделяемой. Такой подход дает хороший результат, когда кратность умножения до данного каскада велика. В этом случае относительная фильтрация сравнима с единицей только для этих ближайших побочных гармоник. Для остальных она много меньше единицы, и потому они могут быть отброшены. Тогда

$$G^{(k+1)}_{N_{k+1}\pm 1} = \chi^{(k+1)}_{n-1} f^{(k)}_{N_k \pm 1} G^{(k)}_{N_k \pm 1} + \chi^{(k+1)}_{n+1} f^{*(k)}_{N_k \mp 1} G^{*(k)}_{N_k \mp 1}. \qquad (2.81)$$

Звездочкой (*) здесь отмечены комплексно-сопряженные величины, соответствующие отрицательным индексам фильтрации и коэффициента гармоник (например, $f_{-N-1} = f^*_{N+1}$ и т. д.).

К сожалению, такой простой метод неприменим для расчета первых каскадов, в которых относительные фильтрации имеют один порядок для всех номеров гармоник. Конечно, с удалением от резонанса фильтрация улучшается. Однако это улучшение является медленным и в значительной мере компенсируется тем, что в первом каскаде величина побочных гармоник тем больше, чем меньше их номер. Поэтому во втором и третьем каскадах необходимо учитывать также первую гармонику дополнительного возбуждения, которая оказывается большой, поскольку велика первая гармоника тока.

С учетом указанных изменений вместо (2.81) получим

$$G^{(k+1)}_{N_{k+1}\pm 1} = (2.81) + \chi^{k+1}_{n} f^{(k)}_{\pm 1} G^{(k)}_{\pm 1}. \qquad (2.82)$$

Для расчета коэффициента первой гармоники тока аналогично имеем

$$G_1^{(k+1)} = \chi_1^{(k+1)} [f^{*(k)}_{N_k-1} G^{*(k)}_{N_k-1} + f^{(k)}_{N_k+1} G^{(k)}_{N_k+1}] + \chi_0^{(k+1)} f_1^{(k)} G_1^{(k)}.$$

Кроме того, при расчете спектра второго каскада может оказаться существенной гармоника напряжения, частота которой равна частоте гармоники тока, поскольку для нее коэффициент преобразования (2.79) очень велик (она проходит на нулевой гармонике крутизны). Таким образом, для второго каскада

$$G^{(2)}_{N_2-1} = (2.82) + \chi_0^{(2)} f^{(1)}_{N_2-1} G^{(1)}_{N_2-1}. \qquad (2.83)$$

В качестве примера рассмотрим учетверитель частоты из двух удвоителей. Углы отсечки обоих каскадов считаются одинаковыми, и анализу подлежит изменение коэффициента третьей гармоники при изменении угла отсечки. Нагрузкой первого каскада считается одиночный контур (рис. 1.1), однако предполагается, что на сетку второго каскада напряжение с контура подается через трансформатор, который может иметь как положительный, так и отрицательный коэффициент трансформации за счет разного включения концов вторичной обмотки. Здесь и дальше под положительным коэффициентом трансформации будем понимать такой, при котором напряжения на аноде и на выходе каскада одновременно проходят через максимум или минимум. При переключении концов катушки происходит изменение полярности выходного напряжения. Теперь в момент максимума на аноде выходное напряжение имеет минимум и наоборот. Такой коэффициент трансформации назовем отрицательным.

Обратимся к рис. 2.15, где сплошными линиями изображены коэффициенты формы третьей гармоники. Верхняя кривая соответствует случаю положительного, а нижняя — отрицательного коэффициента трансформации. Вычисления проведены для случая аппроксимации характеристики квадратичной параболой с отсечкой ($p = 2$).

Как видно из рис. 2.15, уровень третьей гармоники для двух указанных схем оказывается существенно различным. Это подтверждается и экспериментом, результаты которого показаны на рис. 2.15 кружочками и пунктирными кривыми. Результаты расчета по приближенным формулам с учетом различного числа членов показаны на рис. 2.15

штрих-пунктиром. Как видно, формула (2.81), соответствующая [28], оказывается неприменимой для расчета побочных гармоник второго каскада. Уровень третьей

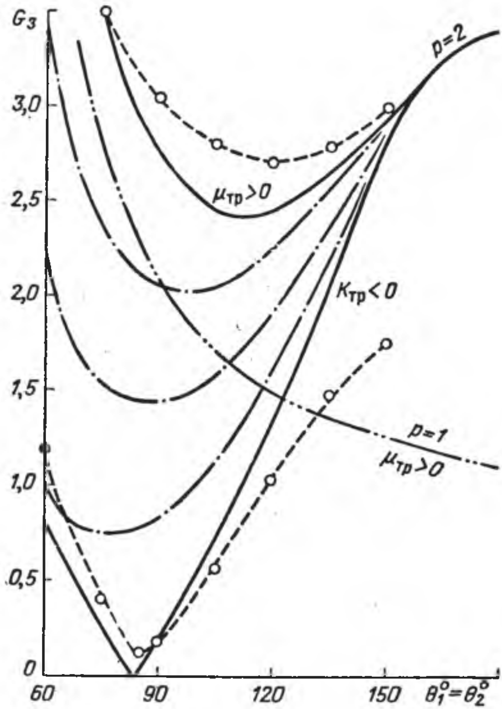


Рис. 2.15. Зависимости относительного уровня третьей побочной гармоники на выходе второго удвоителя от угла отсечки.

——— точный расчет; —·— расчет по разным приближенным формулам; – – – – эксперимент; —··— расчет при $p = 1$.

побочной компоненты (средняя штрих-пунктирная кривая на рис. 2.15), рассчитанный по (2.81), в обеих схемах оказывается одинаковым и далеким от действительного. В этом случае применение (2.81) дает качественно неверный результат об эквивалентности схем с положительным и отрицательным коэффициентами трансформации.

Расчет по формуле (2.82) дает результат, значительно лучший. Уровень подобной гармоники в схемах оказывается различным, для больших же углов ($\theta > 120°$) хорошим оказывается и количественное совпадение. Применение (2.83) дает результаты, идеально совпадающие с точными во всем диапазоне углов 60—180°. На рис. 2.15 кривые, построенные по (2.83), не различимы с точными.

На рис. 2.15 показаны также результаты расчета третьей побочной гармоники для линейно-ломаной аппроксимации при $\mu_{тр} > 0$ (штрих-пунктир). Как видно, удовлетворительное совпадение получается лишь в области малых углов отсечки, значительно меньших, чем для углов, ограниченных неравенством (1.14) и пригодных для энергетических расчетов. Причина такого расхождения состоит в том, что для расчета побочных гармоник необходимо достаточно точно аппроксимировать не только характеристику НЭ, но и ее производную. Линейно-ломаная аппроксимация такой точности не дает.

В описанных выше расчетах применялась аппроксимация характеристики параболами степеней $p = 1$ и $p = 2$ с отсечками. В этом случае коэффициенты χ (2.79) и $G^{(1)}$ выражаются через коэффициенты разложения γ [7]:

$$\chi_l = \frac{p}{2}\cdot \gamma_l\,(p-1;\,\theta)/\gamma_n\,(p;\,\theta);$$

$$G_l^{(1)} = \gamma_l\,(p;\,\theta)/\,\gamma_n\,(p;\,\theta).$$

Поскольку эти коэффициенты хорошо табулированы в [7], то расчет не занимает много времени.

Вычисление относительной фильтрации в случае одиночных контуров дало

$$f_{l-\varkappa N_k} = \frac{2}{\pi}\,\frac{\nu_k-\varkappa}{(\nu_k-\varkappa)^2-1}\,\sin \pi\nu_k\, e^{j\,(\nu_k-\varkappa)\,\tau_\Delta - j\pi\nu_k}.$$

Приведем формулы для расчета коэффициента формы третьей гармоники (рис. 2.15).

В случае положительного коэффициента трансформации время сдвига между соседними импульсами первого и второго каскада равно половине периода умноженной частоты ($\tau_\Delta = \pi$). Поэтому расчет по (2.83) дает

$$|G_3^{(2)}| = \frac{4}{3\pi}\,(\chi_1^{(2)} + \chi_2^{(2)})\,G_1^{(1)} + \frac{12}{5\pi}\,(\chi_0^{(2)} + \chi_3^{(2)})\,G_3^{(1)};\quad \mu_{тр} > 0.$$

В случае отрицательного коэффициента трансформации момент максимума напряжения на выходе первого каскада совпадает с моментом максимума на входе, поэтому $\tau_\Delta = 0$, и для модуля коэффициента формы получаем

$$|G_3^{(2)}| = \left|\frac{4}{3\pi}\,(\chi_1^{(2)} - \chi_2^{(2)})\,G_1^{(1)} + \frac{12}{5\pi}\,(-\chi_0^{(2)} + \chi_3^{(2)})\,G_3^{(1)}\right|;\quad \mu_{тр} < 0.$$

Сопоставление этих формул позволяет понять причины различия двух рассматриваемых схем. При положительном коэффициенте трансформации все побочные гармоники первого каскада как бы складываются при формировании третьей гармоники второго каскада. Изменение знака коэффициента трансформации приводит к изменению фазовых соотношений в схеме. В результате побочные гармоники первого каскада начинают не складываться, а вычитаться, и уровень третьей побочной гармоники второго каскада существенно падает. Отсюда ясно, что для расчета спектра второго каскада неприменимы формулы (2.81), в которых не учитывается прямое прохождение третьей гармоники ($\chi_0 = 0$) и влияние первой ($\chi_2 = 0$), так как именно эти гармоники добавляются в первом и вычитаются во втором случае.

Кроме расчета побочных гармоник второго каскада, был произведен расчет N — 1-й побочной составляющей многокаскадного УЧ из удвоителей (рис. 2.9). Угол отсечки принимался равным $\theta = 120°$, что примерно соответствует оптимальному. Для расчета побочной гармоники третьего каскада использовались формулы (2.82), а для расчета остальных каскадов применялись (2.81). Результаты расчета так хорошо совпали с точными, что на рис. 2.12 они неразличимы.

Распространим полученные результаты на схемы с обратной реакцией напряжения на ток. Покажем прежде всего, как можно учесть инерционность НЭ. В § 2.1 было введено понятие комплексной крутизны такого НЭ. Было также отмечено, что с помощью комплексной крутизны гармоники дополнительного тока могут быть записаны в том же виде, как и для безынерционного НЭ (2.18). Это значит, что, как и в случае безынерционного НЭ, гармоника внешнего тока получается в виде гармоники произведения мгновенного значения крутизны на мгновенное значение дополнительного возбуждения. Отличие инерционного НЭ от безынерционного только в том, что в первом случае мгновенное значение крутизны — комплексная величина, зависящая от номера гармоники. Однако на окончательные формулы это не влияет.

Получим теперь формулы, которые позволяли бы по известным амплитудам гармоник внешнего тока k-го каскада получить гармоники внешнего тока $k+1$-го каскада.

Предположим вначале, что известны гармоники напряжения на выходе k-го каскада. Тогда для вычисления гармоник внешнего тока $k+1$-го каскада следует использовать (2.18). Разлагая мгновенное значение крутизны в ряд Фурье

$$s_{k+1}(t;\, jl\omega)=\frac{1}{2}\sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} S^{(k+1)}_{\varkappa}(jl\omega_0)\,\mathrm{e}^{j\varkappa\omega_k(t-t_{k+1})}.$$

и подставляя в (2.18), можно получить

$$I_l^{(k+1)}=\frac{1}{2}\sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} S_{\varkappa}^{(k+1)}(jl\omega_0)\,\Delta u_{l-\varkappa N_k}^{(k+1)}\mathrm{e}^{-j\varkappa\tau_{k+1}}. \quad (2.84)$$

Практически в этой сумме оставляют небольшое число членов, после чего вычисления не представляют трудностей. Выше было показано, как в самом неблагоприятном случае УЧ, состоящего из удвоителей, в (2.84) начиная с выхода третьего каскада можно оставлять только две ближайшие побочные гармоники. Это значит, что, начиная с четвертого каскада, ближайшие к выделяемой гармоники внешнего тока НЭ можно рассчитывать по формуле, эквивалентной (2.81):

$$I_{N_{k+1}\pm 1}^{(k+1)}=\frac{1}{2}S_{n-1}^{(k+1)}[j(N_{k+1}\pm 1)\,\omega_0]\,\Delta u_{N_k\pm 1}^{(k+1)}\mathrm{e}^{-j(n_{k+1}-1)\tau_{k+1}}+$$

$$+\frac{1}{2}S_{n+1}^{(k+1)}[j(N_{k+1}\pm 1)\,\omega_0]\,\Delta u_{N_k\mp 1}^{*(k+1)}\mathrm{e}^{-j(n_{k+1}+1)\tau_{k+1}}. \quad (2.85)$$

В § 2.1 указывалось, что гармоники крутизны являются «медленной» функцией аргумента p, следовательно, при вычислении их можно положить $N-1\simeq N+1\simeq N$.

Покажем теперь, как можно определить уровень побочных гармоник возбуждения $k+1$-го каскада при известных гармониках внешнего тока k-го каскада. Связь между ними дается прежними уравнениями (2.9) при $p=jl\omega_0$. Трудность решения этой системы состоит в том, что гармоники тока обратной реакции $\Delta i_{\text{а}}$ и тока нагрузки каскада $\Delta i_{\text{н}}$ сами зависят от гармоник напряжения. Используя приемы, аналогичные приведенным при выводе (2.84), нетрудно получить для тока обратной реакции

$$\Delta I_{\text{а}l}^{(k)}=\frac{1}{2}\sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} G_{\text{а},\varkappa}^{(k)}(jl\omega_0)\,\mathrm{e}^{-j\varkappa\tau_k}\Delta u_{\text{а},\,l-\varkappa N_{k-1}}^{(k)}.$$

Начиная с третьего каскада, можно учитывать только гармоники, ближайшие к выделяемой. Тогда

$$\Delta I^{(k)}_{\text{a}, N_k\pm 1} = \frac{1}{2} G^{(k)}_{\text{a}, 0} [j (N_k \pm 1)\,\omega_0]\, \Delta u^{(k)}_{\text{a}, N_k\pm 1} +$$

$$+ \frac{1}{2} G^{(k)}_{\text{a}, 2n} [j (N_k \pm 1)\,\omega_0]\, e^{-j2\tau_k} \Delta u^{*(k)}_{\text{a}, N_k\mp 1}.$$

Отсюда видно, что гармоники тока обратной реакции в основном определяются гармониками напряжения того же номера. Влияние второй побочной гармоники напряжения на ток очень мало, поскольку обычно НЭ работают в таком режиме, что $2n$-я гармоника выходной проводимости много меньше постоянной составляющей (см. § 1.1 и 1.5). Это значит, что учет реакции анодного напряжения на ток можно произвести, если подключить параллельно фильтру шунтирующую его выходную проводимость

$$G^{(k)}_{\text{вых}} = \frac{1}{2} G^{(k)}_{\text{a}, 0} (jN\omega_0). \tag{2.86}$$

Проводимость можно считать одинаковой для обеих гармоник там, где $N - 1 \sim N + 1 \sim N$.

Нетрудно показать, что $G^{(k)}_{\text{вых}}$ равна проводимости, которая включалась на выходе НЭ при учете анодной реакции в нулевом приближении (см. § 1.5). Это очевидно из того, что анодная реакция, так же как и побочные гармоники, учитывалась как малое возмущение некоторого управляющего потенциала. Поэтому и выходные проводимости получились одинаковыми. В дальнейшем не будем учитывать реакцию анодного напряжения на ток, а будем считать, что на входе фильтра включена выходная проводимость НЭ (2.86).

Гармоника тока нагрузки каскада, записанная подобно (2.84), равна

$$\Delta I^{(k)}_{\text{н}l} = \frac{1}{2} \sum_{\varkappa=-\infty}^{\infty} G^{(k)}_{\text{н}\varkappa} (jl\omega_0)\, e^{-j\varkappa\tau_{k+1}}\, \Delta u^{(k+1)}_{l-\varkappa N_k}.$$

Две ближайшие побочные гармоники

$$\Delta I^{(k)}_{\text{н}, N_k\pm 1} = \frac{1}{2} G^{(k)}_{\text{н}0} [j (N_k \pm 1)\,\omega_0]\, \Delta u^{(k+1)}_{N_k\pm 1} +$$

$$+ \frac{1}{2} G^{(k)}_{\text{н}2} [j (N_k \pm 1)\,\omega_0]\, e^{-j2\tau_{k+1}} \Delta u^{*(k+1)}_{N_k\mp 1}. \tag{2.87}$$

Если режим НЭ таков, что вторая гармоника входной проводимости пренебрежимо мала по сравнению с нулевой, то входную цепь также можно представить входной проводимостью

$$G_{\text{вх}}^{(k+1)} = \frac{1}{2} G_{\text{н}0}^{(k)} (jN_k \omega_0). \qquad (2.88)$$

В этом случае расчет побочных гармоник принципиально не отличается от расчета в схеме без обратной реакции, только при расчете взаимного импеданса четырехполюсника необходимо учитывать, что на входе и выходе он нагружен проводимостями (2.86) и (2.88).

Следует подчеркнуть, что, в отличие от ранее сказанного, входная проводимость (2.88) не равна той, которая используется в нулевом приближении, где применяется «средняя» входная проводимость, равная отношению входного тока к амплитуде возбуждения. Проводимость же (2.88) есть локальная и потому отлична от первой. К сожалению, в большинстве случаев второй гармоникой проводимости пренебречь нельзя, и в (2.87) необходимо учитывать обе компоненты.

Вторую систему уравнений, связывающую токи и напряжения, можно получить из второго уравнения (2.9), если положить $\Delta I_{\text{а}} = 0$, а выходной и взаимный импедансы рассчитывать с учетом шунтирующей проводимости (2.86):

$$\Delta u_{N_k \pm 1}^{(k+1)} + z_{\text{вых}}^{(k)} [j (N_k \pm 1) \omega_0] \, \Delta I_{\text{н}, N_k \pm 1}^{(k)} =$$
$$= z_{\text{вз}}^{(k)} [j (N_k \pm 1) \omega_0] \, \Delta I_{N_k \pm 1}^{(k)}. \qquad (2.89)$$

Итак, если гармоники внешнего тока k-го каскада заданы, то, решая совместно системы (2.87) и (2.89), определим гармоники напряжения на выходе k-го каскада. После этого, применяя (2.85), определим гармоники внешнего тока $k+1$-го каскада.

Очевидно, что подобный метод расчета может быть применен и для расчета побочных гармоник на «истинной» нагрузке многокаскадного УЧ, включенной на выходе фильтра последнего каскада. В этом случае уравнения (2.87) описывают свойства нагрузки. Левая часть (2.89) описывает свойства фильтра. Величина побочных гармоник определяется гармониками внешнего тока, стоящего в правой части (2.89). Именно поэтому относительный уровень последних был принят за меру малости побочных гармоник. Зная его, можно определить побочные гармоники напряжения на «истинной» нагрузке, как указано выше.

Остановимся в заключение на вопросе о том, как рассчитать гармоники тока в двух-трех первых каскадах, где еще нельзя ограничиться ближайшими побочными составляющими. Оказывается, что в первых каскадах можно не учитывать обратную реакцию побочных гармоник напряжения на побочные гармоники тока. Это видно из следующего.

Пусть известны побочные гармоники внешнего тока. Поскольку фильтрация в первых каскадах хорошая, то относительный уровень побочных компонент напряжения будет много меньше (на порядок затухания) уровня побочных гармоник внешнего тока. Побочные составляющие дополнительного анодного тока, учитывающего реакцию анода, и дополнительного тока нагрузки пропорциональны побочным гармоникам напряжения (2.7), (2.8). Поэтому они много меньше побочных компонент внешнего тока, а значит, их можно не учитывать, т. е. вести расчет так же, как в схемах без обратной реакции. Если, однако, реактивная проводимость НЭ сравнима с проводимостями фильтра, то более точный результат можно получить при учете шунтирующего действия проводимостей (2.86) и (2.88). При этом важно учитывать лишь реактивную часть ее. Активная часть имеет порядок активной проводимости четырехполюсника и для гармоник, далеких от резонанса (первые каскады), может быть отброшена.

Глава третья

РАСЧЕТ ПОБОЧНЫХ ГАРМОНИК В МНОГОКАСКАДНЫХ УМНОЖИТЕЛЯХ ЧАСТОТЫ

3.1. УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА ПЕНТОДЕ

В предыдущей главе подробно описан метод расчета побочных компонент в УЧ. В этой главе приводятся результаты расчета для разнообразных схем, а также результаты экспериментальной проверки. На основе этого даются рекомендации по выбору режимов, оптимальных с точки зрения чистоты спектров.

Наше рассмотрение начнем с простейшего случая УЧ на пентоде. Как было показано в § 2.4, весьма общей характеристикой такого УЧ является коэффициент формы побочных гармоник. Практика показала, что наибольшая побочная гармоника отстоит от основной гармоники на частоту возбуждения одного из внутренних каскадов УЧ. Поэтому следует определить ближайшие побочные составляющие, порожденные всеми внутренними каскадами, и выбрать среди них наибольшую. Напомним, что при расчете побочных компонент, порожденных внутренним каскадом УЧ, возбуждение этого внутреннего каскада следует считать синусоидальным. Таким образом, расчет таких побочных гармоник проводится тем же методом, что и расчет побочных гармоник, порожденных первым каскадом, только число каскадов следует соответственно уменьшить. Исходя из этого, в дальнейшем будем рассматривать лишь побочные гармоники, порожденные первым каскадом.

В большинстве случаев наиболее опасной является ближайшая нижняя побочная (N — 1-я) гармоника, поскольку вторая ближайшая (N + 1-я) обычно равна ей или меньше ее. При расчетах разных схем будем предполагать, что кратность умножения всех каскадов многокаскадного УЧ одинакова. Характеристику аппроксимируем квадратичной параболой с отсечкой ($p = 2$). Рассмотрим следующие типы фильтров побочных гармоник:

1. Одиночные контуры. Уровень гармоник в такой схеме весьма подробно исследовался в предыдущей главе, и здесь на нем останавливаться не будем. Расчет побочных составляющих в такой схеме производится по (2.76). Если общая кратность умножения $N > 100$, а добротности всех контуров одинаковы, то фильтрацию можно заменить предельной, которая была бы при бесконечном числе каскадов.

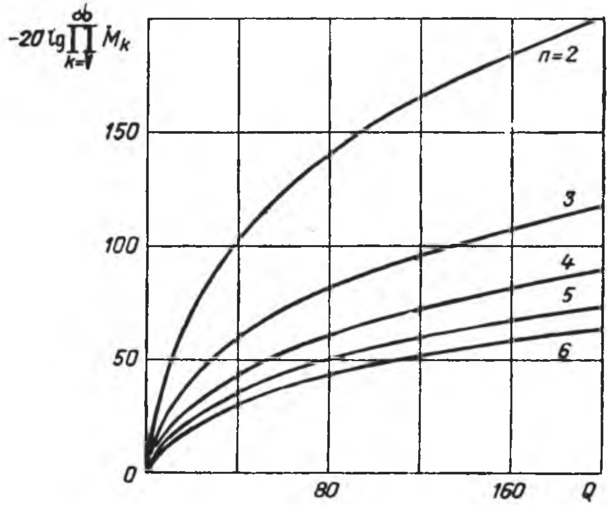


Рис. 3.1. Зависимости предельной фильтрации одиночными контурами от добротности при разных кратностях умножения в одном каскаде.

Графики этой предельной фильтрации показаны на рис. 3.1. Из рисунка видно, что с ростом кратности умножения в каскаде предельная фильтрация очень быстро падает. Это приводит к возрастанию уровня побочных гармоник, поэтому в случае одиночных контуров не следует брать кратность умножения больше трех.

2. Одиночные контуры, но связь со следующим каскадом осуществляется через трансформатор с отрицательным коэффициентом трансформации. Уровень побочных гармоник в такой схеме оказывается значительно меньше, чем в схеме 1. Причины этого были указаны в § 2.5.

3. Буферные каскады, которые следует применять при кратности умножения в каскаде, большей, чем 2 или 3 (например, 5), для дополнительной фильтрации побочных гармоник. Если буферный каскад работает в линейном режиме, то импеданс четырехполюсника равен произведению импедансов контуров со знаком минус (так как буферный каскад меняет фазу на 180°). Все функции, необходимые для расчета в этом и последующих случаях, приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, фильтрация $M(j\nu)$ такой ячейки, состоящей из каскада УЧ и линейного буферного каскада, равна квадрату коэффициента фильтрации одиночного контура. Очевидно, что предельная фильтрация для такой схемы в два раза больше, чем на рис. 3.1.

4. Умножители частоты (вариант схемы 3), в которых БК работает в нелинейном режиме. Был проделан расчет для случая отсечки $\theta = 90°$, причем характеристика его НЭ аппроксимировалась кусками прямых ($p = 1$). Как и в предыдущем случае, фильтрация равна квадрату фильтрации одиночного контура, а коэффициент формы приведен ниже.

5. Рассмотренные выше схемы дополнительной фильтрации с помощью буферного каскада обладают тем недостатком, что требуют применения дополнительной лампы. Кроме того, существует опасность самовозбуждения буферного каскада (хотя она и мала, как станет ясно дальше). Оба эти недостатка устраняются, если применить систему связанных контуров. Случай емкостной связи показан на рис. 3.2, *а* и *б*. Из табл. 1 видно, что если коэффициент связи контуров $\beta = 0$, то фильтрация равна квадрату фильтрации одиночного контура. Практически такое упрощение можно сделать, если $\beta < 0{,}3$. В этом случае для $M_{св}$ можно просто брать удвоенные значения с графика рис. 2.7, а для предельной фильтрации — с рис. 3.1. Отметим также, что если частота побочной гармоники близка к частоте основной гармоники ($|\nu - 1| \ll 1$), то закон изменения фильтрации совпадает с частотной характеристикой связанных контуров в окрестности резонанса.

6. Вариантом схемы со связанными контурами является схема с индуктивной связью (рис. 3.2, *в*).

Для всех этих схем был проведен расчет зависимости коэффициента формы N — 1-й гармоники от угла отсечки. Эта зависимость оказалась подобной изображенной на рис. 2.13 и потому здесь не обсуждается. Оказалось, что минимум коэффициента формы во всех схемах, исключая

Тип фильтра	Линейный БК
Импеданс	$-s_б\left[\delta R_а\omega_р\frac{p+\delta\omega_р}{p^2+\delta p\omega_р+\omega_р^2}\right]^2$
Фильтрация	Квадрат фильтрации одиночного контура (2.51)
Время сдвига τ_Δ	0
Нормированная реакция (2.22)	$\frac{U_в s_а(t')}{I_{аn}}\pi\delta^2\frac{1}{2}(\sin\tau+\tau\cos\tau)$
Суммарная реакция (2.59)	$\frac{U_в s_а(t')}{I_{аn}}M^2(\delta;\ j\nu)\times$ $\times\left[q\cos\tau+\frac{1-q}{2\pi}(\sin\tau+\tau\cos\tau)\right]$
Обозначения	$\tau=\omega_р(t-t')$ $q=\exp(-j2\pi\nu)$

Таблица 1

димые для расчета спектров

С емкостной связью (рис. 3.2, *а*, *б*)	С индуктивной связью (рис. 3.2, *в*)
$\dfrac{\delta^2\beta R_{\text{а}}(p+\delta\omega_{\text{р}})^2 p\omega_{\text{р}}}{(p^2+\delta p\omega_{\text{р}}+\omega_{\text{р}}^2)^2-(\delta\beta\omega_{\text{р}}^2)^2}$	$\dfrac{\delta^2\beta R_{\text{а}} p\omega_{\text{р}}^3}{(p^2+\delta p\omega_{\text{р}}+\omega_{\text{р}}^2)^2-(\delta\beta p^2)^2}$
$M_{\text{св}}(\delta;\ \beta;\ j\nu)=\dfrac{(\pi\delta)^2(1+\beta^2)\exp j2\pi\nu}{4\,\text{sh}\left[\frac{\pi\delta}{2}(1+j\beta)+j\pi\nu\right]\text{sh}\left[\frac{\pi\delta}{2}(1-j\beta)+j\pi\nu\right]}$	
$\pi/2$	$\frac{3}{2}\pi\ (\beta<0);\ \pi/2\ (\beta<0)$
$\dfrac{U_{\text{в}}s_{\text{а}}(t')}{I_{\text{а}n}}(1+\beta^2)\pi\delta^2\times\left(\dfrac{\tau}{2}\sin\tau-\cos\tau\right)$	$-\dfrac{U_{\text{в}}s_{\text{а}}(t')}{I_{\text{а}n}}\dfrac{\beta}{\lvert\beta\rvert}\times(1+\beta^2)\pi\delta^2\dfrac{\tau}{2}\sin\tau$
$\dfrac{U_{\text{в}}s_{\text{а}}(t')}{I_{\text{а}n}}M_{\text{св}}(\delta;\ \beta;\ j\nu)\times\left[q\sin\tau+\dfrac{1-q}{\pi}\times\left(\dfrac{\tau}{2}\sin\tau-\cos\tau\right)\right]$	$-\dfrac{U_{\text{в}}s_{\text{а}}(t')}{I_{\text{а}n}}\dfrac{\beta}{\lvert\beta\rvert}M_{\text{св}}(\delta;\ \beta;\ j\nu)\times\left[q\sin\tau+\dfrac{1-q}{2\pi}\tau\sin\tau\right]$
$\beta=Q\dfrac{C_{\text{св}}}{C+C_{\text{св}}}\left(Q\dfrac{C}{C_{\text{св}}+C}\right)$ $\omega_{\text{р}}=\sqrt{\dfrac{C+C_{\text{св}}}{L(C^2+2CC_{\text{св}})}}$ или $\sqrt{\dfrac{C+C_{\text{св}}}{LCC_{\text{св}}}}$	$\beta=Q\dfrac{M}{L}$ $\omega_{\text{р}}=\dfrac{1}{\sqrt{LC}}$

вторую, достигается при угле отсечки

$$\theta_{\text{опт}} \approx 240°/n. \tag{3.1}$$

Для второй схемы (при $n = 2$) минимум получается при углах $\theta_{\text{опт}} = 80 \div 90°$ (рис. 2.15). Напомним, что углы (3.1) соответствуют аппроксимации квадратичной параболой с отсечкой.

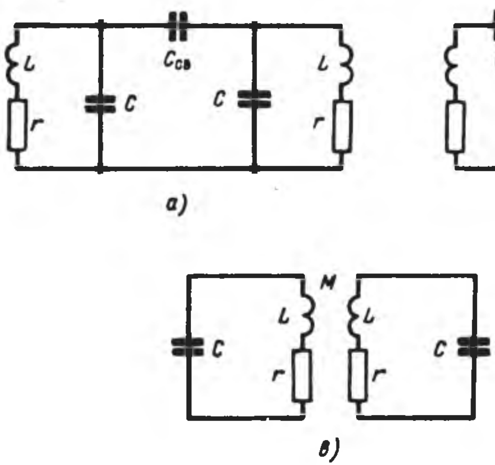


Рис. 3.2. Разные типы связанных контуров:
а), б) емкостная связь (*П* и *Т* схемы), в) индуктивная связь.

Зависимость минимального значения коэффициента формы от кратности умножения (а также экспериментальные точки для всех шести схем) показана на рис. 3.3

Экспериментальные УЧ собирались на лампе 6Ж4П. Частота на входе УЧ равнялась 100 *кгц*, а на выходе в зависимости от кратности умножения составляла 20—100 *Мгц*. Во всех случаях амплитуда на аноде была больше необходимой для возбуждения следующего каскада и потому подавалась на сетку через емкостной делитель (в схемах *1*, *3*, *4*, *5*). Одна из емкостей делителя делалась переменной. Меняя ее, можно было получать амплитуды необходимой величины. Подстройка контуров в резонанс осуществлялась с помощью сердечников катушек индуктивности по максимуму показаний вольтметра. В схемах *2* и *6* изменение амплитуды достигалось изменением расстояния между катушками трансформаторов. Смещение во всех случаях было внешним и устанавливалось равным амплитуде, при этом необходимая амплитуда рассчитывалась по (1.12).

Переходим к обсуждению полученных результатов и выработке рекомендаций по проектированию УЧ на пентодах. Из рис. 3.3 видно, что для всех схем (кроме 2,

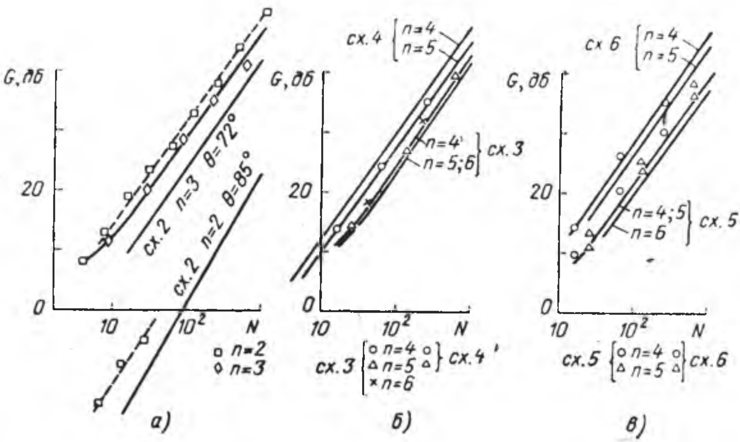


Рис. 3.3. Зависимости коэффициента формы побочной N —1-й гармоники от общей кратности умножения для разных вариантов схем. Проставлены экспериментальные точки.

рис. 3.3, *а*) коэффициент формы весьма слабо зависит от кратности умножения каскада. Кроме того, из сравнения рис. 3.3 видно, что коэффициент формы слабо зависит также и от типа схемы (кроме 2), поэтому в качестве первого приближения при расчетах можно взять среднее от коэффициентов формы всех схем. Это среднее значение зависит только от общей кратности умножения и равно

$$G_{дб} = 18\,(\lg N - 0{,}6). \tag{3.2}$$

Чтобы определить коэффициент формы более точно, следует пользоваться рис. 3.3.

Изменения коэффициента формы УЧ с одиночными контурами показаны на рис. 3.3, *а*. Кривые, построенные для $n = 2$ и $n = 3$, неразличимы между собой, т. е. зависимость от n практически отсутствует. Сказанное подтверждается и экспериментальными точками (рис. 3.3, *а*).

Экспериментально был получен также и коэффициент формы для УЧ с каскадами разной кратности, расположенными в такой последовательности: $\times 3$, $\times 2$, $\times 3$, $\times 2$, $\times 3$, $\times 2$. Угол отсечки утроителей выбирался в соответствии с (3.1) равным 80° а удвоителей — 120°. Результаты также очень хорошо совпали с пунктирной кривой рис. 3.3, *а*. Это значит, что рассчитанный коэффициент формы можно применять и при разной кратности умножения каскадов.

Результаты расчета и эксперимента для схемы с трансформаторной связью также показаны на рис. 3.3, *а*. Эта схема отличается от всех остальных тем, что в ней наблюдается сильная зависимость коэффициента формы от кратности умножения. Как видно, только в случае удвоителей применение трансформаторной связи дает большой выигрыш. Причина этого станет ясной, если произвести расчет побочных гармоник в УЧ из утроителей по (2.83). Этот расчет показывает, что уже в случае утроителей при формировании побочных гармоник второго каскада не происходит такой полной компенсации побочных компонент первого, как при удвоении. Эта компенсация оказывается тем хуже, чем больше кратность умножения. Поэтому, начиная с $n = 4$, свойства схем *1* и *2* практически не различаются. Схему *2* следует рекомендовать в том случае, если общая кратность умножения может быть достигнута на удвоителях. Выигрыш по сравнению с обычной схемой достигает 20—30 *дб*, причем он особенно велик при небольшой кратности умножения ($N < 100$).

На рис. 3.3, *а* также показаны и экспериментальные точки. Эксперимент подтверждает, что в схеме *2* коэффициент формы много меньше, чем в схеме *1*. Провести проверку для числа каскадов больше 4, как показано на рис. 3.3, не удалось, так как уровень побочных компонент стал меньше 80 *дб*, и измерения стали невозможны.

Изменения коэффициента формы УЧ с буферным каскадом в линейном режиме и с отсечкой 90° показаны на рис. 3.3, *б*. Из сопоставления рисунков видно, что линейный режим предпочтительней, а потому его следует применять, если несущественна мощность, потребляемая УЧ. В противном случае буферный каскад можно поставить в режим работы с отсечкой 90°. При этом уровень побочных гармоник слегка увеличится. Сопоставление рис. 3.3, *а* и 3.3, *б* позволяет ответить, например, на такой вопрос: что лучше, собрать УЧ из удвоителей или из учетверителей и буферных каскадов? Если страшны только ближайшие побочные компоненты, то предпочтение следует отдать УЧ из удвоителей. Поскольку в нем фильтрация лучше, а коэффициенты формы обеих схем примерно равны, то уровень ближайших побочных гармоник в схеме из удвоителей будет меньше. Кроме того, УЧ из удвоителей работает значительно устойчивей, так как буферные каскады склонны к самовозбуждению.

Недостатком схемы из удвоителей является то, что на выходе ее оказывается очень большой гармоника с частотой, равной частоте возбуждения последнего каскада, т. е. половине выходной частоты. Если эта побочная гармоника так же нежелательна, как и ближайшая, то следует применять УЧ с буферными каскадами или поставить дополнительный фильтр.

Изменения коэффициентов формы для системы связанных контуров показаны на рис. 3.3, *б*, *в*. Как видно, емкостная связь дает несколько лучший результат, чем индуктивная. Объясняется это тем, что фильтр с емкостной связью контуров лучше подавляет наиболее опасные гармоники, расположенные ниже частоты резонанса (см. импеданс фильтров в табл. 1).

Сказанное позволяет сделать весьма важный вывод: из двух схем избирательных фильтров, эквивалентных в районе резонансной частоты, лучшим является тот, который лучше фильтрует наиболее опасные нижние побочные гармоники.

Связанные контуры можно применять при не слишком больших кратностях умножения, когда коэффициент связи контуров можно сделать $\beta < 0{,}3$. Практически это достигается при $n = 4$, 5. При бóльших кратностях, например $n = 7$, следует переходить к УЧ с буферными каскадами. Надо, впрочем, отметить, что и при $n = 4$, 5 настройка УЧ с буферными каскадами оказывается много проще, так как контуры разделены лампами. Опасность самовозбуждения БК практически отсутствует, ибо коэффициент усиления их достаточно сделать равным единице (напомним, что без БК амплитуды обычно достаточны для возбуждения следующих каскадов). Таким образом, единственным существенным недостатком УЧ с буферными каскадами является наличие дополнительных ламп. Однако в эксплуатации он оказывается значительно удобнее, чем УЧ со связанными контурами.

Из сказанного выше ясно, что порядок расчета многокаскадного УЧ на пентоде такой же, как и в классических случаях [1—2]. Отличие только в том, что теперь угол отсечки следует брать из (3.1).

3.2. УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ С КОРРЕКЦИЕЙ

Весьма подробно УЧ с коррекцией исследован в [3], поэтому здесь рассмотрение проведем кратко.

Для пояснения принципа действия каскада с коррекцией вернемся к рис. 2.2, *а*. На этом рисунке изображена схема фильтра, применяемого в каскадах с коррекцией. Если отбросить разделительную цепочку ($C_р$, $C_ш$, R), не играющую принципиальной роли, то нагрузка каскада будет состоять из последовательно включенного контура (L, r, C) и корректирующей цепочки ($R_{кр}$, $C_{кр}$). Напряжение на контуре между импульсами тока представляет обычную последовательность затухающих колебаний, подобную изображенной на рис. 2.3. Емкость корректирующей цепочки $C_{кр}$ разряжается во время импульса тока, а между импульсами заряжается через сопротивление $R_{кр}$ (рис. 2.2, *а*). Напряжение заряда ее подается в цепь сетки следующего каскада, что эквивалентно уменьшению смещения (рис. 3.4, *а*). Полное возбуждение буферного каскада имеет вид, изображенный на рис. 3.4, *б*. Подбирая «амплитуду» и скорость апериодического разряда, можно значительно уменьшить гармоники тока буферного каскада, а значит, и всего УЧ.

Перейдем к получению количественных соотношений, позволяющих выбрать элементы схемы. Будем исходить из двух положений, принятых в [3]:

1. УЧ с коррекцией должен состоять из умножительных ячеек, содержащих умножительный и буферный каскады (УК и БК). УЧ с корректирующей цепочкой, но без БК, рассмотрен в § 3.3.

2. Между отдельными каскадами ячейки УЧ не должно быть перекрытия импульсов тока, поскольку только в этом случае апериодический разряд емкости $C_{кр}$ (будем называть это изменением смещения) может компенсировать апериодическое падение амплитуды.

Условие отсутствия перекрытия всегда выполняется между БК и следующим за ним УК, поскольку оба работают с углами отсечки, меньшими 90°. Для отсутствия перекрытия между УК и следующим за ним БК необходимо, чтобы их углы отсечки $\theta_у$ и $\theta_б$ удовлетворяли соотношению

$$n\theta_{у(2)} + \theta_{б(2)} \leqslant \pi. \qquad (3.3)$$

Индекс (2) означает здесь, что это — углы отсечки при аппроксимации характеристики квадратичной функцией

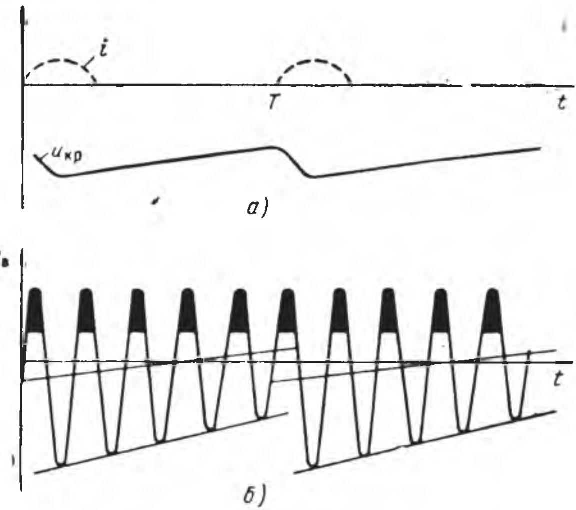


Рис. 3.4. **Отклик низкочастотной части каскада с коррекцией (*а*) на импульсы тока и полный отклик каскада (*б*).**

с отсечкой ($p = 2$). Хотя ниже характеристика буферного каскада будет аппроксимироваться также и кусками прямых, но для того, чтобы более надежно обеспечить отсутствие перекрытия, углы отсечки выбираются из условия (3.3).

Поскольку все каскады УЧ работают без перекрытия, то сумма дополнительных возбуждений на входе третьего каскада (вход второй ячейки) характеризуется коэффициентами амплитудной и фазовой модуляции. Однако теперь эти коэффициенты необходимо рассчитывать с большей точностью, поскольку те суммы их, которые были вычислены раньше, в УЧ с коррекцией обращаются в нуль. Иными словами, для расчета каскада с коррекцией необходимо учитывать члены более высокого порядка малости по δ, чем это делалось до сих пор.

Напомним, где были отброшены члены порядка δ. Во-первых, это делалось при вычислении реакции контура на одиночный импульсный толчок и бесконечное число их, когда предполагалось, что на протяжении небольшого отрезка времени в интегралах (2.60) эта реакция пропорциональна косинусоиде (2.62). Теперь необходимо также учесть и экспоненту, дающую затухание амплитуды во время импульса (см. 2.50). Во-вторых, раньше дополнительный ток каскада представлялся линейной функцией относительно дополнительного возбуждения. Теперь, когда этот линейный член может быть скомпенсирован, необходимо учитывать также и нелинейные члены. Поэтому суммы коэффициентов АМ и ФМ σ_m и σ_φ на входе третьего каскада должны определяться не из рекуррентной формулы (2.60), а из равенства

$$\sigma_{\substack{m\\ \varphi}} = M(\delta_б;\, j\nu_2)\,\frac{1}{\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi}\frac{\sigma_i(\tau)}{I_{б1}}\,e^{\frac{\delta_б}{2}\tau}\,\begin{matrix}\cos\tau\\ \sin\tau\end{matrix}\,d\tau. \qquad (3.4)$$

Здесь $I_{б1}$ и $\delta_б$ — амплитуда первой гармоники и затухание контура буферного каскада; $\sigma_i(\tau)$ — сумма мгновенных значений тока буферного каскада с учетом нелинейных членов,

$$\sigma_i(\tau) = \frac{1}{n}\sum_{\varkappa=0}^{n-1} i\left(\frac{\tau+\tau_\Delta}{\omega_1}+\frac{T}{n}\varkappa\right)e^{-j2\pi\nu_2\varkappa}. \qquad (3.5)$$

Если в (3.5) разложить ток по степеням дополнительного возбуждения и ограничиться линейным членом, то (3.4) даст то же значение суммы, которое получается из (2.60). Запись в виде (3.4), (3.5) является более общей, так как содержит в себе нелинейные члены, которые теперь необходимо учитывать.

Перейдем к возбуждению буферного каскада, определяющему его ток. Возбуждение состоит из двух частей: колебательной и апериодической.

Колебательная часть определяется выражением, подобным (2.49). Однако теперь необходимо учесть расстройку контура первого каскада ξ. Дело в том, что в схеме с коррекцией важную роль играет фазовая модуляция, вызванная несимметрией импульсов тока. Поэтому введение небольшой расстройки оказывается очень полезным. Расстройка приводит к сдвигу импульсов тока буферного каскада во времени, а это позволяет компенсировать их асимметрию и еще больше уменьшить побочные гармоники. Поскольку асимметрия вызвана уменьшением амплитуды возбуждения на протяжении одного импульса тока, то она имеет порядок δ. Такого же порядка оказывается и расстройка $(\xi \sim \delta)$.

Апериодическая часть напряжения, подаваемого на сетку буферного каскада, характеризуется «амплитудой» и скоростью заряда емкости. Обозначим отношение этой амплитуды к амплитуде возбуждения через χ, а отношение скоростей затухания — через α. Постоянная составляющая заряда разделительной цепочкой $C_р$, $C_ш$, R (рис. 2.2, *а*) на сетку БК не передается. В остальном же апериодический заряд происходит по закону, аналогичному закону изменения амплитуды

$$\Delta E(t) = -U\chi\left(\frac{\alpha x}{1-e^{-\alpha x}} e^{-\alpha x\frac{t}{T}} - 1\right). \tag{3.6}$$

Итак, полное возбуждение буферного каскада в момент $\varkappa$-го импульса определяется суммой (2.49) и (3.6) при

$$t = \frac{1}{n\omega}(\tau + \tau_\Delta + 2\pi\varkappa).$$

Возбуждение характеризуется уменьшением амплитуды и увеличением смещения от импульса к импульсу. Эти процессы происходят также на протяжении импульса, что приводит к перекосу последнего. Чтобы учесть перекос, подставим указанное t в (2.46) и (3.6) и разложим экспоненты по степеням малой величины $(x\tau/n\omega T) \sim \delta$, характеризующей затухания амплитуды и смещения на протяжении одного импульса тока буферного каскада. При этом следует учесть также наличие расстройки ξ, имеющей тот же порядок. В результате полное возбуждение буферного каскада можно представить в виде

$$u_б(t) = u_0(t) + \Delta u_0(t) + \Delta u_1(t) + \dots .$$

Здесь $u_0(t)$ — чисто синусоидальное возбуждение; Δu_0 — дополнительное возбуждение, учитывающее изменение амплитуды и смещения от импульса к импульсу, но не учитывающее их изменение во время импульса,

$$\Delta u_0 = U\,[(a_\varkappa - 1)\cos\tau - \chi\,(b_\varkappa - 1)]; \qquad (3.7)$$

$$a_\varkappa = \frac{x}{1-e^{-x}}\,e^{-x\frac{\varkappa}{n}-\frac{\pi\delta}{2}};\quad b_\varkappa = \frac{\alpha x}{1-e^{-\alpha x}}\,e^{-\alpha\left(x\frac{\varkappa}{n}+\frac{\pi\delta}{2}\right)};$$

$\Delta u_1(t)$ — дополнительное возбуждение, учитывающее изменение амплитуды и смещение во время импульса тока,

$$\Delta u_1(t) = U\left[\left(\xi x\frac{\varkappa}{n} - \varphi_0\right)a_\varkappa \sin\tau - \right.$$

$$\left. - \frac{\delta}{2}\,a_\varkappa \tau\cos\tau + \chi b_\varkappa \alpha\frac{\delta}{2}\,\tau\right].$$

Здесь первое слагаемое в правой части пропорционально расстройке ξ и номеру импульса $\varkappa$. Это слагаемое учитывает сдвиг импульсов тока буферного каскада, о котором говорилось выше. Постоянная начальная фаза φ_0 имеет порядок δ и не представляет для нас интереса. Второе и третье слагаемые в правой части учитывают соответственно затухание амплитуды и увеличение смещения на протяжении импульса тока.

Обратим внимание на то, что добавка $\Delta u_1(t)$ является нечетной функцией времени и имеет порядок δ по сравнению с u_0 при любой кратности умножения. Поэтому можно разложить анодный ток по степеням $\Delta u_1(t)$, ограничиваясь линейным членом. Разложение по степеням величины $\Delta u_0(t)$ пока проводить не будем, поскольку при больших кратностях умножения она может быть сравнима с единицей.

Итак,

$$i(\tau + \tau_\Delta + 2\pi\varkappa) = i_{0\varkappa}(\tau) + s_\varkappa(\tau)\,\Delta u_1(\tau).$$

Первое слагаемое здесь есть четная, а второе — нечетная функции времени. В соответствии с этим и сумма (3.5) распадается на четную и нечетную части:

$$\sigma_i(\tau) = \sigma_{\text{ч}}(\tau) + \sigma_{\text{н}}(\tau), \qquad (3.8)$$

где

$$\sigma_{\text{ч}}(\tau) = \frac{1}{n}\sum_{\varkappa=0}^{n-1} i_{0\varkappa}(\tau)\,e^{-j2\pi\nu_2\varkappa};$$

$$\sigma_{\text{н}}(\tau) = \frac{1}{n}\sum_{\varkappa=0}^{n-1} s_\varkappa(\tau)\,\Delta u_1(\tau)\,e^{-j2\pi\nu_2\varkappa}. \qquad (3.9)$$

Разложим в ряд входящую в интеграл (3.4) экспоненту, перемножим этот ряд с (3.8) и учтем, что интеграл с косинусом (σ_m) отличен от нуля для четной части произведения, а с синусом (σ_φ) — для нечетной:

$$\sigma_m = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{\sigma_ч(\tau)}{I_{б1}} \cos\tau\, d\tau;$$

$$\sigma_\varphi = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \left\{ \frac{\sigma_н(\tau)}{I_{б1}} + \frac{\delta_б}{2} \frac{\sigma_ч(\tau)}{I_{б1}} \tau \right\} \sin\tau\, d\tau. \qquad (3.10)$$

Таким образом, получены приближенные выражения для коэффициентов амплитудной и фазовой модуляции на входе второй ячейки. Нетрудно проверить, что если во всех рядах оставлять высшие члены по затуханию δ, то это даст поправки на два порядка по δ выше, чем основные члены в (3.10).

Из сравнения σ_m и σ_φ видно, что коэффициент фазовой модуляции имеет порядок δ по сравнению с коэффициентом амплитудной модуляции, о чем говорилось выше. Это значит, что корректирующую цепочку надо подбирать так, чтобы в первую очередь уничтожить амплитудную модуляцию. Поскольку из-за комплексности $\sigma_ч$ (3.9) коэффициент амплитудной модуляции является комплексной величиной, то необходимо обратить в нуль ее действительную и мнимую части. Это дает два уравнения, позволяющие определить относительную амплитуду смещения χ и относительную скорость его затухания α.

Точные уравнения являются очень сложными, поэтому получим приближенные, считая обобщенное затухание x малой величиной. Из (3.7) видно, что максимальное значение $\Delta u_0/U$ имеет порядок $x/2$, поэтому разложим ток по степеням $\Delta u_0/U$, однако оставим не только линейный, но и квадратичный члены:

$$i_{0к} = i_0 + Us \frac{\Delta u_0}{U} + \frac{1}{2} U^2 \frac{ds}{dE} \left(\frac{\Delta u_0}{U}\right)^2 + \dots \qquad (3.11)$$

Подставим (3.11) в (3.9) и произведем суммирование. Для того чтобы придать сумме (3.9) вид, аналогичный сумме в каскаде без коррекции, поделим ее на коэффициент фильтрации первого контура M (2.51), после чего снова проведем разложение по степеням x и δ. Результат имеет вид

$$\frac{\sigma_ч(\tau)}{MI_{б1}} = \frac{Us(\tau)}{I_{б1}} (\cos\tau - \chi\alpha) + j\frac{\pi\delta}{2} \operatorname{ctg}\pi\nu \times$$
$$\times \left[-\frac{Us(\tau)}{I_{б1}} (\alpha - 1)\chi\alpha + \frac{U^2}{I_{б1}} \frac{ds(\tau)}{dE} (\cos\tau - \chi\alpha)^2 \right] + \dots \qquad (3.12)$$

Подставляя действительную часть (3.12) в (3.10) и обращая интеграл в нуль, получим первое уравнение для корректирующей цепочки:

$$\frac{2}{\pi}\int_0^\pi \frac{Us(\tau)}{I_{б1}}(\cos\tau-\chi\alpha)\cos\tau\,d\tau=0,$$

откуда

$$\chi\alpha=\frac{2}{\pi}\int_0^\pi \frac{Us(\tau)}{I_{б1}}\cos^2\tau\,d\tau \Big/ \frac{2}{\pi}\int_0^\pi \frac{Us(\tau)}{I_{б1}}\cos\tau\,d\tau. \qquad (3.13)$$

Второе уравнение для параметров корректирующей цепочки получим, подставив в (3.10) мнимую часть (3.12). Если в разложении тока (3.11) отбросить квадратичный член, т. е. положить $ds/dE = 0$, то непосредственно из (3.12) найдем, что оптимальная скорость изменения смещения равна скорости изменения амплитуды ($\alpha = 1$). Однако учет квадратичного члена приводит к тому, что параметр α становится несколько отличным от единицы и зависящим от угла отсечки буферного каскада:

$$\alpha=1+\frac{2}{\pi}\int_0^\pi \frac{U^2}{I_{б1}}\frac{ds(\tau)}{dE}\times$$

$$\times(\cos\tau-\chi\alpha)^2\cos\tau\,d\tau \Big/ \frac{2}{\pi}\int_0^\pi \frac{Us(\tau)}{I_{б1}}\cos\tau\,d\tau\chi\alpha. \qquad (3.14)$$

Обратим внимание на то, что оптимальные параметры оказались независящими от номера гармоники ν. Произошло так потому, что в действительной и мнимой частях (3.12) оставлены лишь первые, не обращающиеся в нуль члены по степеням $x/2$. Можно показать, что учет их даст поправки, зависящие от номера гармоники и имеющие порядок $(x/2)^2$ по сравнению с основными членами (3.13), (3.14). Эти поправки составляют единицы процентов, лежат в пределах точности подбора деталей и потому их можно не учитывать при расчете. Поскольку, однако, схема с коррекцией весьма критична к величине параметров, то окончательная подгонка элементов должна осуществляться в макете УЧ по виду спектра выходного сигнала [3].

Результаты расчета оптимальных значений $\chi\alpha$ и α показаны на рис. 3.5. При расчетах характеристика буферного каскада аппроксимировалась так, как описано в § 1.1. Как видно из рисунка, разные аппроксимации приводят практически к одинаковым результатам, что позволяет проводить расчет с хорошей точностью.

Отметим, что оптимальное значение α мало отличается от единицы, и в первом приближении этим различием можно пренебречь.

Перейдем к коэффициенту фазовой модуляции. Как и коэффициент АМ σ_φ является комплексной величиной. Однако теперь в нашем распоряжении имеется лишь один

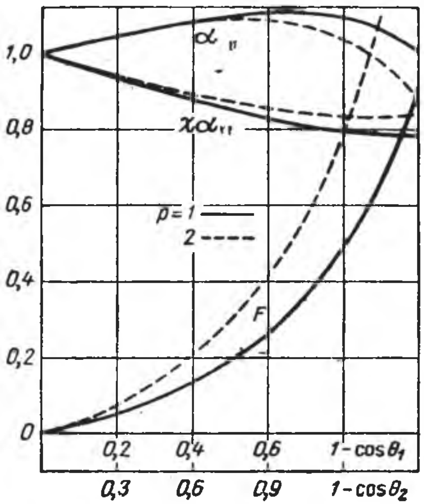


Рис. 3.5. Зависимости оптимальных параметров УЧ с коррекцией от косинуса угла отсечки для разных аппроксимаций.

параметр (расстройка первого контура ξ), варьируя которым можно обратить в нуль либо действительную, либо мнимую часть σ_φ. Расчеты показывают, что в нуль надо обращать действительную часть коэффициента ФМ, поскольку она на порядок Q больше мнимой.

Метод вычисления входящей в него нечетной суммы (3.9) аналогичен методу вычисления четной суммы. Крутизну следует разложить в ряд по степеням $\Delta u_0/U$, как и в (3.11), ограничиваясь квадратичным членом. После этого производится суммирование, деление на M и разложение в ряд по степеням обобщенного затухания x, причем оставляются первые, не обращающиеся в нуль члены.

Оказывается, что окончательный результат имеет вид, аналогичный (3.12). Отличие заключается в том, что действительная часть $\sigma_{\text{в}}/MI_{\text{б1}}$ зависит от расстройки контура умножительного каскада

ξ и имеет порядок δ, а не единицы, как в (3.12). Мнимая часть имеет еще более высокий порядок, δ^2. Отсюда следует, что ξ надо выбрать так, чтобы обратить в нуль действительную часть отношения $\sigma_н/MI_{б1}$. Расчеты показывают, что это оптимальное значение составляет единицы или даже доли процента полосы контура (например, для УЧ, описанного в [3], оказалось $\zeta_{опт} = -0{,}17\delta$). Такое малое значение расстройки может быть подобрано только по виду спектра выходного сигнала [3]. Поэтому рассчитывать его не имеет смысла, и формулы для расчета здесь не приводятся.

Мнимая часть суммы коэффициента ФМ не может быть скомпенсирована, поскольку нагрузка УК не содержит параметров, варьируя которыми можно было бы это сделать. Оказывается, что при оптимальном выборе параметров коэффициент формы, соответствующий ФМ на выходе второго каскада, можно записать в виде

$$G_l^{(2)} = j\,\frac{\pi\delta_1^2}{2}\operatorname{ctg}\pi\nu_2 F\left(\theta_б\,\frac{\delta_б}{\delta_1}\right).$$

Здесь F — некоторая функция, зависящая от угла отсечки буферного каскада, а также от отношения затуханий БК и УК. График ее показан на рис. 3.5. Используя его, нетрудно рассчитать коэффициент гармоник на выходе всего умножителя. В самом деле, в последующих каскадах ФМ умножается, так что коэффициент формы для УЧ с коррекцией равен

$$|G_l| = \frac{N}{n_1}\,\frac{\pi\delta_1^2}{2}\,|\operatorname{ctg}\pi\nu_2|\,F\left(\theta_{б1}\,\frac{\delta_б}{\delta_1}\right). \qquad (3.15)$$

Фильтрация и уровень побочных гармоник определяются обычным способом с помощью (2.51) и (2.76). Расчет по этим формулам уровня побочных гармоник напряжения УЧ, описанного в [3], дает величину $\zeta \simeq 0{,}8\cdot 10^{-5}$, что очень хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Сформулируем теперь основные различия в результатах, полученных здесь и в [3]. Во-первых, здесь показано, что оптимальная скорость заряда корректирующей цепочки отлична от скорости затухания амплитуды в контуре. В [3] они приняты одинаковыми, так как там считалось, что амплитуды на контуре и корректирующей цепочке меняются по линейному закону. На самом деле они меняются по экспоненциальному закону. Учет высших членов при разложении экспоненты приводит к различию указанных скоростей.

Во-вторых, там полагалось, что побочные гармоники фильтруются только в первой ячейке, а в последующих фильтрации нет. Это неверно, так как простой расчет показывает, что при условиях, существовавших в [3], фильтры второй ячейки ослабляют побочные гармоники почти на порядок. Поэтому расчет их без учета фильтраций должен давать значительную погрешность. В нашей работе показано, как эту фильтрацию учесть.

В-третьих, в [3] при расчете ФМ на выходе первой ячейки полагалось, что импульсы тока БК симметричны. Это неправильно, поскольку амплитуда возбуждения БК уменьшается не только между импульсами, но и во время импульса. Нами это уменьшение было учтено путем разложения возбуждения и суммы импульсов тока на четную и нечетную функции времени (3.8). В [3] такого разложения нет, поэтому полученные там значения коэффициента ФМ меньше истинных. Хорошее же совпадение с экспериментом в [3] получено потому, что там не учитывалась фильтрация в последующих каскадах, которая уменьшает уровень побочных гармоник и о которой говорилось в предыдущем пункте.

Вернемся теперь к выбору элементов корректирующей цепочки.

Для того чтобы происходила коррекция, «амплитуда» смещения и скорость затухания ее должны находиться в определенном соотношении с амплитудой возбуждения и скоростью ее затухания. Покажем теперь, как следует выбирать параметры элементов корректирующей цепочки (рис. 2.2) для того, чтобы эти соотношения выполнялись.

Низкочастотная часть реакции фильтра с коррекцией на импульсный толчок дана в (2.45). Зная ее, нетрудно найти, что после окончания импульса тока корректирующее напряжение меняется по закону

$$\Delta E = -\frac{R_{\text{кр}} R C_{\text{р}}}{\sqrt{b_1^2 - 4b_0}} \frac{I_{\text{а}0}^{(1)}}{2} \left(\frac{T p_1 e^{p_1 t}}{1 - e^{p_1 T}} - \frac{T p_2 e^{p_2 t}}{1 - e^{p_2 T}} \right). \quad (3.16)$$

Для того чтобы две экспоненты в (3.16) менялись по закону (3.6), надо, чтобы вторая (соответствующая меньшему по абсолютной величине корню p_2) менялась за период входной частоты много меньше, чем первая, т. е. должны соблюдаться неравенства

$$|p_2/p_1| \ll 1; \quad |p_2| T \ll 1.$$

Используя (2.44), найдем, что первое из этих неравенств будет выполняться, если

$$4b_0/b_1^2 \ll 1, \tag{3.17}$$

и корни приближенно равны

$$p_1 = -b_1/b_0; \; p_2 = -1/b_1.$$

Второе неравенство переходит в

$$b_1 \gg T. \tag{3.18}$$

Подчеркнем еще раз, что входящая в (3.18) величина T представляет собой период колебания на входе всего умножителя, а не данной его ячейки.

Если (3.18) выполнено, то правая часть (3.16) меняется как одна экспонента (3.6), причем скорость затухания смещения должна быть в α раз больше скорости затухания амплитуды на контуре:

$$|p_1| = b_1/b_0 = \alpha\delta\omega_p/2. \tag{3.19}$$

Наконец, как следует из (3.16) и (3.17), «амплитуда» смещения

$$U\chi = R_{\text{кр}}RC_p I_{a0}/2b_1. \tag{3.20}$$

В заключение параграфа коснемся вопроса о возможных областях применения УЧ с коррекцией и приведем ориентировочный порядок его расчета.

Решающее влияние на области применения оказывает то обстоятельство, что УК должен работать с очень узкими импульсами тока, чтобы выполнялось условие (3.3). Для создания столь узких импульсов его возбуждение должно иметь большую амплитуду (больше 100 *в*). Такой же величины будет и смещение, поэтому в момент минимума возбуждения напряжение между катодом и сеткой достигает 200 — 300 *в*. Эта величина для всех типов маломощных пентодов существенно превосходит допустимые по техническим условиям значения. Поэтому УЧ с коррекцией не могут применяться в устройствах, где требуется высокая надежность работы. Область применения их ограничивается установками, в которых определение и устранение неисправности не является проблемой. Главными среди них являются всевозможные фазометрические устройства, от которых наряду с большой чистотой спектра требуется хорошая устойчивость по отношению к изменению внешних параметров (температура, влажность и т. п.). УЧ с коррекцией позволяет удачно удовлетворить этим двум требованиям, делая возможным получение «чистого» спектра при низких добротностях контуров.

Расчет УЧ с коррекцией производится в следующей последовательности:

1. Выбираются кратности умножения отдельных ячеек и углы отсечки умножительных и буферных каскадов. Обычно угол отсечки БК выбирается в пределах $\theta = 60 \div 90°$, а угол отсечки УК — из (3.3).

2. Определяют необходимые амплитуды возбуждения и смещения УК и БК, при которых обеспечиваются выбранные углы отсечки (1.12). Смещение обычно принимается равным амплитуде ($-E = U$).

3. Задаются несколькими значениями добротности контуров и определяют те минимальные значения их, при которых получается заданный уровень побочных гармоник. Коэффициент формы УЧ с коррекцией определяется из (3.15), а фильтрация каждого каскада — из (2.51).

4. После определения параметров, влияющих на режим каскадов, рассчитываются элементы фильтров.

Расчет БК не представляет трудностей. Он производится так же, как расчет обычного усилителя, который должен обеспечить заданное в п. 2 возбуждение следующего УК.

Расчет элементов фильтра УК не является однозначным. Они должны быть выбраны так, чтобы удовлетворять следующим условиям:

а) частота эквивалентного контура (рис. 2.2, *б*) соответствует заданной;

б) эквивалентное затухание контура равно выбранному в п. 3;

в) постоянная времени цепи коррекции определяется из (3.19);

г) амплитуда возбуждения БК равна рассчитанной в п. 2;

д) «амплитуда» смещения удовлетворяет (3.20).

Кроме того, элементы фильтра должны также удовлетворять неравенствам (3.17) и (3.18), чтобы обеспечивать правильную работу каскада с коррекцией.

Таким образом, для расчета восьми элементов фильтра (рис. 2.2, *а*) имеется всего пять «строгих» и два «приближенных» условия. Поэтому расчет является неоднозначным. Он должен производиться с учетом различных побочных факторов: наличия деталей, возможности легкого получения заданных параметров и т. д.

Окончательная подгонка должна осуществляться на макете УЧ, поскольку требуемая для коррекции высокая точность не может быть обеспечена, если просто взять элементы, величина которых близка к расчетным.

3.3. ПРИБЛИЖЕННАЯ КОРРЕКЦИЯ В УМНОЖИТЕЛЕ ЧАСТОТЫ, НЕ СОДЕРЖАЩЕМ БУФЕРНЫХ КАСКАДОВ

Исследуем возможность построения УЧ с коррекцией без буферных каскадов. Как и раньше, считаем, что фильтр каждого каскада состоит из одиночного контура и корректирующей цепочки. Расчет реакции такого фильтра на импульсный толчок, а также напряжений на нем дан выше.

Как и в § 3.2, предположим, что все лампы УЧ работают в режиме без перекрытия. Это значит, что сумма дополнительных возбуждений на входе любого каскада имеет вид (2.61), т. е. содержит модуляцию смещения, амплитудную и фазовую модуляции.

В предыдущем параграфе отмечалось, что при почти точной настройке контура ($\xi \approx \delta$) ФМ мала. Было показано также, что АМ можно уничтожить соответствующим подбором цепи коррекции. Если бы при этом уничтожалась и модуляция смещения, то побочные гармоники в спектре отсутствовали бы и получалась бы полная коррекция.

К сожалению, в действительности дело обстоит не так. Уничтожить одновременно модуляцию смещения и АМ не удается. Именно поэтому в § 3.2 каскады умножения были разделены буферными, которые не передают модуляций смещения, так как не имеют корректирующих цепочек.

Оказывается, однако, что можно выбрать параметры корректирующих цепочек некоторым средним образом так, что остается и АМ и модуляция смещения. Однако обе они значительно уменьшаются, и уровень побочных сильно падает по сравнению с УЧ без коррекции.

Перейдем к получению исходных соотношений. Поскольку теперь полной коррекции не происходит, то будем считать контур настроенным точно и положим в (2.61)

$\sigma_\varphi = 0$. Кроме того, для упрощения предположим, что скорость разряда корректирующей цепочки равна скорости убывания амплитуды на контуре, т. е. что в (3.6) $\alpha = 1$. Напомним, что в случае полной коррекции α близко к единице (рис. 3.5). Теперь же можно положить $\alpha = 1$, поскольку полной коррекции все равно нет. Такое предположение существенно упрощает расчет, поскольку коэффициенты фильтрации корректирующей цепочки и контура оказываются одинаковыми.

Сумма реакций каскада на импульсный толчок (2.59), учитывающая реакцию контура и корректирующей цепочки, равна

$$h_\nu = M(\delta_k;\ j\nu_k)\frac{U_k s_k(\tau')}{I_{an}^{(k)}}\left[-\chi\frac{I_{an}}{I_{a0}} + \cos(\tau - n_k\tau')\right].$$

Используя (2.60), найдем, что сумму дополнительных возбуждений на входе любого каскада, как и в УЧ без коррекции, можно представить в виде произведения фильтрации на функцию времени:

$$\sigma_k(\tau) = \prod_{\varkappa=1}^{k-1} M(\delta_\varkappa;\ j\nu_\varkappa)\left(-\bar{\sigma}_0^{(k)} + \bar{\sigma}_m^{(k)}\cos\tau\right).$$

В частности, для второго каскада

$$\bar{\sigma}_0^{(2)} = \chi;\quad \bar{\sigma}_m^{(2)} = 1, \tag{3.21}$$

где χ — прежнее отношение амплитуды смещения к амплитуде возбуждения.

Для последующих каскадов $\bar{\sigma}_0$ и $\bar{\sigma}_m$ определяются из рекуррентных формул

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_m^{(k+1)} &= q_n\bar{\sigma}_m^{(k)} - b_n\bar{\sigma}_0^{(k)};\\ \bar{\sigma}_0^{(k+1)} &= \chi[q_0\bar{\sigma}_m^{(k)} - b_0\bar{\sigma}_0^{(k)}]. \end{aligned} \tag{3.22}$$

Здесь q_ν — прежний коэффициент углубления амплитудной модуляции возбуждения в токе ν-й гармоники (2.54); b_ν — коэффициент углубления модуляции смещения в токе ν-й гармоники,

$$b_\nu = \frac{U}{I_\nu}\frac{\partial I_\nu}{\partial E}. \tag{3.23}$$

Входящие в правую часть коэффициенты углубления модуляции q_ν; b_ν, а также множитель χ характеризуют режим k-го каскада.

В общем случае расчет спектра можно произвести в следующей последовательности:

1. Используя (3.21), найдем суммы коэффициентов AM и модуляции смещения на входе второго каскада.

2. Применяя нужное число раз (3.22), найдем те же суммы на входе того каскада, спектр которого представляет интерес.

3. Наконец, положив в (2.72) $\sigma_1 \to \sigma_0$; $\sigma_2 \to \sigma_m$; $\sigma_3 = \sigma_4 = 0$, находим коэффициент формы искомой побочной гармоники, а по (2.75) — ее относительный уровень.

Очевидно, что угол отсечки и относительное смещение χ промежуточных каскадов должны быть выбраны так, чтобы уровень побочных гармоник последнего каскада был минимальным. В общем случае можно рекомендовать брать углы отсечки возможно большими, но так, чтобы не получалось перекрытие. При этом каждый из коэффициентов углубления модуляции в (3.22) сравнительно невелик и произвести компенсацию проще, чем при малых углах отсечки, когда q_ν и h_ν велики.

Рекомендации по выбору параметра χ удается дать только для случая, когда все каскады умножают в одинаковое число раз, а режимы их одинаковы. Для этого случая в (3.22) коэффициенты углубления модуляции и параметр смещения не зависят от номера каскада. Тогда (3.22) можно рассматривать как уравнение (относительно σ_m и σ_0) в конечных разностях с постоянными коэффициентами. Общее решение такого уравнения имеет вид [29]

$$\bar{\sigma}^{(k)} = C_1 x_1^k + C_2 x_2^k,$$

где x_1 и x_2 — корни характеристического уравнения системы (3.22):

$$\begin{vmatrix} x - q_n & b_n \\ \chi q_0 & -(x + \chi b_0) \end{vmatrix} = 0,$$

а постоянные C_1 и C_2 должны быть выбраны так, чтобы при $k = 2$ удовлетворялись «начальные» условия (3.21).

Корни характеристического уравнения равны

$$x_{1,2} = \frac{1}{2}(q_n - \chi b_0) \pm$$

$$\pm \sqrt{\frac{1}{4}(q_n - \chi b_0)^2 - \chi(q_0 b_n - q_n b_0)}, \qquad (3.24)$$

а решение, удовлетворяющее начальным условиям (3.21):

$$\bar{\sigma}_m^{(k)} = \frac{b_n\chi + x_2 - q_n}{(x_2 - x_1)\, x_1^2}\, x_1^k - \frac{b_n\chi + x_1 - q_n}{(x_2 - x_1)\, x_2^2}\, x_2^k; \qquad (3.25)$$

$$\bar{\sigma}_0^{(k)} = \frac{b_n\chi + x_2 - q_n}{(x_2 - x_1)\, x_1^2}\, \frac{q_n - x_1}{b_n}\, x_1^k - \frac{b_n\chi + x_1 - q_n}{(x_2 - x_1)\, x_2^2}\, \frac{q_n - x_2}{b_n}\, x_2^k.$$

Отсюда видно, что при достаточно большом числе каскадов (большой общей кратности умножения УЧ) коэффициенты $\bar{\sigma}_m$ и $\bar{\sigma}_0$ будут пропорциональны k-й степени наибольшего из двух корней (3.24). В самом деле, если, например, параметр χ выбран так, что $|x_1| > |x_2|$, то при достаточно большом k будет $|x_1|^k \gg |x_2|^k$, а потому $\sigma_m^{(k)} \approx \sigma_0^{(k)} \approx |x_2|^k$.

Совершенно аналогично, если $|x_2| > |x_1|$, то при достаточно больших k будет $\sigma_m^{(k)} \approx \sigma_0^{(k)} \approx |x_2|^k$.

Очевидно, что при построении многокаскадного УЧ оптимальным будет такое значение параметра χ, при котором модули обоих корней одинаковы $|x_1| = |x_2|$, так что оба слагаемых в правых частях (3.25) возрастают пропорционально.

Как показывает исследование подкоренного выражения (3.24), оно всегда положительно (углы отсечки предполагаются таковыми, что перекрытия между каскадами нет). Поэтому корни всегда действительны и различны, а значит, равенство модулей их может соблюдаться лишь при условии $x_2 = -x_1$.

Подставляя сюда x_1 и x_2 из (3.24), находим

$$q_n - \chi b_0 = 0,$$

т. е. для того, чтобы модули корней были равны, необходимо выполнение следующего условия:

$$\chi = q_n / b_0. \qquad (3.26)$$

Нетрудно проверить, что в этом случае

$$x_1 = -x_2 = \sqrt{q_n b_n \left(\frac{q_n}{b_n} - \frac{q_0}{b_0}\right)}. \qquad (3.27)$$

Обратим внимание на то, что условие (3.26) отличается от соответствующего условия (3.13) при коррекции с буферными каскадами. В наших обозначениях при $\alpha = 1$

условие (3.13) можно записать в виде

$$\chi = q_1/b_1,$$

что не получается из (3.26) при $n = 1$. Причина различия состоит в том, что в УЧ с буферными каскадами параметр смещения выбирался так, чтобы получить полную коррекцию первой гармоники тока. Теперь же параметр смещения выбирается некоторым компромиссным способом, при котором не получается коррекции ни нулевой, ни n-й гармоники.

Выпишем расчетные соотношения при аппроксимации характеристики параболой степени p с отсечкой. Для коэффициентов углубления модуляции q_n и b_n (2.54) и (3.23) получим

$$q_n = p + \cos\theta b_n; \quad b_n = p\gamma_n(p-1;\ \theta)/\gamma_n(p;\ 0). \qquad (3.28)$$

Подставляя (3.28) в (3.27), найдем

$$x_1 = -x_2 = p\,\frac{\gamma_n(p-1)}{\gamma_n(p)}\times$$

$$\times\sqrt{\left[\cos\theta + \frac{\gamma_n(p)}{\gamma_n(p-1)}\right]\left[\frac{\gamma_n(p)}{\gamma_n(p-1)} - \frac{\gamma_0(p)}{\gamma_0(p-1)}\right]}. \qquad (3.29)$$

Результаты расчетов по этой формуле показывают, что при малых углах отсечки ($n\theta \ll \pi$)

$$x_1 = -x_2 = n\sqrt{\frac{p}{2p+3}}\,\Bigg|_{p=2} = 0{,}535n. \qquad (3.30)$$

Если угол возрастает вплоть до максимального значения, разрешенного из условия отсутствия перекрытия (2.57), то корень x_1 мало меняется по сравнению с (3.30). Например, при $n = 2$ расчет по (3.30) дает $x_1\,(\theta = 0) = 1{,}07$. Такая же величина, получается и из (3.29) при максимальном угле $\theta = 60^\circ$.

Для больших кратностей умножения оказывается, что с ростом угла θ корень x_1 медленно уменьшается. Чтобы показать это, положим, что кратность умножения $n \gg 1$. В этом случае максимально допустимый угол равен $\pi/(n+1) \approx \pi/n \ll 1$. Подставляя в (3.29) это максимальное значение и переходя к пределу при $n \to \infty$, находим (при $p = 2$)

$$\lim_{n\to\infty} x_1\left(\theta = \frac{\pi}{n}\right) = 2\sqrt{\frac{15-\pi^2}{90}}\;n = 0{,}476n,$$

что очень мало отличается от (3.30). Исходя из этого, в дальнейшем с некоторым запасом будем рассчитывать величину корня x_1 по формуле (3.30)

Перейдем к расчету коэффициента формы. По формуле (2.72) для G_l имеем

$$G_l^{(k)}=\frac{I_\nu}{I_{an}}[q_\nu\bar{\sigma}_m^{(k)}-b_\nu\bar{\sigma}_0^{(k)}].$$

Ради простоты рассмотрим коэффициент формы двух ближайших гармоник ($l=N\pm 1$). Если общая кратность умножения N достаточно велика, то для этих гармоник $\nu\simeq n$, и последняя формула упрощается:

$$G_{N\pm 1}^{(k)}=q_n\sigma_m^{(k)}-b_n\sigma_0^{(k)}.$$

Подставляя сюда (3.25) и учитывая, что $x_2=-x_1$, найдем

$$G_{N\pm 1}^{(k)}=-\frac{1}{2}[b_n\chi-x_1-q_n+(-1)^k(b_n\chi+x_1-q_n)]\,x_1^{k-2}.$$

Рассмотрим отдельно случаи четного и нечетного числа каскадов.

1. В случае четного k выражение в квадратных скобках последнего равенства равно

$$2(b_n\chi-q_n)=2q_nb_n\left(\frac{1}{b_0}-\frac{1}{b_n}\right).$$

Подставляя сюда b_n и q_n из (3.28), нетрудно проверить, что в случае аппроксимации характеристики параболой степени p с отсечкой

$$2q_nb_n\left(\frac{1}{b_0}-\frac{1}{b_n}\right)=-\frac{2}{p}\,x_1^2\underset{p=2}{=}-x_1^2,$$

откуда

$$G_{N\pm 1}^{(k)}=\frac{1}{2}x_1^k;\ \ k\text{—четное.} \tag{3.31}$$

2. В случае нечетного числа каскадов k аналогично можно найти

$$G_{N\pm 1}^{(k)}=x_1^{k-1};\ \ k\text{—нечетное.} \tag{3.32}$$

Результаты расчетов по этим формулам показаны на рис. 3.6. Поскольку для четного и нечетного числа каскадов расчетные формулы различны, то зависимость коэффициента формы от кратности умножения (числа каскадов) имеет вид ломаной кривой. Расчеты проводились при углах $\theta = 72°$ (для $n = 2$) и $\theta = 48°$ ($n = 3$). На этом же рисунке показаны коэффициенты формы побочных гармоник для УЧ без коррекции при тех же углах отсечки (две верхние кривые). Как видно из рисунка, выигрыш получается весьма существенный.

Кроме того, на рис. 3.6 изображена взятая с рис. 3.3, *а* зависимость коэффициента формы УЧ без коррекции при оптимальном угле отсечки. Можно увидеть, что введение корректирующих цепочек дает большой выигрыш даже по сравнению с этим оптимальным случаем.

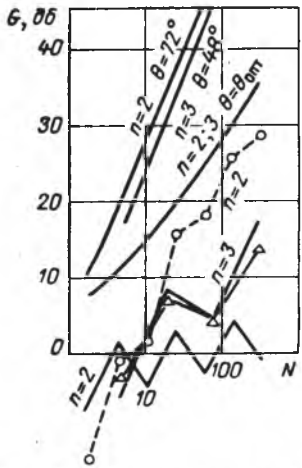


Рис. 3.6. Зависимости коэффициента формы N —1-й гармоники от общей кратности умножения в случае УЧ с коррекцией, но без буферных каскадов (ломаные линии).

На этом же рисунке пунктиром показаны экспериментальные кривые и проставлены экспериментальные точки. Как видно, при $n = 3$ совпадение очень хорошее, а при $n = 2$ значительно хуже. Получилось так потому, что при $n = 2$ элементы корректирующей цепочки выбирались весьма грубо. Специального подбора в соответствии с расчетными значениями не делалось. Несмотря на это, уровень побочных получился все же меньше, чем в УЧ без коррекции, хотя и не такой малый, как ожидался. Этот вывод особенно важен потому, что малый уровень побочных получается при коротких импульсах, когда к. п. д. УЧ достаточно велик. Таким образом, введение корректирующих цепочек позволяет спроектировать УЧ, обладающий малыми побочными гармониками при высоком к. п. д.

Приведем в заключение ориентировочную методику расчета рассмотренного УЧ в случае, когда все каскады его умножают в одинаковое число раз. Эта методика подобна рассмотренной в § 3.2.

1. Исходя из условия отсутствия перекрытия, выбирают углы отсечки каскадов равными $\theta = \pi/(n+1)$.

2. Определяют амплитуду возбуждения, необходимую для обеспечения заданного угла отсечки. Необходимо подчеркнуть, что эта амплитуда будет много меньше той, которая требуется в УЧ с буферными каскадами, так как теперь углы отсечек много больше.

3. Вычисляют параметр χ (3.26), характеризующий необходимую «амплитуду» смещения.

4. Вычисляют коэффициент формы побочных гармоник по формуле (3.31) или (3.32). Далее, исходя из заданного уровня их, определяют необходимую фильтрацию и добротность контуров.

5. Рассчитывают элементы фильтра. Порядок здесь такой же, как и в п. 4 § 3.2.

Окончательная подгонка элементов схемы должна производиться на действующем макете. Необходимость этого отчетливо видна из сравнения расчетных и экспериментальных кривых для $n = 2$ на рис. 3.6. УЧ без «подгонки» элементов может иметь уровень побочных гармоник значительно больший, чем расчетный.

3.4. ПРИМЕНЕНИЕ ОГРАНИЧИТЕЛЕЙ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ

До сих пор рассматривались УЧ без обратной реакции. Здесь рассмотрим схему с обратной реакцией, а именно проведем исследование сеточного ограничителя АМ как подавителя побочных гармоник в многокаскадном УЧ. Одна из возможных схем такого устройства показана на рис. 3.7. Она состоит из одиночного контура (r, L, C_1, C_2) и цепи автосмещения (C_c, R_c). Сопротивление $R_п$ служит для подачи анодного напряжения от источника питания на левую лампу и не играет принципиальной роли. Возможны два различных режима работы такой системы.

Первый режим работы характеризуется тем, что постоянная времени цепи смещения $\tau_{см} = R_c C_c$ много больше периода модуляции T (в пределе $\tau_{см} = \infty$). В этом случае напряжение смещения остается постоянным и увеличение амплитуды на контуре ведет к росту сеточного тока. Это уменьшает амплитуду напряжения, т. е. уменьшает АМ. Очевидно, что ограничение будет осуществляться тем лучше, чем больше шунтирующее действие цепи сетки.

Поэтому в схеме, работающей по этому принципу, контур следует полностью подключать к сетке лампы $Л_2$. Коэффициент включения со стороны анода $\mu_а = C_2/(C_1 + C_2)$ выбирается так, чтобы обеспечить необходимую амплитуду на сетке.

Второй режим работы характеризуется малой постоянной времени цепи смещения по сравнению с периодом АМ

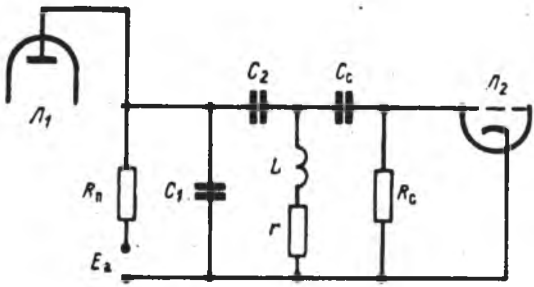


Рис. 3.7. Схема каскада с сеточным ограничением АМ.

(в пределе $\tau_{см} = 0$). В этом случае рост амплитуды на контуре сопровождается ростом смещения, а падение амплитуды — уменьшением смещения. Таким образом, принцип действия этой схемы тот же, что и для схем с коррекцией, поэтому при идеальных параметрах возможно получение очень хороших результатов. К сожалению, эта схема обладает также и весьма существенными недостатками. Важнейшие из них два:

Во-первых, трудно реализовать условие безынерционности цепи автосмещения. В высокочастотных каскадах это трудно сделать из-за паразитных емкостей, в низкочастотных — потому, что период модуляции всего в несколько раз отличается от периода несущей, а постоянная времени цепи автосмещения всегда должна быть больше периода несущей. Это приводит к тому, что в низкочастотных каскадах реализовать безынерционное смещение невозможно.

Во-вторых, уменьшение постоянной времени цепи смещения ухудшает фильтрацию в ней гармоник высокой частоты, а это, в свою очередь, ухудшает фазовую стабильность УЧ (см. гл. 4). Поэтому рассмотрим более подробно первый режим работы.

При составлении уравнений, характеризующих реакцию на импульсный толчок (§ 2.2), необходимо учитывать два обстоятельства, существенно упрощающих расчеты:

1. Поскольку анодный ток лампы $Л_1$ (рис. 3.7) не зависит от анодного напряжения, то в системе уравнений (2.29), служащей для определения реакции на импульсный толчок, следует положить $\Delta I_а = 0$ и рассмотреть лишь второе из уравнений.

2. При очень большой постоянной времени цепи смещения ($\tau_{см} \to \infty$) модуляция смещения отсутствует, поэтому при расчете реакции можно положить $H_0 = 0$ и производить «укорачивание» только около частот $\pm j\omega_k$.

Покажем теперь, как получить уравнения, укороченные около частот $j\omega_k$. Все выкладки проведем достаточно подробно, с тем чтобы впоследствии их больше не касаться.

Укороченные взаимный и выходной импедансы контура (рис. 3.7) равны

$$\boldsymbol{Z}_{\text{вых}}^{(n)}(p) = \frac{R_а}{p\tau_а + 1 + j\xi}; \quad \boldsymbol{Z}_{\text{вз}}^{(n)}(p) = \mu \boldsymbol{Z}_{\text{вых}}^{(n)}(p).$$

Комплексная амплитуда реакции каскада на импульсный толчок выражается согласно (2.2.8) через амплитуды синфазной и квадратурной к выходному напряжению компонент:

$$H_{\text{н}n} = (H_{\text{нс}} + jH_{\text{нs}})\, e^{j\Psi_{\text{н}}}.$$

Наконец, ток нагрузки каскада (сеточный ток следующей лампы) записывается в виде (2.39):

$$\Delta \boldsymbol{I}_{\text{н}}^{(n)} = \frac{1}{2}\left[\frac{\partial I_{c1}}{\partial U_{k+1}} H_{\text{нс}} + j\,\frac{\dot{I}_{c1}}{U_{k+1}} H_{\text{нs}}\right] e^{j\Psi_{\text{н}}},$$

а внешний ток берется из (2.31).

Подставив все эти величины во второе уравнение (2.29), после несложных преобразований можно получить

$$\frac{1}{R_а}(p\tau_а + 1 + j\xi)(H_{\text{нс}} + jH_{\text{нs}}) + \left(\frac{\partial I_{c1}}{\partial U_{k+1}} H_{\text{нс}} + j\,\frac{I_{c1}}{U_{k+1}} H_{\text{нs}}\right) =$$
$$= -\mu\,\frac{U_k}{U_{k+1}} T_k s(t')\, e^{-j(\omega_k t' + \Psi_{\text{н}}) - pt'}. \qquad (3.33)$$

«Укорачивание» системы (2.29) около частоты $-j\omega_k$ дает уравнение, комплексно-сопряженное с (3.33). Это значит, что равенство (3.33) должно соблюдаться в отдельности для действительных и мнимых его частей. Поэтому, разделяя в (3.33) действительную и мнимую части, можно найти два действительных уравнения для синфазной и квадратурной компонент реакции.

Особенно простой результат получается, если контур точно настроен на частоту выделяемой гармоники. В этом случае ($\xi = 0$; $\Psi_н = \pi$) из (3.33) получаются два независимых уравнения для $H_{нс}$ и $H_{нs}$:

$$\left(\frac{p\tau_а+1}{R_а} + \frac{\partial I_{c1}}{\partial U_{k+1}}\right) H_{нс}(p) = \mu \frac{U_k}{U_{k+1}} T_k s(t') \cos\omega_k t' e^{-pt'};$$

$$\left(\frac{p\tau_а+1}{R_а} + \frac{I_{c1}}{U_{k+1}}\right) H_{нs}(p) = -\mu \frac{U_k}{U_{k+1}} T_k s(t') \sin\omega_k t' e^{-pt'}. \quad (3.34)$$

Здесь, как и раньше, $s(t')$ — модуль мгновенного значения крутизны.

Из (3.34) найдем изображения квадратурной и синфазной амплитуд и далее их мгновенные значения:

$$H_{н\substack{c\\s}}(t;\, t') = \pm\mu \frac{U_k}{U_{k+1}} \frac{T_k}{\tau_а} s(t') R_а \begin{matrix}\cos\omega_k t'\\ \sin\omega_k t'\end{matrix}\, e^{-\frac{t-t'}{\tau_{c,\,s}}}.$$

Таким образом, синфазная и квадратурная компоненты реакции на импульсный толчок затухают с разными постоянными времени:

$$\tau_c = \frac{\tau_а}{1 + R_а \dfrac{\partial I_{c1}}{\partial U_{k+1}}};\quad \tau_s = \frac{\tau_а}{1 + R_а \dfrac{I_{c1}}{U_{k+1}}}.$$

Эти постоянные времени равны постоянным времени контуров, шунтированных локальной и средней проводимостями сеточного тока соответственно и имеющих потому затухания

$$\delta_c = \delta\left(1 + R_а \frac{\partial I_{c1}}{\partial U_{k+1}}\right);\quad \delta_s = \delta\left(1 + R_а \frac{I_{c1}}{U_{k+1}}\right).$$

В дальнейшем для краткости эти затухания назовем соответственно синфазным и квадратурным.

Подставив полученные мгновенные значения амплитуд в (2.25), найдем реакцию каскада на импульсный толчок.

Затем определим суммарную реакцию по (2.59), учитывая, что при $\Psi_н = \pi$

$$h_\nu\left(\frac{\tau_\Delta+\tau}{\omega_k};\ \frac{\tau'}{\omega_{k-1}}\right)=\frac{\mu R_а I_{ап}}{U_{k+1}}\,\frac{U_k s_k(\tau')}{I_{ап}}\times$$
$$\times\left\{\frac{\delta}{\delta_c}M(\delta_c;\ j\nu_k)\cos\tau\cos n\tau'+\frac{\delta}{\delta_s}M(\delta_s;\ j\nu_k)\sin\tau\sin n\tau'\right\}. \tag{3.35}$$

Рассмотрим режим без перекрытия и покажем, что, применяя описанный выше ограничитель, можно значительно ослабить побочные гармоники.

Из рекуррентного соотношения (2.60) видно, что сумму дополнительных возбуждений на входе любого каскада можно представить в том же виде, что и в схемах без обратной реакции (2.61). При этом суммы коэффициентов АМ и ФМ двух последних каскадов связаны соотношениями

$$\sigma_m^{(k+1)}=K_m M(\delta_c;\ j\nu_k)\,\sigma_m^{(k)};$$
$$\sigma_\varphi^{(k+1)}=K_\varphi M(\delta_s;\ j\nu_k)\,\sigma_\varphi^{(k)}. \tag{3.36}$$

Таким образом, в схеме с обратной реакцией фильтрация АМ и ФМ различна. Амплитудная модуляция фильтруется так же, как в контуре, шунтированном локальной проводимостью НЭ, а фазовая — так, как в контуре, шунтированном его средней проводимостью.

Обратимся к «коэффициентам усиления» K_m и K_φ, входящим в (3.36). Начнем с коэффициента усиления АМ, для которого нетрудно получить

$$K_m=\frac{\mu R_а}{1+R_а}\,\frac{\partial I_{ап}/\partial U_k}{\partial I_{c1}/\partial U_{k+1}}\,\frac{U_k}{U_{k+1}}. \tag{3.37}$$

Покажем, что (3.37) есть локальный статический коэффициент усиления АМ с учетом НЭ, шунтирующего контур. Будем исходить из очевидного соотношения (рис. 3.7)

$$U_{k+1}=\mu R_а I_{ап}(U_k)-R_а I_{c1}(U_{k+1}). \tag{3.38}$$

Если амплитуда на входе k-го каскада получит приращение dU_k, то на входе $k+1$-го каскада приращение ее будет равно

$$dU_{k+1}=\mu R_а\frac{\partial I_{ап}}{\partial U_k}dU_k-R_а\frac{\partial I_{c1}}{\partial U_{k+1}}dU_{k+1}.$$

Разрешая последнее равенство относительно производной dU_{k+1}/dU_k и сравнивая с (3.37), получим

$$K_m = \frac{dU_{k+1}}{U_{k+1}} : \frac{dU_k}{U_k}. \tag{3.39}$$

Формулу (3.37) можно переписать в несколько ином виде, подставив в нее μR_a, найденное из (3.38). Тогда

$$K_m = q_n \frac{1 + R_a (I_{c1}/U_{k+1})}{1 + R_a (\partial I_{c1}/\partial U_{k+1})}, \tag{3.40}$$

где q_n — прежний коэффициент углубления модуляции (2.54).

Из (3.40) следует, что коэффициент усиления каскада по АМ может быть меньше, чем в схеме без обратной реакции, если локальная проводимость НЭ, шунтирующего контур, больше его средней проводимости. Как будет показано несколько ниже, это ослабление может быть весьма значительным.

Формула (3.39) имеет довольно общий характер. В частности, она оказывается верна, если контур с обеих сторон нагружен НЭ с обратной реакцией. Более подробно этот случай рассмотрен далее, при исследовании каскадов с заземленной сеткой.

Верным в общем случае оказывается и правило, с помощью которого вычисляется синфазное затухание δ_c. Для расчета его надо учесть локальные проводимости всех НЭ, подключенных к контуру. При расчете квадратурного затухания в общем случае необходимо учесть некоторые обобщенные «средние» проводимости, формулы для которых приведены в § 3.5. Все эти проводимости пересчитываются в контур обычными методами с помощью квадратов коэффициентов их включения.

Перейдем теперь к коэффициенту усиления фазовой модуляции K_φ, входящему в (3.36). Тем же методом, как и при вычислении K_m, нетрудно проверить, что он равен кратности умножения каскада $K_\varphi = n$.

Этот результат является следствием того, что не существует ограничителей ФМ. При выделении гармоники индекс ФМ умножается. Ослабить ее можно, только повышая фильтрацию побочных гармоник, т. е. уменьшая множитель M в (3.36). Включение параллельно контуру НЭ не изменяет ее величины.

Поскольку при прохождении через каскад ФМ умножается в n раз, то, будучи в первых каскадах меньше АМ, она может стать больше ее в последующих, если $K_m < n$. Поэтому во всех схемах, содержащих ограничители, при достаточно большом числе каскадов побочные гармоники образуются за счет ФМ, и, чтобы уничтожить ее, необходима весьма тщательная подстройка по виду спектра выходного сигнала (как в схемах с коррекцией).

Получим теперь соотношения, пригодные для количественного расчета. Применяя линейно-ломаную аппроксимацию тока сетки, найдем

$$K_m = q_n \frac{1+R_a s_c \gamma_1(\theta_c)}{1+R_a s_c \chi_1(\theta_c)} .$$

Здесь $\gamma_1(\theta_c)$ — коэффициент разложения тока сетки, характеризующий его среднюю проводимость; $\chi_1(\theta_c)$ — функция, характеризующая локальную проводимость тока сетки,

$$\chi_1(\theta_c) = \frac{1}{\pi}\left(\theta_c + \frac{1}{2}\sin 2\theta_c\right) .$$

Исследование показывает, что K_m имеет минимум при некотором оптимальном угле θ_c. Величина этого минимума оказывается тем меньше, чем больше произведение $R_a s_c$, т. е. чем больше сеточный ток шунтирует контур, тем больше сказываются его свойства как ограничителя. Именно для усиления ограничительных свойств в схеме рис. 3.7 контур полностью включен в цепь сетки и частично в цепь анода.

Оптимальный угол получим, продифференцировав K_m по θ_c. Окончательное уравнение имеет вид

$$\beta_0(2\theta_c) = 2/R_a s_c. \tag{3.41}$$

Входящая сюда функция β_0 введена в [1] при расчете цепи сетки каскада на пентоде. Там же имеются весьма подробные ее таблицы.

Остановимся еще на одном обстоятельстве, связанном с применением сеточного ограничителя. Введение ограничителя приводит к двум факторам. С одной стороны, уменьшается статический коэффициент усиления АМ, что приводит к снижению уровня побочных. С другой стороны, НЭ, подключенный к контуру, шунтирует его и уменьшает амплитуду возбуждения, увеличивая уровень побочных гармоник. Нетрудно видеть, что в первых каскадах второй фактор всегда преобладает, так что ставить ограничители в первых каскадах не имеет смысла.

Дело в том, что в первых каскадах модуляция является быстрой, не статической. Она обусловлена побочными компонентами, расположенными вдали от резонансной части контура. Поскольку НЭ эквивалентен активной проводимости, то он не влияет на частотную характеристику контура вдали от резонанса. Это значит, что подключение его не влияет на абсолютную величину побочных гармоник в первых каскадах. Вместе с тем, из-за шунтирующего действия НЭ амплитуда напряжения основной гармоники уменьшается, следовательно, относительный уровень побочных гармоник возрастает.

Чтобы подтвердить сказанное, рассмотрим для первых каскадов усиление АМ и ФМ с учетом фильтрации. Первыми каскадами считаем такие, в которых для коэффициента фильтрации справедлива приближенная формула (2.56), т. е. те, у которых для ближайшей побочной гармоники

$$\delta_{\text{c}} < |\nu - 1| = \frac{1}{N}. \tag{3.42}$$

Используя эту приближенную формулу, после несложных преобразований вместо (3.36) получим

$$\sigma_m^{(k+1)} = M(\delta_k;\ j\nu_k)\, q_n v_{\text{н}} \sigma_m^{(k)};$$

$$\sigma_\varphi^{(k+1)} = M(\delta_k;\ j\nu_k)\, n v_{\text{н}} \sigma_\varphi^{(k)}. \qquad (3.43$$

Здесь M — коэффициент фильтрации, определяемый затуханием самого контура δ_k без учета шунтирующих его нелинейных сопротивлений; $v_{\text{н}}$ — множитель нагрузки, характеризующий относительное уменьшение амплитуды возбуждения $k+1$-го каскада при включении нелинейной нагрузки по сравнению со случаем отсутствия ее,

$$v_{\text{н}} = \frac{U_{k+1,\,\text{xx}}}{U_{k+1}} = \frac{\mu R_{\text{a}} I_{\text{an}}}{U_{k+1}} = 1 + R_{\text{a}} \frac{I_{\text{c1}}}{U_{k+1}}. \tag{3.44}$$

Формулы (3.43) позволяют сделать два важных вывода.

Во-первых, они подтверждают сказанное выше о формировании побочных гармоник в первых каскадах. В самом деле, сравним (3.43) с аналогичной формулой для УЧ на пентоде (2.63) без обратной реакции. Из сравнения видно, что сумма дополнительных возбуждений на входе $k+1$-го каскада (а значит, и относительная величина его побочных гармоник) возрастает во столько же раз, во сколько падает амплитуда возбуждения. Это значит, что абсолютная величина побочных компонент не меняется.

Таким образом, в первых каскадах УЧ с обратной реакцией при расчете абсолютного уровня побочных составляющих можно пренебречь наличием НЭ и вести расчеты так же, как в УЧ на пентодах. Наличие НЭ влияет только на относительную величину побочных гармоник, уменьшая амплитуду возбуждения.

Второй вывод, который позволяет сделать формула (3.43), состоит в том, что в первых каскадах не меняется соотношение между АМ и ФМ. Если АМ была больше ФМ и коэффициент углубления модуляции больше кратности умножения, то АМ останется больше ФМ, даже если статический коэффициент усиления $K_m < n$.

Следовательно, амплитудные ограничители следует применять только при достаточно большом числе каскадов, когда АМ, вызванная побочными гармониками, приближается к статической. Количественной мерой применимости ограничителей является то, что коэффициент усиления АМ (с учетом фильтрации) (3.36) меньше такого же коэффициента усиления в схеме без ограничителей (2.63):

$$|M(\delta_c;\ j\nu_k)|\,K_m < |M(\delta_k;\ j\nu_k)|\,q_n. \qquad (3.45)$$

Естественно, что в первых каскадах, когда справедливо (3.42), это неравенство не выполняется. Оно может выполняться только при достаточно большой кратности умножения, когда побочные гармоники близки к резонансной частоте контура, а значит, модуляция близка к статической.

Итак, для расчета УЧ с ограничителем можно предложить следующую последовательность:

а) по известному резонансному сопротивлению контура и крутизне сеточного тока находим оптимальный угол отсечки тока сетки (3.41);

б) проверяя неравенство (3.45), устанавливаем, имеет ли смысл применять амплитудный ограничитель;

в) используя [1], выбираем сопротивление автосмещения так, чтобы обеспечить угол отсечки θ_c, и проводим расчет всех остальных цепей обычными методами.

Результаты такого расчета уровня побочных гармоник для УЧ, состоящего из удвоителей, показаны на рис. 3.8.

Поскольку в УЧ с обратной реакцией включение НЭ влияет на фильтрацию, то говорить о коэффициенте формы не имеет смысла. Поэтому на рис. 3.8 показан уровень побочных гармоник. Добротность контуров на холостом

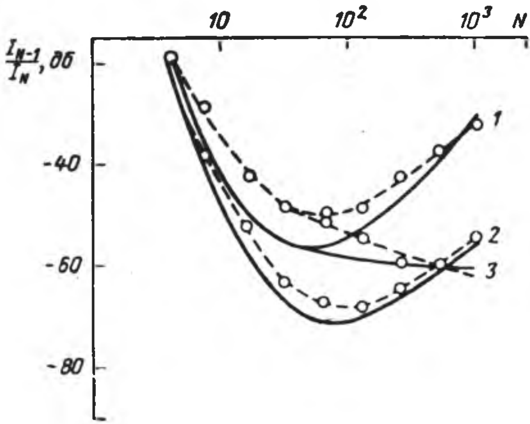


Рис. 3.8. Зависимости относительного уровня N-1-й гармоники от общей кратности умножения в УЧ, собранном из удвоителей: *1* — УЧ без ограничения $\theta = 72°$; *2* — УЧ без ограничения, угол отсечки оптимальный с точки зрения спектра ($\theta = 120°$). *3* — УЧ с ограничением, начиная с шестого каскада, ($\theta = 72°$).

ходу принималась равной $Q = 40$. Кривая *1* построена для случая малых углов отсечки ($\theta = 72°$ при $n = 2$), а кривая *2* — для случая оптимального угла $\theta = 120°$.

Кроме того, на рис. 3.8 показана зависимость уровня побочных гармоник в случае применения сеточного ограничителя (при $R_a s_c = 10$) — кривая *3*. Оказалось, что в этом случае ограничитель можно применять, начиная со входа 6-го каскада ($n = 32$). Это позволяет сделать уровень побочных гармоник даже меньшим, чем при оптимальном угле отсечки.

Здесь же на рисунке показаны экспериментальные точки, которые хорошо совпадают с теоретическими кривыми,

3.5. УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ С ЗАЗЕМЛЁННОЙ СЕТКОЙ

Перейдем к УЧ на триодах с заземленной сеткой. Естественно, что все результаты этого параграфа, как и результаты § 1.2, можно распространить на нелинейные сопротивления, полагая $D = 1$. Поэтому особо останавливаться на диодах не будем. Изложение будем вести в следующей последовательности:

1. Вначале рассматривается статический коэффициент усиления АМ без учета реакции анода на катодную цепь и с учетом такой реакции. Результаты расчетов сравниваются между собой.

При выводе расчетных соотношений предполагается, что каскады согласованы и угол отсечки каждого выбран так, чтобы обеспечить максимальный коэффициент усиления по мощности (см. § 1.2). Контуры считаются точно настроенными.

2. Уточняется понятие средней выходной проводимости НЭ, определяющей затухание квадратурной компоненты реакции каскада. Рассматривается преобразование АМ и ФМ в первых каскадах УЧ.

3. Анализируется влияние паразитных резонансов фильтра на величину побочных гармоник. Этот пункт включен потому, что обычно УЧ с заземленной сеткой применяются в диапазоне СВЧ. Избирательным фильтром в этом случае является система с распределенными параметрами. Последняя же, кроме основной, рабочей, частоты резонанса содержит бесконечное число побочных составляющих. Ради простоты здесь изучен случай, когда есть один такой паразитный резонанс.

В качестве примера конкретной реализации избирательной системы с распределенными параметрами в УЧ на триодах с заземленной сеткой можно сослаться на конструкции, описанные в [10—11]. Отметим, что указанная конструкция представляет собой коаксиальную линию, с одной стороны к которой подключен промежуток анод — сетка лампы k-го каскада, а с другой — промежуток катод — сетка лампы следующего каскада. Вблизи частоты основного резонанса такая система эквивалентна одиночному контуру. Если она работает на основной частоте, то напряжения на входе и выходе будут отличаться знаком, т. е. коэффициент трансформации такого контура отрицателен. Поэтому в момент максимума напряжения на сетке лампы k-го каскада (лампа открыта) на сетке $k+1$-го будет минимум напряжения (лампа $k+1$-го каскада закрыта). Это значит, что, как и в обычной схеме, в схеме с заземленным катодом время сдвига между моментами максимумов возбуждений двух последующих ламп равно π.

При небольших потерях оптимальные углы отсечек малы (рис. 1.8, *а*). Поэтому можно рассматривать только режим без перекрытия.

Приступаем к первому пункту исследования. Метод расчета в точности соответствует тому, который был применен при исследовании сеточного ограничителя. Поскольку контуры считаются настроенными точно, то возможно раздельное рассмотрение АМ и ФМ, проходящих через каскад.

Для расчета статического коэффициента усиления АМ составим для k-го каскада уравнение, подобное (3.38):

$$U_{k+1} = \mu_k R_{\text{а}}^{(k)} \left[I_{\text{а}}^{(k)} (U_k;\ U_{\text{а}}^{(k)}) - \mu_k I_{\text{к}}^{(k+1)} (U_{k+1};\ U_{\text{а}}^{(k+1)}) \right]. \quad (3.46)$$

Пусть амплитуда возбуждения k-го каскада получила малое приращение dU_k. Тогда амплитуда возбуждения $k+1$-го каскада получит приращение dU_{k+1}, определяемое путем линеаризации (3.46). При этом амплитуда на аноде k-го каскада получит приращение $dU_{\text{а}}^{(k)} = \mu_k^{-1} dU_{k+1}$, поскольку она жестко связана с амплитудой на выходе через коэффициент трансформации контура. Амплитуда на аноде $k+1$-го каскада получит приращение $dU_{\text{а}}^{(k+1)}$, зависящее от типа его нагрузки. Вычислив таким образом производную dU_{k+1}/dU_k и подставив в (3.39), получим

$$K = \frac{\dfrac{U_k}{U_{k+1}} \mu_k R_{\text{а}}^{(k)} \dfrac{\partial I_{\text{а}}^{(k)}}{\partial U_k}}{1 - R_{\text{а}}^{(k)} \dfrac{\partial I_{\text{а}}^{(k)}}{\partial U_{\text{а}}^{(k)}} + \mu_k^2 R_{\text{а}}^{(k)} \dfrac{d I_{\text{к}}^{(k+1)}}{d U_{k+1}}}. \quad (3.47)$$

Формула (3.47) является аналогом (3.37) для схемы сеточного ограничителя. Разница между этими двумя формулами заключается в том, что (3.47) учитывает шунтирующее действие двух НЭ. Один из них (анод лампы k-го каскада) имеет локальную выходную проводимость $-\partial I_{\text{а}}/\partial U_{\text{а}}$ и подключен к контуру полностью. Второй (катод лампы $k+1$-го каскада) подключен частично, что и учитывает множитель μ_k^2.

Как видно из (3.47), локальная входная проводимость лампы $k+1$-го каскада определяется полной производной тока катода по амплитуде возбуждения:

$$\frac{dI_{\text{к}}^{(k+1)}}{dU_{k+1}}=\frac{\partial I_{\text{к}}^{(k+1)}}{\partial U_{k+1}}+\frac{\partial I_{\text{к}}^{(k+1)}}{\partial U_{\text{а}}^{(k+1)}}\frac{dU_{\text{а}}^{(k+1)}}{dU_{k+1}}. \qquad (3.48)$$

Для расчета входной проводимости необходимо знать, как изменяется амплитуда анодного напряжения. Это изменение зависит от типа нагрузки $k+1$-го каскада и, что самое главное, от уровня побочных гармоник на его выходе. Поэтому обычно оно неизвестно, и для расчета полной производной приходится считать производную анодного напряжения равной нулю, пренебрегая влиянием анодного напряжения на катодную цепь.

Такое пренебрежение хорошо оправдывается в первых каскадах УЧ, где оно справедливо с очень большой степенью точности. Дело в том, что в первых каскадах побочные гармоники далеко отстоят от основной гармоники и хорошо фильтруются. Относительная величина побочных компонент на выходе каскада много меньше (на порядок затухания δ) относительной величины побочных гармоник на входе. Поэтому вызванная побочными гармониками АМ на выходе каскада много меньше, чем на входе, и можно принять $dU_{\text{а}}/dU_{k+1}=0$.

В последних каскадах побочные гармоники близки по частоте к несущей. Следовательно, относительные уровни их на входе и выходе каскада имеют один порядок. Поэтому пренебречь реакцией анода на катодную цепь можно только в том случае, если достаточно мала эффективность УЧ, а значит, и амплитуда на аноде.

Для того чтобы определить критерий малости количественно, рассмотрим работу последнего каскада УЧ, на выходе которого включена линейная нагрузка $G_{\text{н}}$, резонансное сопротивление контура $R_{\text{а}}$, а коэффициент трансформации его $\mu_{\text{а}}$. В этом случае для амплитуды на аноде получим

$$(1+\mu_{\text{а}}^2R_{\text{а}}G_{\text{н}})\,U_{\text{а}}=R_{\text{а}}I_{\text{а}}\,(U_{\text{к}};\ U_{\text{а}}).$$

Вычислим отсюда производную амплитуды на аноде по амплитуде на сетке и подставим в (3.48), опустив для краткости индекс $k+1$. Тогда

$$\frac{dI_{\text{к}}}{dU_{\text{к}}}=\frac{\partial I_{\text{к}}}{\partial U_{\text{к}}}+\frac{\partial I_{\text{к}}}{\partial U_{\text{а}}}\,\frac{R_{\text{а}}\,(\partial I_{\text{а}}/\partial U_{\text{к}})}{1+\mu_{\text{а}}^2R_{\text{а}}G_{\text{н}}+R_{\text{а}}\,(-\partial I_{\text{а}}/\partial U_{\text{а}})}.$$

Теперь можно найти отношение полной производной катодного тока по амплитуде возбуждения к частной производной. Это отношение характеризует ошибку, которая получается, если не учитывать реакцию анода

$$\frac{dI_к/dU_к}{\partial I_к/\partial U_к}=1+\frac{\partial I_к/\partial U_а}{\partial I_к/\partial U_к}\,\frac{R_а\,(\partial I_а/\partial U_к)}{1+\mu_а^2 R_а G_н+R_а\,(-\partial I_а/\partial U_а)}\,.$$

Для вычисления входящих сюда производных, как и в § 1.2, была использована линейно-ломаная аппроксимация характеристики. При расчетах учитывалось, что косинус угла отсечки связан с амплитудами на аноде и катоде уравнением (1.31). Это дало

$$\frac{\partial I_а}{\partial U_к}=s\,\frac{1}{\pi}\left\{\frac{\sin(n-1)\,\theta}{n-1}+\frac{\sin(n+1)\,\theta}{n+1}\right\};$$

$$\frac{\partial I_а}{\partial U_а}=-sD\,\frac{1}{\pi n}\left(n\theta+\frac{1}{2}\sin 2n\theta\right);$$

$$\frac{\partial I_к}{\partial U_к}=s\,\frac{1}{\pi}\left(\theta+\frac{1}{2}\sin 2\theta\right);$$

$$\frac{\partial I_к}{\partial U_а}=-sD\,\frac{1}{\pi}\left\{\frac{\sin(n-1)\,\theta}{n-1}+\frac{\sin(n+1)\,\theta}{n+1}\right\}.$$

Производные были поставлены в предыдущее уравнение и был введен нормированный угол отсечки. Согласование каскада и нагрузки считалось оптимальным.

В результате указанных преобразований получилась следующая формула:

$$\frac{dI_к/dU_к}{\partial I_к/\partial U_к}=1-\frac{\dfrac{2}{\pi}\,\dfrac{\sin^2\vartheta}{\vartheta}}{\dfrac{1}{r_а}+\chi_1(\vartheta)+\left[\dfrac{1}{r_а}+\gamma_1(\vartheta)\right]\sqrt{1-z}}\,.$$

Результат расчета отношения полной производной к частной показан на рис. 3.9 (кривая 1).

Как видно из рисунка, полная производная всегда меньше частной. Однако уже для $1/r_а>0{,}2$ разница не превосходит 20%, что вполне достаточно для оценки величины побочных гармоник. Таким образом, реакцией анода на катодную цепь можно пренебречь, если $1/r_а>0{,}2$ или, что то же самое, если

$$R_а<5n/Ds. \tag{3.49}$$

В реальных схемах эти неравенства обычно выполняются, и в них можно сделать указанное пренебрежение.

Определив таким образом локальную проводимость нагрузки, можно вычислить статический коэффициент усиления АМ (3.47).

Если оба каскада (k-й и $k+1$-й) умножают в одинаковое число раз, имеют одинаковые углы отсечки и оптимально согласованы, то статический коэффициент усиления практически равен единице, независимо от параметра потерь (кривая 2 на рис. 3.9). Получается так потому, что контур с двух сторон нагружен НЭ, которые сильно ограничивают АМ. Для последних каскадов сказанное (как

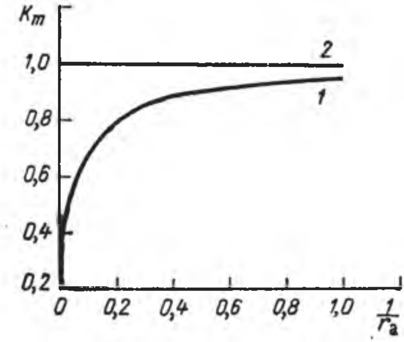


Рис. 3.9. К расчету коэффициента усиления АМ каскадом УЧ по схеме с заземленной сеткой:

1 — отношение полной производной катодного тока к частной; *2* — коэффициент усиления АМ без учета реакции анода.

и кривая *2*) справедливо лишь в области, где выполняется неравенство (3.49), т. е. там, где при расчете K_m можно пренебречь реакцией анода $k+1$-го каскада. В первых каскадах это справедливо при любых $r_а$.

Перейдем ко второму пункту исследования. Определим вначале коэффициенты затухания синфазной и квадратурной компонент реакции на импульсный толчок. Выше отмечалось, что коэффициент затухания синфазной компоненты равен затуханию контура, шунтированного локальными проводимостями подключенных к нему НЭ

$$\delta_c = \delta \left\{ 1 - R_а^{(k)} \frac{\partial I_а^{(k)}}{\partial U_а^{(k)}} + \mu_k^2 R_а^{(k)} \frac{dI_к^{(k+1)}}{dU_{k+1}} \right\}. \qquad (3.50)$$

Для вычисления коэффициента затухания квадратурной компоненты реакции необходимо уточнить понятие средних проводимостей НЭ. Чтобы сделать это, надо, используя результаты § 2.2, составить для схемы с заземленной сеткой уравнения, подобные (3.34). При их составлении нельзя отбрасывать дополнительный анодный ток k-го каскада, как это было сделано в § 3.4. Поскольку теперь $\Delta I_{\text{а}}^{(k)} \neq 0$, то необходимо вместо двух уравнений (3.34) рассматривать четыре для компонент реакции $H_{\text{а}c}$, $H_{\text{а}s}$, $H_{\text{н}c}$, $H_{\text{н}s}$. Положение существенно упрощается тем, что напряжения на аноде и выходе каскада жестко связаны через коэффициент трансформации контура. Поэтому компоненты анодной реакции пропорциональны компонентам выходной реакции ($H_{\text{а}c,\,s} = \mu_k^{-1} H_{\text{н}c,\,s}$), и их можно исключить. В результате из четырех уравнений остается два, подобных (3.34). Из этих уравнений определяется коэффициент затухания синфазной компоненты (3.50). Коэффициент затухания квадратурной компоненты оказывается равным

$$\delta_s = \delta \left\{ 1 - R_{\text{а}}^{(k)} G_{\Phi} + \mu_k^2 \frac{I_{\text{к}}^{(k+1)}}{U_{k+1}} \right\}. \tag{3.51}$$

Введенная здесь «фазовая» проводимость G_{Φ} равна

$$G_{\Phi} = -\frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{1}{U_{\text{а}}} \frac{\partial i_{\text{а}}}{\partial \Psi} \sin(n\tau + \Psi)\, d\tau. \tag{3.52}$$

В общем случае G_{Φ} определяется как интеграл от частной производной мгновенного значения тока по фазе анодного напряжения. Если бы анодный ток зависел только от напряжения на аноде, то производная по фазе была бы пропорциональна полной производной по времени. В этом случае интеграл можно было бы вычислить по частям и получить, что «фазовая» проводимость равна обычной средней выходной проводимости НЭ $I_{\text{а}}/U_{\text{а}}$. Приведенная выше довольно сложная формула для «фазовой» проводимости является следствием того факта, что анодный ток зависит от двух напряжений: сеточного и анодного. Если в интеграле вычислить производную по фазе анодного напряжения, то получим другую формулу, более удобную для практических расчетов:

$$G_{\Phi} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\partial i_{\text{а}}}{\partial u_{\text{а}}} \sin^2(n\tau + \Psi)\, d\tau. \tag{3.53}$$

Следовательно, при вычислении коэффициента затухания квадратурной компоненты реакции в общем случае вместо средней выходной проводимости НЭ надо использовать «фазовую» проводимость (3.53). Влияние тока нагрузки на это затухание, как видно из (3.51), по-прежнему учитывается средней входной проводимостью $k+1$-го НЭ. Это является следствием того, что при расчете входной проводимости не учитывается влияние реакции анода на катодную цепь. В противном случае получилась бы формула, подобная (3.52).

Рассмотрим прохождение АМ и ФМ в первых каскадах УЧ. Для этих каскадов выполняется неравенство (3.42), а для коэффициента фильтрации можно применять приближенную формулу (2.56).

Теперь рекуррентная формула (3.36) может быть записана в следующем виде:

$$\sigma_m^{(k+1)} = M(\delta_k;\ j\nu_k)\, U_k \frac{\mu_k R_{\text{а}}^{(k)}}{U_{k+1}} \frac{\partial I_{\text{а}}^{(k)}}{\partial U_k} \sigma_m^{(k)}.$$

Чтобы привести это выражение к виду, подобному (3.43), используем уравнение (3.46):

$$\frac{\mu_k R_{\text{а}}^{(k)}}{U_{k+1}} = \frac{R_{\text{а}}^{(k)}}{U_{\text{а}}^{(k)}} = \frac{v_{\text{н}}}{I_{\text{а}}^{(k)}}, \tag{3.54}$$

где $v_{\text{н}}$ — множитель нагрузки, подобный (3.44) и показывающий, во сколько раз падает амплитуда основной гармоники напряжения из-за шунтирующего действия нагрузки:

$$v_{\text{н}} = 1 + \mu_k^2 R_{\text{а}}^{(k)} I_{\text{к}}^{(k+1)} / U_{k+1}. \tag{3.55}$$

Подставив (3.54) в рекуррентное соотношение, приведем его к виду, в точности совпадающему с первой формулой (3.43):

$$\sigma_m^{(k+1)} = M(\delta_k;\ j\nu_k)\, q_n v_{\text{н}} \sigma_m^{(k)}.$$

Совершенно аналогично найдем формулу, определяющую прохождение ФМ в первых каскадах:

$$\sigma_\varphi^{(k+1)} = M(\delta_k;\ j\nu_k)\, n\,(v_{\text{н}} - R_{\text{а}}^{(k)} G_\Phi)\, \sigma_\varphi^{(k)}.$$

Вынося множитель нагрузки из круглых скобок и учитывая, что на основе (3.54) $R_{\text{а}}/v_{\text{н}} = U_{\text{а}}/I_{\text{а}}$, получим

$$\sigma_\varphi^{(k+1)} = M(\delta_k;\ j\nu_k)\, n \left(1 - \frac{U_{\text{а}} G_\Phi}{I_{\text{а}}}\right) v_{\text{н}} \sigma_\varphi^{(k)}. \tag{3.56}$$

Этот результат отличается от второй формулы (3.43) дополнительным множителем $(1-U_{\text{а}}G_{\Phi}/I_{\text{а}})$, который является следствием того, что анодный ток лампы зависит от двух напряжений — сеточного и анодного, а не от одного сеточного, как в пентоде. В результате, при изменении фазы возбуждения на величину $\Delta\Phi$ и неизменной фазе анодного напряжения в первых каскадах, фаза n-й гармоники меняется не на величину $n\Delta\Phi$, а на некоторую другую. Можно показать, что она меняется на величину $n\,(1-U_{\text{а}}G_{\Phi}/I_{\text{а}})\,\Delta\Phi$.

Таким образом, указанный множитель совместно с n в (3.56) играет роль «коэффициента углубления» ФМ в первых каскадах, в которых фаза анодного напряжения не меняется. Во второй формуле (3.43) коэффициент углубления ФМ равен просто n, поскольку ток пентода не зависит от напряжения на аноде.

Полученные формулы позволяют сделать два важных вывода:

Во-первых, они еще раз подтверждают, что в первых каскадах нагрузка не влияет на абсолютную величину побочных гармоник. Роль ее сводится просто к уменьшению амплитуды напряжения основной гармоники. Реакцию анодного напряжения в первых каскадах также можно не учитывать. Необходимо только правильно рассчитать коэффициенты углубления АМ и ФМ, помня, что амплитуда и фаза напряжения на аноде неизменны.

Во-вторых, из них следует, что в первых каскадах АМ может усиливаться значительно сильнее, чем ФМ ($q_n > n$), даже если статический коэффициент усиления $K_m = 1$. Поскольку обычно каскады с заземленной сеткой работают с достаточно узкими импульсами, то именно такой режим в них реализуется.

Перейдем, наконец, к последнему пункту исследования. Выясним, как влияет наличие паразитных резонансов в фильтре на уровень побочных гармоник. Подчеркнем, что теперь необходимо провести исследование именно с первых каскадов. В последних каскадах побочные гармоники весьма близко расположены к основной частоте, поэтому на их величину влияет частотная характеристика вблизи основного резонанса. В первых каскадах побочные гармоники расположены далеко от основной гармоники, поэтому изменение частотной характеристики фильтра вдали от резонанса может быть существенно.

Вычислим сумму дополнительных возбуждений на входе второго каскада. Выше неоднократно отмечалось, что при расчете побочных гармоник в первых каскадах можно пренебречь наличием НЭ, так как они не влияют на частотную характеристику фильтра вдали от резонанса. Это значит, что если паразитные резонансы отсутствуют, то сумма дополнительных возбуждений на выходе каскада с заземленной сеткой только множителем нагрузки $v_н$ (3.55) отличается от суммы на выходе каскада с заземленным катодом (2.50).

Если фильтр имеет паразитные резонансы, то кроме члена (2.50) появляется дополнительное слагаемое, соответствующее колебаниям с паразитной частотой. Пусть паразитная частота больше основной в $\nu_{пр}$ раз, тогда

$$\nu_{пр}=\frac{\omega_{пр}}{n\omega_0};\quad \frac{\omega_{пр}}{\omega_0}=n\nu_{пр} \text{— дробное число.}$$

Для суммы дополнительных возбуждений на входе второго каскада нетрудно получить

$$\sigma_2(\tau)=v_н M(\delta_1;\ j\nu_1)\{\cos\tau+\varepsilon[C_{пр}\cos\nu_{пр}\tau+jS_{пр}\sin\nu_{пр}\tau]\}. \tag{3.57}$$

Параметр ε характеризует интенсивность паразитного резонанса:

$$\varepsilon=\frac{\mu_{пр}\rho_{пр}}{|\mu_1|\rho}\nu_{пр}\frac{I_{n\nu_{пр}}}{I_а}. \tag{3.58}$$

Как видно, этот параметр тем меньше, чем меньше коэффициент трансформации и характеристическое сопротивление паразитного контура по сравнению с основным и чем меньше паразитная гармоника по сравнению с основной.

При работе на основной частоте линии частота паразитного колебания в 2,5—3 раза превосходит основную ($\nu_{пр}>2{,}5\div 3$). Вычисления, проделанные для контуров, описанных в [10—11], показали, что в этом случае параметр $\varepsilon\sim 0{,}1$. Это значение и было принято при расчетах.

Коэффициенты $C_{пр}$ и $S_{пр}$ равны

$$C_{пр}=\frac{\sin^2\pi\nu_1\cos\pi\nu_{пр}}{\sin\pi(\nu_1-\nu_{пр})\sin\pi(\nu_1+\nu_{пр})};$$

$$S_{пр}=\frac{\sin\pi\nu_1\cos\pi\nu_1\sin\pi\nu_{пр}}{\sin\pi(\nu_1-\nu_{пр})\sin\pi(\nu_1+\nu_{пр})}. \tag{3.59}$$

Эти коэффициенты характеризуют близость частоты паразитного резонанса к частотам гармоник тока. Нетрудно проверить, что если частота паразитного резонанса совпадает с частотой одной из гармоник первого каскада ($n\nu_{\text{пр}}$ — целое число), то для гармоник второго каскада, кратных $n\nu_{\text{пр}}$, эти коэффициенты обращаются в бесконечность. Такой случай соответствует выделению в первом каскаде УЧ двух гармоник некратных частот. Поэтому дополнительное возбуждение, созданное побочными, не будет малым, а представление тока в виде ряда по его степеням не справедливо, о чем и говорят бесконечные величины коэффициентов $C_{\text{пр}}$ и $S_{\text{пр}}$. Очевидно, что в этом случае побочные гармоники во втором каскаде будут очень велики и потому такого режима работы следует избегать.

Исключение из сказанного выше составляет случай, когда частота паразитного резонанса кратна частоте основного ($\nu_{\text{пр}}$ — целое число), т. е. когда на второй каскад подается два колебания с кратными частотами. В этом случае в токе второго каскада гармоники с частотами, кратными входной, могут и не быть большими ($C_{\text{пр}}$ и $S_{\text{пр}}$ конечны). Этот случай нуждается в специальном рассмотрении с точки зрения спектральных и энергетических расчетов, поэтому здесь на нем останавливаться не будем.

Подставляя (3.57) в (2.46), получим гармоники тока второго каскада и найдем их относительный уровень.

Обсудим теперь физический смысл (3.57) с точки зрения спектров в последующих каскадах. Ради простоты положим, что их фильтры не имеют паразитных резонансов. В этом случае, начиная уже со входа третьего каскада, возбуждение содержит АМ и ФМ. АМ порождается двумя первыми слагаемыми в фигурных скобках (3.57), а ФМ — последним, являющимся нечетной функцией времени.

Обратимся сначала к АМ. Пусть импульсы тока столь коротки, что можно считать $\cos \nu_{\text{пр}}\tau \sim \cos \tau \sim 1$. В этом случае, как видно из (3.57), присутствие паразитного резонанса приводит к изменению АМ в $(1 + \varepsilon C_{\text{пр}})$ раз, причем возможно как увеличение, так и уменьшение ее.

В самом деле, принятое выше предположение о наличии одного паразитного резонанса означает, что частотная характеристика фильтра эквивалентна частотной характеристике двух последовательно включенных контуров, один из которых выделяет n-ю гармонику. В зависимости от резонансной частоты паразитного контура и его коэффициента трансформации может происходить как увеличение, так и уменьшение взаимного импеданса на частотах побочных гармоник. Соответственно происходит увеличение или ослабление АМ.

Перейдем к ФМ. Для упрощения анализа примем импульсы столь короткими, что $\sin \nu_{пр}\tau \sim \nu_{пр} \sin \tau$. Тогда третье слагаемое в (3.57) эквивалентно появлению на входе второго каскада ФМ, пропорциональной $\varepsilon S_{пр}\nu_{пр}$. Таким

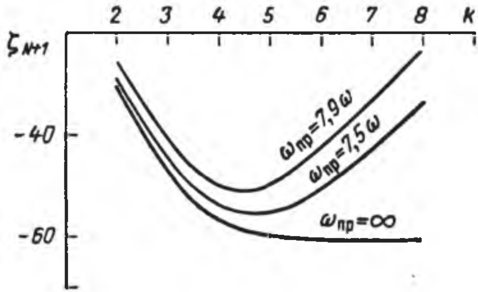


Рис. 3.10. Зависимости относительного уровня $N+1$-й гармоники от общей кратности умножения для УЧ, собранного из утроителей по схеме с заземленной сеткой.

образом, наличие паразитного резонанса приводит к тому, что на входе второго каскада, а значит, и на всех последующих появляется ФМ, даже если контур первого точно настроен. Если ε мало, то ФМ также мала. Кроме того, в первых каскадах она ослабляется по сравнению с АМ и потому не играет существенной роли. Она может стать существенной лишь при очень большой кратности умножения, когда АМ близка к статической и сильно ослабляется по сравнению с ФМ.

Сказанное подтверждается расчетами, результаты которых показаны на рис. 3.10. Здесь изображен относительный уровень ближайшей $N+1$-й побочной гармоники многокаскадного УЧ, собранного из утроителей. Из рисунка видно, что если паразитный резонанс отсутствует ($\omega_{пр} = \infty$), то уровень этой гармоники сначала падает, а затем остается на одном уровне. Это является следствием того, что ФМ здесь отсутствует, а статической коэффициент усиления АМ $K_m = 1$ (рис. 3.9).

Присутствие паразитного резонанса приводит к увеличению АМ и появлению ФМ. В первых каскадах ФМ подавляется, уровень побочных гармоник увеличивается в одинаковое число раз, кривые на рис. 3.10 для $k < 4$ идут параллельно. Однако далее АМ приближается к статической и начинает ослабляться по сравнению с ФМ, что приводит к существенному росту побочных гармоник в спектре. Как видно из рисунка, рост этот происходит тем быстрее, чем ближе частота паразитного резонанса к частоте одной из побочных гармоник тока первого каскада.

К счастью, указанное загрязнение спектра начинает появляться лишь при весьма больших общих кратностях умножения. Так, на рис. 3.10 кривые заметно расходятся лишь начиная с $k = 5$, что соответствует $N = 254$. Поскольку обычно металлокерамические лампы применяются в более узком диапазоне частот, то ФМ можно пренебречь и считать, что присутствие паразитных резонансов приводит к возрастанию побочных гармоник в $1 + \varepsilon C_{\text{пр}}$ раз. Фазовую же модуляцию следует учитывать лишь в том случае, если общая кратность умножения превышает 100.

3.6. УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА ТРАНЗИСТОРАХ

Проведем в заключение главы исследование многокаскадного УЧ на транзисторах. Транзистор является инерционным прибором уже при сравнительно низких частотах, поэтому расчет его поможет установить то принципиально новое, что дает инерционность прибора. Поскольку до сих пор инерционность еще нигде не учитывалась, то проведем выкладки, оттеняющие специфику инерционных НЭ, достаточно подробно.

Найдем прежде всего операторную и комплексную крутизну транзистора. Уравнение для генератора коллекторного тока транзистора имеет вид (1.73), а потому с учетом принятой полярности токов и напряжений для операторной крутизны (2.12) имеем

$$\tau_a \frac{r}{\beta} \frac{d}{dt} \hat{s}(t;\ t') + F'_{\text{ст}}(i_{\text{к}})\, \hat{s}(t;\ t') - \delta(t - t') = 0. \quad (3.60)$$

Входящая сюда $F'_{\text{ст}}$ представляет собой производную функции (1.75), обратной статической характеристике тока:

$$F'_{\text{ст}}(i_{\text{к}}) = \begin{cases} 1/s_{\text{к}}; & i_{\text{к}} \neq 0; \\ \infty; & i_{\text{к}} = 0. \end{cases}$$

Отдельный импульс тока существует между моментом отпирания транзистора t_0 ($\tau = -\theta$) и моментом запирания его $t_з$ ($\tau = \theta_з$). Поэтому решение (3.60) имеет вид

$$\hat{s}(t;\,t') = \begin{cases} \dfrac{s_к}{\tau_э} e^{-\frac{t-t'}{\tau_э}}; & t_0 < t' < t < t_з; \\ 0 & ;\ t';\ t \text{ вне импульса,} \end{cases} \qquad (3.61)$$

где $\tau_э = \tau_а r_в s_к/\beta$.

Таким образом, в простейшем случае операторная крутизна является экспоненциальной функцией времени. Напомним, что для безынерционного элемента операторная крутизна пропорциональна δ-функции.

Чтобы получить комплексную крутизну транзистора (2.17), найдем преобразование Лапласа от (3.61):

$$s(t';\,p) = \begin{cases} \dfrac{s_к}{1+p\tau_э}\left\{1-\exp\left[-\dfrac{1+p\tau_э}{\tau_э}(t_з-t')\right]\right\}; & t_0 < t' < t_з; \\ 0; & t' \text{ вне импульса.} \end{cases}$$

Отсюда видно, что если транзистор безынерционен ($\tau_э = 0$), то импульсы крутизны, как и следовало ожидать, прямоугольны. Высота их равна крутизне статической характеристики транзистора $s_к$, а длительность — длительности импульса.

Если инерционность транзистора проявляется ($\tau_э \neq 0$), то при комплексном p крутизна является комплексной функцией момента действия импульса. Модуль этой функции тем меньше, чем ближе момент действия импульса к моменту запирания транзистора. При $t' = t_з$ комплексная крутизна равна нулю.

Обратим внимание на то, что уравнение (3.60) и его решение (3.61) остаются справедливыми даже при учете реакции коллектора. В этом случае меняются только моменты отпирания и запирания транзистора, входящие в (3.61) как параметры. Сам же вид уравнения не меняется.

Перейдем к составлению рекуррентных соотношений, характеризующих прохождение через каскад суммы дополнительных возбуждений. Составлять системы уравнений для амплитуд реакции на импульсный толчок и определять саму реакцию нет необходимости, поскольку в предыдущих параграфах этот процесс был описан достаточно подробно.

Основные свойства этих рекуррентных соотношений можно получить из уравнений стационарного режима.

В случае, когда транзисторы двух последовательных каскадов работают в схеме с заземленным эмиттером и связаны между собой одиночным контуром, уравнения стационарного режима имеют вид:

$$U_{k+1}=\mu_k R_{\text{к}}^{(k)}\{I_{\text{кс}}[U_k;\ U_{\text{к}}^{(k)};\ \Psi_{\text{к}}^{(k)}]-\mu_k I_{\text{бс}}(U_{k+1})\};$$

$$\xi U_{k+1}=\mu_k R_{\text{к}}^{(k)}\{I_{\text{к}s}[U_k;\ U_{\text{к}}^{(k)};\ \Psi_{\text{к}}^{(k)}]-\mu_k I_{\text{б}s}(U_{k+1})\}. \qquad (3.62)$$

Здесь индексы «к» и «б» означают коллектор и базу соответственно, а «*c*» и «*s*»— синфазную и квадратурную к соответствующим напряжениям компоненты тока (см. § 1.2).

Первое из уравнений (3.62) аналогично уравнению (3.46) для схемы с заземленной сеткой. Отличие его только в том, что в нем подчеркнута зависимость синфазной компоненты коллекторного тока от фазы коллекторного напряжения. Сделать это необходимо потому, что транзистор является инерционным НЭ, обладающим значительной емкостной проводимостью (рис. 1.27). Поэтому фаза возбуждения его, как правило, не совпадает с фазой напряжения на коллекторе, а последнюю нельзя положить равной нулю, как в (3.46).

Второе уравнение (3.62) служит для определения расстройки, которую необходимо сообщить контуру, чтобы получить заданную фазу коллекторного напряжения.

В дальнейшем рассматривается только такой режим работы, когда контур настроен на максимальную мощность в нагрузке, т. е. когда амплитуда возбуждения $k+1$-го каскада максимальна. В этом случае максимальна и амплитуда на коллекторе транзистора k-го каскада:

$$\frac{dU_{k+1}}{d\xi}=\frac{dU_{\text{к}}^{(k)}}{d\xi}=0.$$

Продифференцировав первое из равенств (3.62) по ξ с учетом указанных значений производных, получим уравнение, позволяющее определить фазу, при которой мощность в нагрузке максимальна. В общем случае это уравнение, которое назовем уравнением максимальной мощности, имеет вид

$$\frac{\partial I_{\text{кс}}}{\partial \Psi_{\text{к}}}=0. \qquad (3.63)$$

Перейдем теперь к расчету статических «коэффициентов усиления» АМ и ФМ. Положим, что амплитуда возбуждения k-го каскада получила приращение dU_k. Тогда приращение амплитуды на выходе можно определить после линеаризации первого уравнения (3.62). Существенным является то, что в это линеаризованное уравнение не входит приращение фазы, если только выполнено условие максимальной мощности (3.63):

$$\left\{1 - R_{\text{к}}^{(k)} \frac{\partial I_{\text{кс}}}{\partial U_{\text{к}}^{(k)}} + \mu_k^2 R_{\text{к}}^{(k)} \frac{\partial I_{\text{бс}}}{\partial U_{k+1}}\right\} dU_{k+1} = \mu_k R_{\text{к}}^{(k)} \frac{\partial I_{\text{кс}}}{\partial U_k} dU_k. \tag{3.64}$$

Здесь результат получается такой же, как и в случае безынерционного НЭ.

Существенно новый результат получается при исследовании ФМ. Оказывается, что АМ на входе инерционного НЭ вызывает появление ФМ на его выходе. В самом деле, линеаризация второго уравнения (3.62) дает

$$\frac{\partial I_{\text{к}s}}{\partial \Psi_{\text{к}}^{(k)}} d\Psi_{\text{к}}^{(k)} = -\frac{\partial I_{\text{к}s}}{\partial U_k} dU_k + \left(\frac{\xi}{R_{\text{к}}^{(k)}} - \frac{\partial I_{\text{к}s}}{\partial U_{\text{к}}^{(k)}} + \mu_k^2 \frac{\partial I_{\text{б}s}}{\partial U_{k+1}}\right) dU_{\text{к}}^{(k)}. \tag{3.65}$$

Таким образом, полное изменение фазы можно представить состоящим из двух частей.

Во-первых, это первичные изменения фазы, вызванные непосредственно изменением амплитуды возбуждения dU_k. Очевидно, что такие изменения будут как в первых, так и в последних каскадах УЧ, если инерционность НЭ проявляется в достаточной мере.

Во-вторых, это вторичное изменение фазы, вызванное реакцией коллекторного напряжения $dU_{\text{к}}^{(k)} = dU_{k+1}/\mu_k$ на ток коллектора. Это изменение существует только в последних каскадах, так как в первых фильтрация побочных гармоник хорошая и в них $dU_{\text{к}} = 0$.

Сказанное позволяет сделать следующие выводы:

1. При выполнении условия максимальной мощности (3.63) амплитудная модуляция проходит через каскад независимо от фазовой даже в случае инерционного НЭ.

2. В случае инерционного НЭ АМ на входе порождает ФМ на выходе. Эта ФМ состоит из двух частей, первая

из которых существует во всех каскадах многокаскадного УЧ, а вторая — только в последних.

3. Статическая ФМ, проходя через каскад УЧ, умножается в n раз.

В соответствии с этим рекуррентные формулы, связывающие суммы коэффициентов АМ и ФМ на входах двух последующих каскадов, имеют вид

$$\sigma_m^{(k+1)} = K_m M(\delta_c;\ j\nu_k)\,\sigma_m^{(k)};$$

$$\sigma_\varphi^{(k+1)} = K_{\varphi m}(\delta_c;\ \delta_s;\ j\nu_k)\,\sigma_m^{(k)} + nM(\delta_s;\ j\nu_k)\,\sigma_\varphi^{(k)}. \qquad (3.66)$$

Здесь K_m — прежний статический коэффициент усиления АМ, который в общем случае может быть вычислен подобно (3.47) по формуле

$$K_m = \frac{\mu_k R_{\text{к}}^{(k)} \dfrac{U_k}{U_{k+1}} \dfrac{\partial I_{\text{кс}}}{\partial U_k}}{1 - R_{\text{к}}^{(k)} \dfrac{\partial I_{\text{кс}}}{\partial U_{\text{к}}^{(k)}} + \mu_k^2 R_{\text{к}}^{(k)} \dfrac{\partial I_{\text{бс}}}{\partial U_{k+1}}}.$$

Входящие в (3.66) коэффициенты затухания амплитуд синфазной и квадратурной компонент реакции δ_c и δ_s определяются по формулам, отличающимся от (3.50) — (3.51) только заменой индексов («а»— анод на «к»— коллектор — и т. д.). Поэтому они здесь не выписываются.

Как видно из (3.66), ФМ на входе каскада не вызывает АМ. Это справедливо только в случае настройки контура на максимальную амплитуду выходного сигнала, когда выполняется (3.63), а значит, и (3.64). «Коэффициент усиления» ФМ, как обычно, равен кратности умножения каскада n.

Весьма сложное выражение получается для коэффициента перехода амплитудной модуляции в фазовую $K_{\varphi m}$. В случае произвольных зависимостей токов от напряжений он равен

$$K_{\varphi m} = M(\delta_s;\ j\nu_k)\,U_k \frac{\partial \Psi_{\text{к}}}{\partial U_k} + \frac{\delta_c M(\delta_s;\ j\nu_k) - \delta_s M(\delta_c;\ j\nu_k)}{\delta_c - \delta_s} K_m U_{\text{к}} \frac{\partial \Psi_{\text{к}}}{\partial U_{\text{к}}}. \qquad (3.67)$$

Входящие сюда частные производные берутся от фазы анодного напряжения по амплитуде возбуждения при неизменной амплитуде на коллекторе и наоборот. Их можно вычислить, используя (3.65):

$$U_k \frac{\partial \Psi_{\text{к}}^{(k)}}{\partial U_k} = -U_k \frac{\partial I_{\text{a}s}}{\partial U_k} \Big/ \frac{\partial I_{\text{к}s}}{\partial \Psi_{\text{к}}^{(k)}};$$

$$U_{\text{к}} \frac{\partial \Psi_{\text{к}}}{\partial U_{\text{к}}} = U_{\text{к}} \left(\frac{\xi}{R_{\text{к}}^{(k)}} - \frac{\partial I_{\text{к}s}}{\partial U_{\text{к}}^{(k)}} + \mu_k^2 \frac{\partial I_{\text{б}s}}{\partial U_{k+1}} \right) \Big/ \frac{\partial I_{\text{к}s}}{\partial \Psi_{\text{к}}^{(k)}}.$$

Физический смысл формулы (3.67) соответствует сформулированному выше второму выводу. Суммарное изменение фазы на выходе каскада при амплитудной модуляции

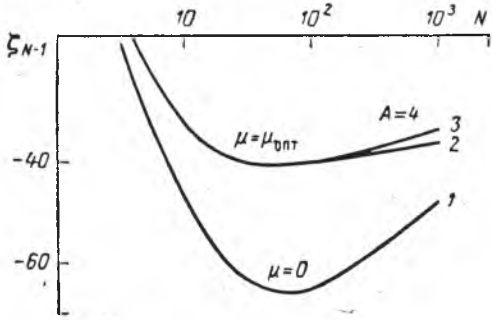


Рис. 3.11. Зависимости относительного уровня N —1-й побочной гармоники от общей кратности умножения для УЧ, собранного на транзисторах из удвоителей.

на входе состоит из двух частей. Во-первых, это изменения фазы, вызванные непосредственно изменением амплитуды возбуждения. Во-вторых, это вторичные изменения, связанные с тем, что изменение амплитуды возбуждения меняет амплитуду на коллекторе, а уже эта последняя меняет фазу выходного напряжения.

Обратимся теперь к формуле (3.67). В первых каскадах для расчета фильтрации можно использовать (2.56). При этом числитель дроби второго слагаемого (3.67) обращается в нуль и остается лишь первое слагаемое, соответствующее непосредственным изменениям фазы. Второе слагаемое в (3.67) соответствует вторичным изменениям фазы. Оно существенно лишь при достаточно большой общей кратности умножения, когда модуляция приближается к статической, а коэффициенты фильтрации M в (3.67) близки к единице.

Результаты расчета уровня побочных в многокаскадном УЧ на транзисторах показаны на рис. 3.11. При расчетах предполагалось, что кратность умножения одного каскада $n = 2$, а добротность нагруженного контура $Q = 40$. «Низкочастотный» угол отсечки был принят $\theta = 60^\circ$, что примерно соответствует максимальной эффективности удвоителя частоты (см. § 1.5).

Расчет всех гармоник токов и их производных производился для упрощенных эквивалентных схем рис. 1.27, т. е. вторая гармоника выходной проводимости транзистора отбрасывалась.

Кривая *1* соответствует совершенно безынерционному случаю, когда транзистор можно рассматривать как усилитель напряжения, слабо связанный с контуром и потому не шунтирующий его. Эта кривая соответствует ламповому УЧ.

Кривая *2* соответствует транзистору также безынерционному, однако коэффициент связи каскадов μ выбран так, чтобы обеспечить максимальную эффективность УЧ. Как видно из рисунка, уровень побочных гармоник весьма существенно возрастает. Таким образом, увеличение связи контура с НЭ увеличивает уровень побочных гармоник.

Кривая *3* соответствует случаю, когда на входе последнего 10-го каскада параметр инерционности $A = 4$.

Выше отмечалось, что в случае инерционного транзистора кроме АМ должна появляться и ФМ. Однако, как видно из рис. 3.11, в данном случае ее влияние мало (кривая *3* мало отличается от кривой *2*). Дело в том, что число каскадов, в которых транзистор инерционен, сравнительно мало. Так, уже на входе шестого каскада $A = 0{,}25$, т. е. транзистор можно считать безынерционным. Поэтому ФМ не успевает развиться. Наблюдается своеобразный барьерный эффект (подобно тому, как на рис. 3.10), когда вначале ФМ мала, а потом резко возрастает. Если кривую *3* продолжить для больших N, то ее отличие от кривой *2* станет очень заметным.

Глава четвертая

НЕСТАБИЛЬНОСТЬ РЕЖИМОВ УМНОЖИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ

4.1. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСТАБИЛЬНОСТИ РЕЖИМА УМНОЖИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ

Величина амплитудной и особенно фазовой нестабильности, вносимой многокаскадным УЧ, является одним из основных параметров при выборе той или иной схемы. Между тем в этом вопросе имеется много неясного. Так, в [30] указывается, что изменение температуры мало влияет на фазу выходного колебания многокаскадного УЧ. В [33] отмечается, что эта зависимость очень сильная. Далее, в [30—33] говорится, что фаза очень сильно зависит от питающих напряжений, а в [34] — что такая зависимость слаба.

Указанные противоречия являются следствием конструктивных особенностей УЧ, описанных в упомянутых работах. Например, влияние температуры можно значительно ослабить, применяя контуры с температурной компенсацией [38]. Влияние источников питания можно сильно ослабить, применяя УЧ на пентодах, а не на триодах, и т. д.

Метод проектирования высокостабильных УЧ, основанный на использовании высокостабильных элементов, можно назвать прямым. Дальнейшим развитием его является, очевидно, применение специальных схемных решений, позволяющих исключить нестабильности УЧ. Общие вопросы построения таких «высокостабильных» схем, хотя и без конкретных рекомендаций, рассмотрены в [39]. Конкретные способы построения даны в [40—42].

Так, в [40—41] предлагается схема фазометра, в котором сигнал с эталонной и измеряемой фазой поочередно пропускается через один и тот же УЧ. При этом оказывается, что нестабильности, вносимые УЧ, могут быть существенно уменьшены. Метод, позволяющий стабильно умножать фазу входного колебания, описан в [42].

К сожалению, подобные «схемные» решения не всегда возможны. Однако даже там, где они возможны, желательно иметь высокую стабильность УЧ, входящих в установку. Наилучший результат всегда будет давать сочетание правильно выбранной схемы с наиболее стабильными узлами ее.

Итак, задача, которая рассмотрена в данной главе, может быть сформулирована следующим образом: известны «первичные» источники нестабильностей и режимы каскадов УЧ. Выяснить, к каким нестабильностям выходного колебания приводят указанные «первичные» нестабильности. Решение этой задачи позволит так выбрать режимы, чтобы по возможности ослабить влияние «первичных» настабильностей. Рассмотрение, проведенное ниже, касается почти исключительно внутренних нестабильностей УЧ (флуктуационных) и нестабильностей, вызванных источниками питания. Связано это с тем, что такие внешние факторы, как температура, в значительной мере влияют на линейные элементы схемы (по крайней мере в УЧ на лампах), и потому компенсация их возможна лишь указанными выше прямыми методами.

В подавляющем большинстве случаев искомые нестабильности являются медленными функциями времени, поэтому для расчета их используем «укороченные» символические уравнения, связывающие комплексные амплитуды токов и напряжений. Так, для четырехполюсника рис. 2.1 имеем (опуская для краткости индекс k там, где он очевиден)

$$\boldsymbol{U}_{\text{а}} = \boldsymbol{Z}_{\text{вх}}(p)\,\boldsymbol{I}_{\text{а}} - \boldsymbol{Z}_{\text{вз}}(p)\,\boldsymbol{I}_{\text{н}};$$
$$\boldsymbol{U}_{k+1} = \boldsymbol{Z}_{\text{вз}}(p)\,\boldsymbol{I}_{\text{а}} - \boldsymbol{Z}_{\text{вых}}(p)\,\boldsymbol{I}_{\text{н}}.$$

Здесь, как и раньше, ток, втекающий в четырехполюсник, и соответствующее ему напряжение чисто условно назовем анодными. Все остальные обозначения также подобны введенным ранее.

Входящие в эту систему «укороченные» импедансы четырехполюсника могут быть записаны в виде отношения полиномов по степеням оператора дифференцирования $p = \dfrac{d}{dt}$. Весьма существенно то, что полином, стоящий в знаменателе, для всех импедансов одинаков:

$$\boldsymbol{Z}_{\text{вх}}(p) = \frac{A_{\text{вх}}(p)}{B(p)}; \quad \boldsymbol{Z}_{\text{вз}}(p) = \frac{A_{\text{вз}}(p)}{B(p)};$$
$$\boldsymbol{Z}_{\text{вых}}(p) = \frac{A_{\text{вых}}(p)}{B(p)}.$$

Кроме того, часто полином, стоящий в числителе взаимного импеданса, не зависит от оператора дифференцирования ($\boldsymbol{A}_{\text{вз}}(p) = \boldsymbol{A}_{\text{вз}}$). В этом случае удобно умножить укороченные уравнения на взаимную проводимость. Тогда

$$\begin{aligned} \boldsymbol{Z}_{\text{вз}}^{-1}(p)\,\boldsymbol{U}_{\text{а}} &= \mu_{\text{вх}}(p)\,\boldsymbol{I}_{\text{а}} - \boldsymbol{I}_{\text{н}}; \\ \boldsymbol{Z}_{\text{вз}}^{-1}(p)\,\boldsymbol{U}_{k+1} &= \boldsymbol{I}_{\text{а}} - \mu_{\text{вых}}(p)\,\boldsymbol{I}_{\text{н}}, \end{aligned} \tag{4.1}$$

где

$$\mu_{\text{вх}}(p) = \frac{\boldsymbol{A}_{\text{вх}}(p)}{\boldsymbol{A}_{\text{вз}}};$$

$$\mu_{\text{вых}}(p) = \frac{\boldsymbol{A}_{\text{вых}}(p)}{\boldsymbol{A}_{\text{вз}}}.$$

Чтобы получить уравнения, позволяющие исследовать флуктуации, введем в (4.1) малые коэффициенты АМ и ФМ и проведем линеаризацию подобно тому, как это сделано в [45, 46].

Пусть возбуждение k-го каскада характеризуется малыми коэффициентами АМ и ФМ: m_k и φ_k соответственно. Принимая начальную фазу его равной нулю, запишем вариацию амплитуды возбуждения

$$\Delta\boldsymbol{U}_k = U_k\,[m_k + j\varphi_k].$$

Аналогично для амплитуд на аноде и выходе каскада:

$$\Delta\boldsymbol{U}_{\text{а}} = \boldsymbol{U}_{\text{а}}\,(m_{\text{а}} + j\varphi_{\text{а}});$$

$$\Delta\boldsymbol{U}_{k+1} = \boldsymbol{U}_{k+1}\,(m_{k+1} + j\varphi_{k+1}).$$

Кроме амплитуды и фазы в многокаскадном УЧ может оказаться модулированным также и смещение. Эту модуляцию удобно характеризовать величиной w, отнесенной к амплитуде возбуждения:

$$\Delta E_k = -U_k w_k;\quad \Delta E_{k+1} = -U_{k+1} w_{k+1}.$$

Знак минус здесь поставлен потому, что обычно с ростом амплитуды смещение уменьшается и наоборот. В таком случае w есть величина положительная.

Перейдем к расчету вариаций комплексной амплитуды анодного тока. Запишем сначала мгновенное значение тока анода, соответствующее выделяемой n-й гармонике:

$$i_{\text{а}n}(\tau) = \operatorname{Re}\boldsymbol{I}_{\text{а}}(U_k;\ E_k;\ U_{\text{а}};\ \Psi)\,e^{j(n\omega t + \Phi_{\text{а}})}. \tag{4.2}$$

Существенно подчеркнуть, что комплексная амплитуда анодного тока зависит только от приведенной фазы анодного напряжения (1.2), вариация которой, очевидно, равна $\Delta\Psi = \varphi_а - n\varphi_k$. Непосредственно фаза анодного напряжения входит только в экспоненциальный множитель (4.2). Об изменении ее нельзя забывать.

Линеаризация комплексной амплитуды (4.2) показывает, что, как и в гл. 2, приращение гармоники объясняется двумя группами причин: внешними по отношению к данному каскаду напряжениями и обратной реакцией анодного напряжения

$$\Delta [I_а e^{j\Phi_а}] = (\Delta I_{а\,вн} + \Delta I_а)\, e^{j\Phi_а}.$$

Здесь $\Delta I_{а\,вн}$ — изменение гармоники, вызванное внешними причинами:

$$\Delta I_{а\,вн} = U_k \frac{\partial I_а}{\partial U_k} m_k - U_k \frac{\partial I_а}{\partial E_k} w_k - \frac{\partial I_а}{\partial \Psi} n\varphi_к, \qquad (4.3)$$

а $\Delta I_а$ — изменение, вызванное внутренними причинами:

$$\Delta I_а = U_а \frac{\partial I_а}{\partial U_а} m_а + \left(\frac{\partial I_а}{\partial \Psi} + jI_а\right) \varphi_а. \qquad (4.4)$$

Совершенно аналогично найдем изменение тока нагрузки. Пренебрегая реакцией анодного напряжения следующего каскада на входной ток его, получим

$$\Delta [I_н e^{j\Phi_н}] = \Delta I_н e^{j\Phi_н},$$

где

$$\Delta I_н = U_{k+1} \frac{\partial I_н}{\partial U_{k+1}} m_{k+1} - U_{k+1} \frac{\partial I_н}{\partial E_{k+1}} w_{k+1} + jI_н \varphi_{k+1}. \qquad (4.5)$$

Кроме рассмотренных возмущений токов, вызванных изменением амплитуд и смещений, в каскаде УЧ могут присутствовать малые дополнительные токи, вызванные внешними источниками и не зависящие от вариации амплитуд приложенных напряжений. Эти токи вызывают указанные выше первичные нестабильности. Их удобно характеризовать двумя эквивалентными генераторами шумовых токов $I_{аш}$ и $I_{нш}$. Первый из них подсоединен ко входу фильтра параллельно выходным электродам k-го НЭ. Второй подсоединен на выходе фильтра параллельно нагрузке. Фазы шумовых токов будем отсчитывать от фаз анодного напряжения и напряжения на нагрузке.

Предложенная характеристика источников первичных нестабильностей удобна тем, что в большинстве случаев такими источниками являются сами НЭ (например, дробовые и фликкер-шумы ламп и т. п.). Поэтому эквивалентные генераторы определяются очень просто.

Если источником первичных нестабильностей является «паразитная наводка» от каких-то внешних генераторов, то определить эквивалентные амплитуды первичных токов также не представляет трудности. Для этого надо замкнуть входные и выходные клеммы фильтров и определить токи, текущие в замыкающих проводах. Эти токи как раз и будут равны указанным шумовым токам.

При исследовании источников «паразитных наводок» необходимо иметь в виду обстоятельство, отмеченное впервые в [47]. Оказывается, что для УЧ опасны источники сигналов, имеющие частоты, близкие к частотам гармоник, поскольку в результате биений с гармониками НЭ они дают наводки на основной частоте. Такие источники всегда можно пересчитать к эквивалентным источникам на основной частоте [48].

Подставив все вариации в (4.1), после несложных преобразований можно получить

$$\begin{gathered}\boldsymbol{Z}_{\text{вз}}^{-1}(p)\,U_{\text{а}}(m_{\text{а}}+j\varphi_{\text{а}})-\mu_{\text{вх}}(p)\,\Delta\boldsymbol{I}_{\text{а}}+\mu_{\varphi}\Delta\boldsymbol{I}_{\text{н}}=\\=\mu_{\text{вх}}(p)\,\Delta\boldsymbol{I}_{\text{а вн}}+\mu_{\text{вх}}(p)\,\boldsymbol{I}_{\text{а ш}}-\mu_{\varphi}\boldsymbol{I}_{\text{н ш}};\\\boldsymbol{Z}_{\text{вз}}^{-1}(p)\,U_{k+1}(m_{k+1}+j\varphi_{k+1})-\mu_{\varphi}^{*}\Delta\boldsymbol{I}_{\text{а}}+\mu_{\text{вых}}(p)\,\Delta\boldsymbol{I}_{\text{н}}=\\=\mu_{\varphi}^{*}\Delta\boldsymbol{I}_{\text{а вн}}+\mu_{\varphi}^{*}\boldsymbol{I}_{\text{а ш}}-\mu_{\text{вых}}(p)\,\boldsymbol{I}_{\text{н ш}},\end{gathered}\tag{4.6}$$

где через μ_φ обозначен множитель, учитывающий разность фаз напряжений на аноде и на нагрузке:

$$\mu_\varphi=\exp j\,(\Phi_{\text{н}}-\Phi_{\text{а}}).$$

Система уравнений (4.3) — (4.6) является весьма общей и позволяет исследовать нестабильность режимов k-го каскада в случае любых фильтров и при любых характеристиках НЭ.

Эта система фактически содержит четыре уравнения, поскольку в каждом из двух надо разделить действительные и мнимые части. Вместе с тем, в нее входят пять неизвестных величин ($m_{\text{а}}$, $\varphi_{\text{а}}$, m_{k+1}, φ_{k+1}, w_{k+1}). Поэтому для расчета модуляции в каскаде необходимо добавить еще одно уравнение, описывающее состояние цепи смещения $k+1$-го каскада. Если, например, цепь автосмещения питается постоянной составляющей входного тока $k+1$-го НЭ, то уравнение принимает вид

$$\mathbf{Z}_{\text{см}}^{-1}(p)\,U_{k+1}w_{k+1}=\frac{1}{2}\Delta I_{\text{н}0}+I_{0\text{пр}}. \tag{4.7}$$

Здесь $\mathbf{Z}_{\text{см}}$ — укороченный импеданс цепи смещения; $\frac{1}{2}\Delta I_{\text{н}0}$ — вариация постоянной составляющей входного тока $k+1$-го НЭ (тока нагрузки):

$$\Delta I_{\text{н}0}=U_{k+1}\frac{\partial I_{\text{н}0}}{\partial U_{k+1}}m_{k+1}-U_{k+1}\frac{\partial I_{\text{н}0}}{\partial E_{k+1}}w_{k+1}.$$

Величина $I_{0\text{пр}}$ в (4.7) характеризует «паразитные наводки» в цепи смещения. Эти наводки страшны тем, что через них пульсации источников питания переходят в фазу выходного колебания. Если от высокочастотных наводок, входящих в (4.6), можно избавиться хорошей экранировкой, то избавиться так от низкочастотных наводок нельзя. Эти наводки всегда надо учитывать.

Как видно из сказанного выше, основной трудностью при расчете конкретных схем является отыскание источников «паразитных наводок» в данном каскаде. Прохождение же возмущений, возникших в предыдущих каскадах, описывается сравнительно простой системой уравнений (4.3) — (4.7). Положение еще больше облегчается, если фильтром гармоник является одиночный контур. В этом случае коэффициенты АМ и ФМ на аноде и выходе каскада равны: $m_{k+1}=m_{\text{а}}$; $\varphi_{k+1}=\varphi_{\text{а}}$, поэтому вместо двух уравнений (4.6) достаточно рассмотреть лишь второе.

Подставим в (4.6) укороченные импедансы контура, а также выражения для амплитуд гармоник тока (4.3) — (4.5) и разделим действительную и мнимую части. Ряд членов при этом выпадает в силу условий стационарного режима (3.62). Окончательное уравнение имеет вид

$$\left(\frac{p\tau_{\text{а}}+1}{R_{\text{а}}}-\frac{\partial I_{\text{ас}}}{\partial U_{\text{а}}}+\mu^2\frac{\partial I_{\text{нс}}}{\partial U_{k+1}}\right)m_{k+1}-$$

$$-\mu^2\frac{\partial I_{\text{нс}}}{\partial E_{k+1}}w_{k+1}-\frac{1}{U_{\text{а}}}\frac{\partial I_{\text{ас}}}{\partial \Psi}\varphi_{k+1}=$$

$$=\mu\frac{U_k}{U_{k+1}}\left(\frac{\partial I_{\text{ас}}}{\partial U_k}m_k-\frac{\partial I_{\text{ас}}}{\partial E_k}w_k-\frac{n}{U_k}\frac{\partial I_{\text{ас}}}{\partial \Psi}\varphi_k\right)+$$

$$+\mu\frac{I_{\text{апс}}-\mu I_{\text{нпс}}}{U_{k+1}}, \tag{4.8}$$

$$\left(\frac{\xi}{R_{\text{а}}}-\frac{\partial I_{\text{а}s}}{\partial U_{\text{а}}}+\mu^2\frac{\partial I_{\text{н}s}}{\partial U_{k+1}}\right)m_{k+1}-$$
$$-\mu^2\frac{\partial I_{\text{н}s}}{\partial E_{k+1}}w_{k+1}+\left(\frac{p\tau_{\text{а}}}{R_{\text{а}}}-\frac{1}{U_{\text{а}}}\frac{\partial I_{\text{а}s}}{\partial\Psi}\right)\varphi_{k+1}=$$
$$=\mu\frac{U_k}{U_{k+1}}\left(\frac{\partial I_{\text{а}s}}{\partial U_k}m_k-\frac{\partial I_{\text{а}s}}{\partial E_k}w_k-\frac{n}{U_k}\frac{\partial I_{\text{а}s}}{\partial\Psi}\varphi_k\right)+$$
$$+\mu\frac{I_{\text{аш}s}-\mu I_{\text{нш}s}}{U_{k+1}}. \qquad (4.9)$$

К этим двум уравнениям добавляется уравнение для смещения. Если смещение создается на RC-цепочке, то уравнение (4.7) переходит в следующее равенство:

$$-\frac{1}{2}\frac{\partial I_{\text{н}0}}{\partial U_{k+1}}m_{k+1}+\left(\frac{p\tau_{\text{см}}+1}{R_{\text{см}}}+\frac{1}{2}\frac{\partial I_{\text{н}0}}{\partial E_{k+1}}\right)w_{k+1}=\frac{I_{0\text{пр}}}{U_{k+1}}. \qquad (4.10)$$

Из (4.8) видно, что если каскад УЧ настроен на максимум амплитуды выделяемой гармоники (3.63), то АМ и модуляция смещения проходят независимо от фазовой, так как коэффициент ФМ не входит ни в (4.8), ни в (4.10). После совместного решения этих двух уравнений можно, используя (4.9), определить коэффициент ФМ.

Полученные уравнения позволяют дать практические рекомендации по выбору параметров каскадов УЧ. Рассмотрим в качестве простого примера УЧ на пентоде. Поскольку анодный ток пентода не зависит от анодного напряжения, то соответствующие производные в (4.8) надо положить равными нулю. Кроме того, в (4.8) можно пренебречь также и сеточным током, поскольку он много меньше анодного и слабо шунтирует контур. В результате уравнение (4.8) приобретает вид

$$(p\tau_{\text{а}}+1)\,m_{k+1}=q_n^{(k)}m_k-b_n^{(k)}w_k. \qquad (4.11)$$

Здесь q_n — прежний коэффициент углубления модуляции, а b_n — коэффициент перехода модуляции смещения в АМ гармоники тока (3.23).

При расчете цепи смещения (4.10) сеточный ток учитывать необходимо, так как хотя он и мал, но сопротивление смещения велико. При отсутствии «паразитных наводок» модуляция смещения определяется только модуляцией амплитуды. Так, для входа k-го каскада после несложных преобразований получим

$$(p\tau_{\text{э}}^{(k)}+1)\,w_k=\mu_{\text{д}}^{(k)}m_k. \qquad (4.12)$$

Здесь введены эквивалентная постоянная времени цепи смещения $\tau_э$ и коэффициент детектирования $\mu_д$:

$$\tau_э^{(k)} = \frac{\tau_{см}^{(k)}}{1 + R_{см}^{(k)} \frac{1}{2} \frac{\partial I_0^{(k)}}{\partial E_k}};$$

$$\mu_д^{(k)} = \frac{R_{см}^{(k)} \frac{1}{2} \frac{\partial I_0^{(k)}}{\partial U_k}}{1 + R_{см}^{(k)} \frac{1}{2} \frac{\partial I_0^{(k)}}{\partial E_k}}. \tag{4.13}$$

Предположим, что модуляция смещения отсутствует, т. е. что в (4.11) $w_k = 0$. Такой режим получается, если смещение каскада внешнее и не меняется с изменением амплитуды. Если изменения амплитуды вызваны пульсациями источников питания, а постоянная времени цепи смещения много больше периода пульсаций, то смещение также не будет меняться, поэтому вместо (4.11) получим совсем простое соотношение

$$(p\tau_а + 1)\, m_{k+1} = q_n m_k.$$

Для узкополосных (по сравнению с полосой контура) пульсаций отсюда найдем, что АМ просто углубляется в q_n раз:

$$m_{k+1} = q_n m_k.$$

Как видно из графиков рис. 2.5, коэффициент углубления модуляции при умножении частоты всегда больше единицы. Это значит, что всегда происходит усиление паразитной АМ. При большом числе каскадов усиление может стать очень большим.

Огибающие напряжения на выходе разных каскадов УЧ показаны на рис. 4.1. УЧ был собран из удвоителей по схеме 2 (§ 3.1). Цепочка автосмещения ставилась последовательно со вторичной обмоткой трансформатора связи. Угол отсечки каскадов лежал в пределах $\theta = 80 \div 90°$, что является оптимальным для этой схемы. Постоянная времени цепи смещения была много больше периода пульсации за счет того, что сопротивления смещения шунтировались большими емкостями.

Как видно из рис. 4.1, паразитная АМ возбуждения первого каскада очень мала. В последующих же каскадах она быстро усиливалась и на выходе пятого каскада была уже очень большой. На выходе десятого каскада модуляция достигала 100%, так что напряжение имело форму узких импульсов.

Приведенный пример показывает, что в УЧ обязательно должен присутствовать какой-то механизм, подавляющий паразитную низкочастотную АМ. Таким механизмом может быть цепочка автосмещения, если смещение безынерционно к пульсациям. Обычно осуществить такую цепочку не представляет труда, поскольку период пульсаций весьма велик (несколько миллисекунд), а эквивалентная постоянная времени $\tau_э$ (4.13) меньше постоянной времени цепи смещения. Результаты расчета $\tau_э$ в случае кусочно-линейной характеристики тока сетки даны на рис. 4.2. Постоянная времени является функцией только угла отсечки тока сетки, а коэффициент детектирования равен косинусу этого угла:

$$\frac{\tau_э}{\tau_{см}} = \frac{\gamma_0(1;\ \theta_c)}{\frac{2}{\pi}\sin\theta_c}\ ; \quad \mu_д = \cos\theta_c.$$

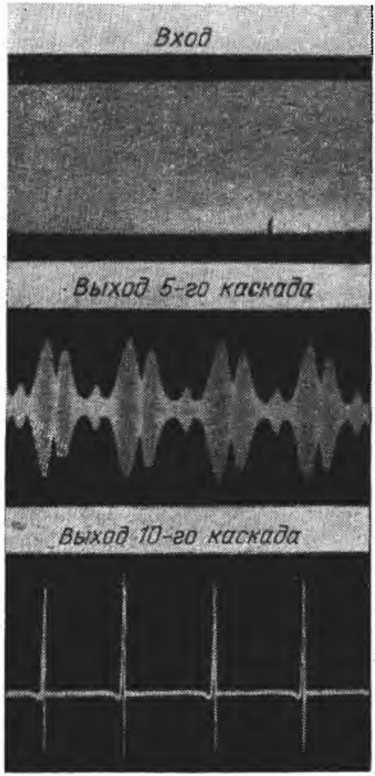


Рис. 4.1. Огибающие напряжения на выходе разных каскадов УЧ в случае постоянного (сильно инерционного для пульсаций) смещения.

Поскольку эквивалентная постоянная времени всегда меньше постоянной времени цепи смещения, то достаточно выбрать последнюю немного меньше периода модуляции. В этом случае смещение можно считать безынерционным и из (4.12) получить

$$w_k = \cos\theta_c m_k. \tag{4.14}$$

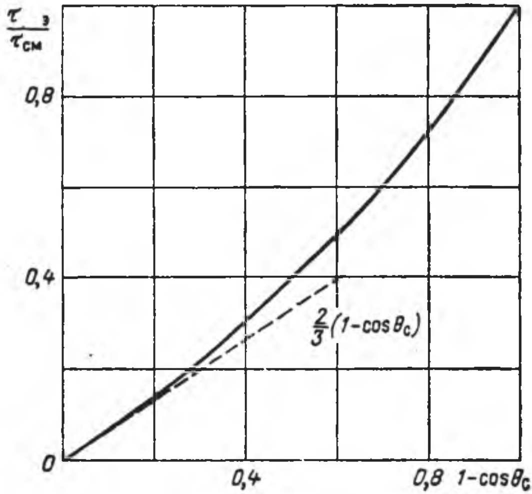


Рис. 4.2. Зависимости эквивалентной постоянной времени цепи смещения от косинуса угла отсечки тока сетки.

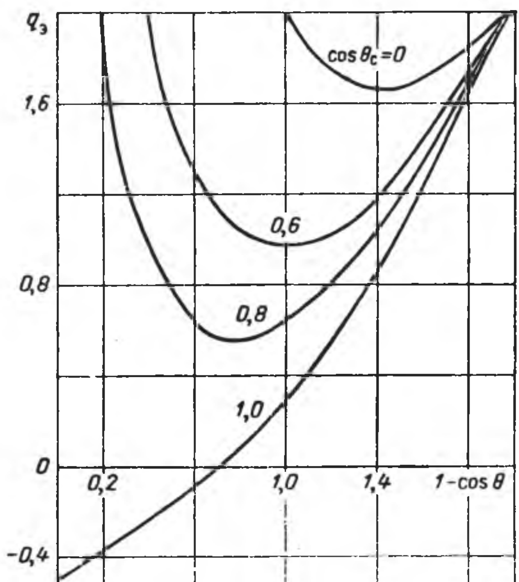


Рис. 4.3. Зависимости эквивалентного коэффициента углубления модуляции удвоителя от косинуса его угла отсечки при разных углах отсечки тока сетки (сеточное смещение).

Подставляя (4.14) в (4.11), можно найти для квазистатической модуляции

$$m_{k+1} = (q_n - \cos\theta_c b_n)\, m_k = q_э m_k. \tag{4.15}$$

Графики, изображенные на рис. 4.3, показывают, что новый «коэффициент углубления» АМ, входящий в (4.15), может быть существенно меньше единицы. Действительно, когда в описанной выше схеме большие емкости, шунтирующие сопротивления смещения, были убраны, то АМ исчезла. Огибающая напряжения на выходе всех каскадов получалась такой же, как и на верхнем рис. 4.1.

Обратимся теперь к ФМ в многокаскадном УЧ. При точной настройке уравнение (4.9) сильно упрощается. В самом деле, при $\xi = 0$ имеем:

$$\Psi = \pi; \quad I_{as} = 0; \quad \frac{\partial I_{as}}{\partial \Psi} = -I_{ac} = -I_{an},$$

и потому из (4.9) получим

$$(p\tau_a + 1)\,\varphi_{k+1} = n\varphi_k + (I_{ams} - \mu I_{нш s})/I_{an}. \tag{4.16}$$

Таким образом, при точной настройке каскада прохождение ФМ совершенно не зависит от АМ и от типа смещения. Конечно, сказанное справедливо лишь до тех пор, пока АМ будет мала, поскольку в противном случае линеаризованные уравнения (4.8) — (4.10) не справедливы. Очевидно, бессмысленно, например, говорить о фазовой стабильности напряжения, имеющего большую АМ (рис. 4.1). Сказанное означает, что хотя в большинстве случаев специальных требований на АМ не задается, все же схему необходимо выбрать так, чтобы АМ была мала.

4.2. ФЛУКТУАЦИИ ФАЗЫ, ВЫЗВАННЫЕ ДРОБОВЫМ ШУМОМ ЛАМПЫ

Прежде чем переходить к расчету флуктуаций, появляющихся внутри УЧ, выясним, как преобразуется спектр реального задающего генератора в реальном УЧ.

Для этого рассмотрим простейший пример. Предположим, что УЧ возбуждается автогенератором, колебания которого модулированы аддитивным белым шумом. Оказывается [49], что в таком автогенераторе за время $t_н$ набег фазы происходит по диффузионному закону

$$\overline{\Delta\varphi_{t_н}^2} = \overline{[\varphi(t + t_н) - \varphi(t)]^2} = Dt_н,$$

где D — коэффициент диффузии, существенно зависящий от типа лампы и полосы контура.

Энергетический спектр выходного колебания такого автогенератора состоит из очень узкой линии (шириной D на уровне 0,5), обусловленной диффузией фазы, и широкого пьедестала, обусловленного флуктуациями амплитуды.

В «идеальном» УЧ фаза выходного колебания умножается в N раз, т. е. набег фазы за время $t_н$ на выходе идеального УЧ будет равен $N^2Dt_н$. Очевидно, это соответствует спектральной линии, имеющей ширину N^2D на уровне 0,5. Таким образом, в УЧ происходит «естественное» уширение спектральной линии в N^2 раз [32]. Поскольку несущая частота при этом увеличивается в N раз, то относительная ширина линии в УЧ также увеличивается в N раз.

Можно показать, что реальный УЧ производит такое же уширение, как и «идеальный». Дело в том, что указанный набег фазы обусловлен медленными блужданиями ее за большие отрезки времени. Такие блуждания умножаются реальными УЧ так же, как и идеальным, и приводят к тому же результату. При малых кратностях умножения и малых коэффициентах диффузии конечностью ширины спектральной линии можно пренебречь. В противном случае уширение может стать заметным и его необходимо учитывать. Однако для расчета процессов внутри самого умножителя оно не существенно, поскольку происходит так же, как и в идеальном случае.

Значительно сложнее происходит видоизменение «пьедестала» колебания, поданного на вход УЧ. Можно сказать, что «пьедесталы» на входе и выходе УЧ не имеют ничего общего. Последний определяется шумовыми свойствами самого УЧ и может быть изучен на основе уравнений, приведенных выше. Форма «пьедестала» оказывается существенной для работы многоканальных схем, в которых измерение происходит в один момент времени, так что нестабильность задающего генератора исключается.

Оценки, проведенные в [3], показали, что в такой схеме небольшая нестабильность задающего генератора не существенна, даже если тракты неидентичны. Таким образом, многоканальная схема позволяет исследовать эффекты, вносимые УЧ. К изучению их теперь и приступаем.

Источниками широкополосных шумов в УЧ являются лампы и различные сопротивления, входящие в УЧ. Шумы сопротивлений, включенных в цепи постоянного тока (например, сопротивление автосмещения), вызывают флуктуации амплитуды и смещения, но не фазы. Поэтому для нас они интереса не представляют.

Шум резонансного сопротивления контура вызывает флуктуации фазы подобно тому, как в автогенераторе он вызывает флуктуации частоты. Однако можно показать, что, как и в автогенераторе, эти флуктуации много меньше тех, которые вызываются дробовыми шумами лампы [50]. Поэтому из всех источников широкополосных шумов рассмотрим только лампу.

Сделаем сначала два упрощения, существенно облегчающих решение задачи. Будем предполагать, что шумит только лампа первого каскада и что все контуры, кроме первого, имеют бесконечную полосу. Первое упрощение обосновано тем, что флуктуации фазы, вызванные первым каскадом, умножаются в наибольшее число раз и потому наиболее опасны. Второе связано с тем, что при одинаковых добротностях полосы последующих контуров шире полосы первого, так как их резонансные частоты выше. Ниже будет показано, что снятие этих ограничений изменяет результат очень незначительно.

Пусть на входе первого каскада имеется синусоидальное возбуждение с фазой $\varphi_1 = 0$. Лампа первого каскада формирует из него последовательность импульсов тока, состоящую из регулярной части и малой шумовой добавки, обусловленной дробовым эффектом. Поскольку лампа периодически открывается и закрывается, то шумовая добавка будет периодическим нестационарным процессом. Пути усреднения его и нахождения спектральных характеристик эквивалентного стационарного процесса описаны в [50]. Для нас существенно только, что этот шумовой ток можно характеризовать комплексной амплитудой, которая имеет компоненты, синфазную и квадратурную к анодному напряжению, а значит, и к возбуждению, поскольку контур точно настроен

$$I_{\text{аш}} = I_{\text{ашс}} + jI_{\text{ашs}}.$$

Таким образом, в анодной цепи лампы как бы включен паразитный шумовой генератор, о котором говорилось в § 4.1. Вызванные этим генератором паразитные флуктуации фазы на входе второго каскада определим из (4.16)

$$(p\tau_a+1)\,\varphi_2=\frac{I_{\text{ашs}}}{I_{an}}\,.$$

Поскольку полоса остальных контуров принята бесконечной, то в последующих каскадах этот сдвиг просто умножается в N/n раз, поэтому нестабильность фазы выходного колебания (В.3), приведенная ко входу, равна

$$\frac{1}{N}\,\varphi_{\text{вых}}(p)=\frac{1}{n}\,\frac{I_{\text{ашs}}/I_{an}}{p\tau_a+1}\,.$$

Заменяя p на $j\Omega$ и производя статистическое усреднение, получим спектральную плотность флуктуаций фазы

$$F_{\varphi}(\Omega)=\frac{1}{n^2}\,\frac{F_s/I_{an}^2}{1+\Omega^2\tau_a^2}\,. \tag{4.17}$$

Здесь F_s — спектральная плотность флуктуаций квадратурной к напряжению компоненты шумового тока $I_{\text{аш}\,s}$. Эта спектральная плотность не зависит от частоты (дробовой шум), величину ее можно определить следующим образом [50]. Необходимо рассчитать теоретически или снять экспериментально статическую шумовую характеристику лампы, т. е. зависимость спектральной плотности шумового тока от напряжения на первой сетке $F_{\text{ш}}(u_c)$. Далее, меняя напряжение на первой сетке так же, как меняется напряжение возбуждения, следует рассчитать нулевую и $2n$-ю гармоники этой шумовой характеристики. Разность этих двух гармоник даст спектральную плотность флуктуации нужной нам компоненты шумового тока

$$F_s=\frac{2}{T}\int\limits_{t_0}^{t_0+T}F_{\text{ш}}(u_c)\,(1-\cos 2n\omega t)\,dt.$$

Теоретические расчеты статической шумовой характеристики приводят к следующему выражению [51]:

$$F_{\text{ш}}(u_c)=(1-\chi_э)\,4kT^{\circ}_{\text{кат}}\,\frac{0{,}644}{\sigma}\,s(u_c)+\chi_э\,2e_0 i_a(u_c).$$

Здесь $\chi_э=i_э/i_к$ — отношение тока экранной сетки к току катода, которое при постоянном напряжении на экранной сетке можно считать независящим от режима;

$k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ *эрг/град* — постоянная Больцмана; $T^{\circ}_{\text{кат}} = 1200^{\circ}$ — температура катода; $\sigma = 0{,}6 \div 0{,}9$ — числовой коэффициент, зависящий от конструкции лампы; $s(u_c)$ — локальная крутизна анодного тока; e_0 — заряд электрона.

Окончательно спектральная плотность квадратурной к напряжению компоненты шумового тока равна

$$F_s = (1 - \chi_э)\, 4kT^{\circ}_{\text{кат}} \frac{0{,}644}{\sigma} (S_0 - S_{2n}) + \chi_э 2e_0 (I_0 - I_{2n}).$$

Как видно из (4.17), спектральная плотность флуктуаций фазы зависит от частоты по закону, совпадающему с частотной характеристикой контура. В частности, если текущая частота не выходит из полосы контура ($\Omega\tau_а < 1$), то спектральная плотность практически постоянна и равна $F_s / I^2_{\text{а}n} n^2$.

Чтобы оценить эту величину, используем приведенное выше выражение для F_s. Подставим в нее все константы, амплитуды гармоник тока выразим через коэффициенты разложения, а смещение будем считать пиковым. В результате получим следующую формулу:

$$F_\varphi(0) = \frac{2}{n^2} \frac{e_0}{s_p |E_p'|^p} \frac{\alpha_0(p) - \alpha_{2n}(p)}{\alpha_n^2(p)} \times$$

$$\times \left\{ (1 - \chi_э) \frac{6 \cdot 0{,}026}{-E_p'}\, p\, \frac{\alpha_0(p-1) - \alpha_{2n}(p-1)}{\alpha_0(p) - \alpha_{2n}(p)} + \chi_э \right\}. \quad (4.18)$$

Для численной оценки величины спектральной плотности рассмотрим УЧ, состоящий из удвоителей ($n = 2$), работающих при угле отсечки $\theta = 90^{\circ}$. Пусть частота на входе УЧ равна 10^5 *гц*, а добротность контура первого каскада $Q = 30$ (т. е. $\tau_а = 0{,}5 \cdot 10^{-4}$ *сек*). Будем полагать, что умножитель собран на лампах 6Ж4П (рис. 1.2), параметры которых таковы (для $p = 2$): $E' = -3{,}6$ *в*, $s_2 = 0{,}62$ *ма/в²*, $\chi_э = 0{,}4$. Тогда

$$F_\varphi(0) = 4 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^{-1}. \quad (4.19)$$

Подчеркнем еще раз, что (4.19) есть спектральная плотность флуктуаций фазы, приведенная ко входу. На выходе она в N^2 раз больше.

В тех случаях, когда интерес представляет полная спектральная плотность сигнала на выходе УЧ, необходимо учитывать также и амплитудные флуктуации. Соответствующие расчеты читатель может выполнить самостоятельно, исходя из уравнений (4.8) и (4.10). Если схема построена правильно, то АМ ослабляется и роль ее невелика.

Определив таким образом спектральную плотность флуктуаций фазы, можно определить ее дисперсию, т. е. удельную фазовую нестабильность УЧ (В.3):

$$\psi^2 = \sigma_\varphi^2 = \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty F_\varphi(\Omega)\,d\Omega. \qquad (4.20)$$

Следовательно,

$$\psi^2 = F_\varphi(0)/4\tau_a. \qquad (4.21)$$

Это значит, что даже при общей кратности умножения $N = 10^4$ среднеквадратичное отклонение фазы выходного колебания весьма мало:

$$\psi_{\text{вых}} = N\psi = 4{,}5\cdot 10^{-3} \ \textit{рад} \simeq 15'.$$

Из этого примера видно, что флуктуации фазы, вызванные дробовым шумом, весьма малы и при кратностях умножения $N < 10^4$ их можно не учитывать. Правда, как видно из (4.21), с ростом входной частоты (с уменьшением τ_a) и при сохранении общей кратности умножения дисперсия возрастает. Однако даже при увеличении входной частоты до 10^7 *гц* и прежнем $N = 10^4$ среднеквадратичное отклонение фазы невелико. Для кратностей же умножения $N < 10^3$ его можно всегда не учитывать.

В заключение покажем, как изменятся результаты (4.19) и (4.21), если учесть шумовые свойства и конечную полосу контуров последующих каскадов. Ради простоты положим, что число каскадов бесконечно, все они умножают в одно число раз и имеют одинаковые режимы. Кроме того, положим, что добротности всех контуров одинаковы, а значит, постоянные времени их (1.4) убывают с ростом частоты и равны $\tau_{ak} = \tau_a/n^{k-1}$. Тогда для спектральной плотности нетрудно вместо (4.17) получить

$$F_\varphi(\Omega) = \frac{F_s}{n^2 I_{an}^2}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1}{n^{2k}}\,\Phi\left(\frac{\Omega\tau_a}{n^k}\right). \qquad (4.22)$$

В этой сумме k-е слагаемое учитывает «шум», вносимый k-м каскадом, а функция Φ — фильтрацию его бесконечным числом последующих контуров:

$$\Phi(x) = \prod_{\varkappa=0}^{\infty}\frac{1}{1+\dfrac{x^2}{n^{2\varkappa}}}. \qquad (4.23)$$

Вблизи резонанса ($x=0$) фильтрация равна единице и (4.22) дает

$$F_{\varphi}(0)=\frac{F_s}{n^2 I_n^2}\,\frac{1}{1-n^{-2}}\,.$$

Этот результат лишь делителем $(1-n^{-2})$ отличается от рассмотренного выше. Поскольку даже при $n=2$ этот делитель равен 0,75 вместо единицы, то, значит, учет последующих каскадов очень несущественно меняет спектральную плотность флуктуаций фазы вблизи резонансной частоты.

Удельная фазовая нестабильность меняется также незначительно. Чтобы показать это, подставим (4.22) в (4.20) и поменяем местами порядок суммирования и интегрирования. Тогда

$$\psi^2=\psi_0^2\,\frac{n}{n-1}\,\frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\infty}\Phi(x)\,dx, \tag{4.24}$$

где ψ_0 — удельная нестабильность, рассмотренная выше (4.21). Интеграл от фильтрации (4.23) вычисляется с помощью теории вычетов

$$\frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\infty}\Phi(x)\,dx=\prod_{\varkappa=1}^{\infty}\frac{n^{2\varkappa}}{n^{2\varkappa}-1}\left\{1+\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k n^k\prod_{\varkappa=1}^{k}\frac{1}{n^{2\varkappa}-1}\right\}.$$

Для оценки величины поправки разложим правую часть (4.24) по степеням $1/n$. Это дает

$$\psi^2=\psi_0^2\left(1+\frac{1}{n^2}-\frac{1}{n^3}+\dots\right).$$

Даже при $n=2$ дополнительный множитель отличается от единицы менее чем на 15%. Такая поправка совершенно ничтожна, поскольку требуется лишь оценить порядок величин.

Таким образом, при расчете флуктуаций, связанных с дробовым эффектом, можно учитывать лишь шум первого каскада. Происходит это потому, что последующие каскады воздействуют на фазу в двух направлениях. С одной стороны, лампы последующих каскадов «шумят», что увеличивает дисперсию фазы. С другой стороны, последующие контуры сужают полосу УЧ, что уменьшает дисперсию. Результирующий вклад всех последующих каскадов, как видим, очень мал.

Итак, основные результаты данного параграфа можно сформулировать следующим образом:

1. Пересчитанная ко входу спектральная плотность флуктуаций фазы практически не зависит от входной частоты и элементов контура, а определяется только типом лампы.

2. Удельная фазовая нестабильность УЧ обратно пропорциональна постоянной времени контура. Она умень-

шается с увеличением добротности и растет с увеличением входной частоты.

3. Последующие каскады незначительно изменяют спектральную плотность флуктуаций фазы и удельную фазовую нестабильность. В первом приближении их можно не учитывать.

4.3. ВЛИЯНИЕ ФЛИККЕР-ШУМА НА ФЛУКТУАЦИИ ФАЗЫ

Перейдем к исследованию узкополосных флуктуаций, вызванных фликкер-эффектом. К сожалению, до настоящего времени природа этих флуктуаций окончательно не выяснена. Поэтому основной интерес представляют экспериментальные данные, которые показывают, что с уменьшением частоты спектральная плотность относительных флуктуаций анодного тока $\delta i_{\text{а}}/i_{\text{а}}$ начинает быстро возрастать по закону

$$F_i = A\,(u_{\text{c}})\,f^{\alpha}.$$

Входящий сюда коэффициент A, вообще говоря, зависит от напряжения на сетке (от анодного тока). Как показали измерения [52, 53], для подавляющего большинства ламп в режимах, близких к типовым, величина его лежит в пределах 10^{-14}—10^{-13}. Показатель степени α близок к -1, и потому примем $\alpha = -1$.

При исследовании фликкер-шума измерения спектральной плотности удается провести лишь до некоторой граничной частоты $f_{\text{гр}} = 2 \div 3$ *кгц*. Для больших частот уровень шума становится меньше дробового и его измерения невозможны. Исходя из этого, в дальнейшем будем считать, что для частот, больших $f_{\text{гр}}$, спектральная плотность равна нулю. Такое предположение существенно упрощает расчеты, делая возможным квазистатическое рассмотрение флуктуаций, поскольку обычно полосы всех фильтров УЧ больше полосы фликкер-шума. Учет более высокочастотных компонент спектральной плотности не дает ничего нового, поскольку влияние широкополосного шума на дисперсию фазы было рассмотрено выше.

Итак, для дальнейшего примем

$$A = 10^{-14} \div 10^{-13};$$
$$F_i = \frac{A}{f} \text{ при } f < f_{\text{гр}},\ f_{\text{гр}} = 2 \div 3 \text{ кгц}. \tag{4.25}$$

Фликкер-флуктуации медленные, поэтому они вызывают АМ гармоник тока и напряжения. Кроме того, они могут вызывать также флуктуации смещения. Однако до настоящего времени в литературе нет данных по флуктуациям сеточного тока. Поэтому здесь будем считать для упрощения, что изменение смещения пропорционально изменению амплитуды (4.14). Считая, как и раньше, контур настроенным на максимум мощности выделяемой гармоники и отбрасывая в уравнениях (4.8) — (4.10) все производные в силу квазистатичности процесса, найдем

$$m_{k+1} = q_э^{(k)} m_k + I_{\text{ашс}}^{(k)} / I_{\text{ап}}^{(k)}.$$

Здесь $q_э^{(k)}$ — тот же, что и в (4.15), эквивалентный коэффициент углубления АМ с учетом изменения смещения. Как видно из рис. 4.3, в случае достаточно малых углов отсечки анодного и сеточного токов $q_э < 1$, т. е. АМ предыдущих каскадов, проходя через УЧ, ослабляется. Поэтому для упрощения задачи положим $q_э = 0$. Тогда можно считать, что на выходе каждого каскада коэффициент АМ равен относительному изменению амплитуды выделяемой гармоники тока:

$$m_{k+1} = I_{\text{ашс}}^{(k)} / I_{\text{ап}}^{(k)}. \tag{4.26}$$

Поскольку фликкер-флуктуации приводят только к АМ гармоник тока, то фазовую модуляцию они не вызывают. Чтобы получить ФМ, необходимо учесть нелинейности выходной и входной емкостей лампы, которые ведут к расстройке контура.

Выходная емкость пентода практически не флуктуирует, так как в пространстве защитная сетка — анод пространственный заряд выражен очень слабо. Поэтому ее флуктуации учитывать не будем.

В пространстве сетка — катод пространственный заряд выражен ярко, поэтому флуктуации входной емкости лампы существенны. Это значит, что квадратурная к напряжению компонента выходного тока каскада равна

$$I_{\text{нв}} = \omega_k C_э U_{k+1}. \tag{4.27}$$

Здесь $C_э$ — некоторая эквивалентная (в режиме больших амплитуд) емкость промежутка сетка — катод $k+1$-го каскада, которую определим несколько позже.

Подставляя (4.27) в (4.9) и учитывая, что контур настроен так, чтобы скомпенсировать среднее значение емкости

$C_э$, которая флуктуирует, получим следующее уравнение для фазы:

$$\varphi_{k+1} = n\varphi_k - \mu_k^2 R_а^{(k)} \omega_k \left[\delta C_э + U_{k+1} \frac{dC_э}{dU} m_{k+1} \right]. \qquad (4.28)$$

Как видно из (4.28), в k-м каскаде флуктуации фазы порождаются двумя причинами. Во-первых, они вызваны непосредственно флуктуациями емкости. Во-вторых, они вызваны флуктуациями амплитуды, которые модулируют изменение емкости, причем

$$\frac{dC_э}{dU} = \frac{\partial C_э}{\partial U} - \cos\theta_c \frac{\partial C_э}{\partial E}.$$

Отбросим в правой части (4.28) член $n\varphi_k$, поскольку он показывает, что фаза предыдущих каскадов умножается и сейчас не представляет интереса. Коэффициент АМ подставим из (4.26) и, кроме того, заметим, что

$$R_а^{(k)} \omega_k = Q_k / C_k$$

(Q_k — добротность, а C_k — емкость контура). После этого получим окончательное выражение для флуктуаций фазы на выходе k-го каскада:

$$\varphi_{k+1} = -\mu_k^2 Q_k \frac{1}{C_k} \left[\delta C_э + U_{k+1} \frac{dC_э}{dU} \frac{I_{амс}^{(k)}}{I_{ап}^{(k)}} \right]. \qquad (4.29)$$

Из формулы (4.29) может показаться, что с увеличением добротности флуктуации фазы увеличиваются. Однако это не так. Дело в том, что при этом возрастает также резонансное сопротивление контура, а значит, и амплитуда на аноде. Поэтому необходимая амплитуда возбуждения $k+1$-го каскада получается при меньшем коэффициенте трансформации μ_k, который оказывается пропорциональным $1/Q_k$. В результате $\mu_k^2 Q_k \sim 1/Q_k$, т. е. с точки зрения уменьшения влияния входной емкости лампы всегда выгодно увеличивать добротность и уменьшать связь лампы с контуром. Конечно, сильно увеличивать добротность не следует по другим причинам (влияние температуры и пр.), однако уменьшать связь лампы с контуром выгодно всегда. Лучшей будет та схема, где эта связь меньше при прочих равных условиях.

Как видно из (4.29), на флуктуации фазы существенно влияет эквивалентная входная емкость лампы. Чтобы дать определение эквивалентной емкости в режиме больших амплитуд, воспользуемся вольт-кулоновой характеристикой НЭ. Предположим, что известна (теоретически или экспериментально) зависимость заряда, накапливаемого в НЭ, от приложенного к нему напряжения $q(u)$. Если напряжение меняется во времени по синусоидальному закону, то квадратурная к нему компонента входного тока равна

$$I_s = -\frac{2}{T}\int\limits_{t_0}^{t_0+T} \frac{dq(u)}{dt}\sin\omega t\,dt = -\frac{2}{T}\int\limits_{t_0}^{t_0+T} \frac{dq(u)}{du}\frac{du}{dt}\sin\omega t\,dt.$$

Стоящая под знаком интеграла производная заряда по напряжению представляет локальную емкость НЭ, которая может быть рассчитана теоретически или снята экспериментально в режиме малых амплитуд. Следуя [54], назовем ее динамической емкостью:

$$C_{д}(u) = dq(u)/du. \tag{4.30}$$

Производная напряжения по времени рассчитывается достаточно просто. В результате имеем

$$I_s = \omega_h U\,\frac{2}{\pi}\int\limits_{0}^{\pi} C_{д}(u)\sin^2\tau\,d\tau.$$

Сравнивая с (4.27), получим, что в режиме больших амплитуд эквивалентная емкость является полуразностью нулевой и второй гармоник динамической емкости:

$$C_{э} = \frac{2}{\pi}\int\limits_{0}^{\pi} C_{д}(u)\sin^2\tau = \frac{1}{2}(C_{д0} - C_{д2}). \tag{4.31}$$

Экспериментальные зависимости динамической входной емкости пентода от напряжения на сетке приведены в [54]. Используя такие зависимости, можно определить эквивалентную входную емкость лампы в режиме больших амплитуд.

К сожалению, в литературе совершенно отстутствуют экспериментальные данные по флуктуациям входной емкости лампы. Поэтому, используя результаты экспериментов, нельзя рассчитать вариации фазы (4.29). Мы вынуждены обратиться к теории электровакуумных приборов и попытаться связать флуктуации анодного тока с флуктуациями входной емкости.

Простейшая теория триода (пространство катод — сетка — экранная сетка пентода можно рассматривать как триод) строится в предположении, что электроны покидают катод с нулевыми скоростями, а напряженность поля на нем также равна нулю. При этом для анодного тока получается закон трех вторых. Характеристика же динамической входной емкости получается релейной. Емкость открытого триода постоянна и составляет 4/3 емкости закрытого («холодного») триода C_x. Эта простейшая теория обладает одним существенным недостатком. Она не содержит параметров с флуктуациями, которые можно было бы связать с флуктуациями анодного тока. Поэтому мы вынуждены обратиться к более сложной теории, учитывающей разброс начальных скоростей электронов [55, 56].

В этой теории полный ток эмиссии катода предполагается не зависящим от напряжения и равным i_s. Часть электронов, обладающих наименьшими скоростями, возвращается на катод, поскольку в пространстве катод — сетка существует минимум потенциала, образованный пространственным зарядом. Масштабом приложенного напряжения является напряжение $E_0 = kT^{\circ}_{\text{кат}}/e_0 \approx 0{,}1\,в$.

Если управляющий потенциал эквивалентного триода много больше E_0 (практически в 10—20 раз), то анодный ток подчиняется закону трех вторых, а входная емкость равна 4/3 C_x. При отрицательных управляющих потенциалах анодный ток меняется по экспоненциальному закону, он очень мал и им можно пренебречь. Емкость равна «холодной» емкости C_x. Как видно из сказанного выше, область перехода от одного режима к другому составляет 1—2 *в*. Обычно амплитуда возбуждения значительно больше, поэтому возможно разделение на две условные области открытого и закрытого триодов.

Для простоты вычислений зависимость анодного тока от напряжения по-прежнему будем считать квадратичной параболой с отсечкой, а не параболой степени трех вторых. Далее будем считать, что зависимость локальной входной емкости от напряжения на сетке подчиняется релейному закону (см. рис. 4.4). Тогда для эквивалентной входной емкости (4.31) после несложных вычислений получим

$$C_э = C_x + \frac{1}{3} C_x \gamma_1 (1;\ \theta).$$

Первое слагаемое в правой части этого равенства соответствует емкости холодного триода, которая не зависит от режима и потому не существенна. Второе дает добавку к этой емкости, зависящую от режима и представляющую для нас основной интерес.

Перейдем теперь к исследованию флуктуаций. Будем считать, что флуктуации анодного тока вызваны флуктуациями тока эмиссии катода δi_s. Параметры этих флуктуаций предположим не зависящими от напряжений, так же как не зависит от них сам ток эмиссии. Спектральная плотность этих флуктуаций меняется по тому же закону, что и спектральная плотность флуктуации тока (4.25)

$$F_s(\Omega) = \frac{B}{f} = \frac{2\pi B}{\Omega} \quad \text{при } \Omega < \Omega_{\text{гр}}. \tag{4.32}$$

Чтобы определить параметр B, необходимо флуктуации тока эмиссии связать с флуктуациями анодного тока, которые измеряются экспериментально. Коэффициент пропорциональности между относительными флуктуациями тока анода и эмиссии назовем коэффициентом депрессии пространственного заряда Γ_i, поскольку он показывает, как пространственный заряд ослабляет флуктуации тока:

$$\frac{\delta i_a}{i_a}=\Gamma_i\frac{\delta i_s}{i_s}\,. \tag{4.33}$$

Для расчета коэффициента депрессии следует вычислить производную от анодного тока по току эмиссии, используя неявные функции, связывающие эти величины [55]:

$$\Gamma_i=\frac{i_s}{i_a}\frac{di_a}{di_s}\left(\simeq\frac{3}{2}\frac{E_0}{e_y}\ \text{при}\ e_y>10E_0\right). \tag{4.34}$$

Как видно из (4.34), коэффициент депрессии тем меньше, чем больше управляющее напряжение, т. е. чем больше пространственный заряд. При управляющих напряжениях, сравнимых с E_0, и при отрицательных значениях e_y равенство (4.34) нарушается. Точный расчет показывает, что в этой области $\Gamma_i=1$, так как пространственный заряд практически отсутствует. Поскольку анодный ток в этой области мал, то эта область для нас несущественна, а значит, можно считать

$$\delta i_a=i_a\Gamma_i\frac{\delta i_s}{i_s}=\frac{3}{2}\frac{E_0}{e-E'}\,i_a\frac{\delta i_s}{i_s}=\frac{3}{2}E_0s_p\,(e-E')^{p-1}\frac{\delta i_s}{i_s}\,.$$

Здесь, как и прежде, зависимость анодного тока от приложенного напряжения аппроксимирована параболой степени p с отсечкой. Для флуктуаций анодного тока $I_{ашс}$, входящих в (4.29), получим

$$I_{ашс}=\frac{3}{2}E_0s_pU^{p-1}\gamma_n\,(p-1;\ \theta)\frac{\delta i_s}{i_s}\,.$$

Таким образом, флуктуации n-й гармоники, как и флуктуации мгновенного значения тока, пропорциональны флуктуациям тока эмиссии δi_s.

Чтобы определить константу B, входящую в (4.32), приравняем энергетический спектр обеих частей (4.33), причем в левую часть подставим экспериментально снятые значения (4.25), а в правую — теоретические (4.32). Тогда

$$\frac{A}{f}=\Gamma_i^2\frac{B}{f}\,.$$

Отсюда определяем константу B. Получающееся значение ее сравнительно слабо зависит от приложенного напряжения. Это значит, что флуктуации тока эмиссии можно считать не зависящими от напряжений. Среднее значение константы для разных типов пентодов лежит в пределах

$$B=\Gamma_i^{-2}A=10^{-11}\div10^{-10}.$$

Перейдем теперь к расчету вариаций эквивалентной емкости, вызванных изменением пространственного заряда в пространстве сетка — катод при изменении тока эмиссии. Очевидно,

$$\delta C_э = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \delta C_д(u) \sin^2 \tau \, d\tau.$$

Флуктуации очень малы при запертой лампе, так как пространственный заряд в этом случае невелик, а динамическая емкость лампы равна емкости холодного диода.

В случае полностью открытой лампы флуктуации также малы, ибо емкость равна 4/3 $C_х$. Существенные флуктуации происходят только в момент отпирания лампы. Для простоты будем полагать, что флуктуации входной емкости есть δ-функция приложенного напряжения. Поэтому для вычисления последнего интеграла воспользуемся интегрированием по напряжению, а все входящие в него функции времени (кроме δC) примем равными их значению в момент отсечки ($\tau = \theta$):

$$\delta C_э = \sin^2 \theta \frac{d\tau}{du}\bigg|_{\tau=\theta} \frac{2}{\pi} \left(-\int_{e_{мин}}^{e_{макс}} \delta C_д(u)\, du \right).$$

Подставляя сюда $C_д$ из (4.30), получим

$$\int_{e_{мин}}^{e_{макс}} \delta C_д(u)\, du = \delta \int_{e_{мин}}^{e_{макс}} \frac{dq}{du} du = \delta q(e_{макс}) - \delta q(e_{мин}).$$

Флуктуации заряда при минимальном (лампа закрыта) напряжении можно отбросить, так как пространственный заряд в этом случае практически отсутствует. Вычисление производной $d\tau/du$ элементарно. В результате получаем

$$\delta C_э = \frac{2}{\pi} \sin \theta \, \frac{\delta q(e_{макс})}{U}.$$

Вариации заряда в точке максимального напряжения можно найти, если использовать уравнения, приведенные в [56] и связывающие в неявном виде заряд с током эмиссии. В результате вычислений для флуктуаций эквивалентной емкости получим

$$\delta C_э = C_х \frac{8}{3\pi} \sin \theta \frac{E_0}{U} \frac{\delta i_s}{i_s}.$$

Таким образом, нам удалось связать флуктуации всех величин, входящих в (4.29), с флуктуациями токов эмиссии ламп умножителя частототы. Подставляя производные в (4.29), найдем

$$\varphi_{k+1} = -\mu_k^2 Q_k \frac{C_х}{C_k} \frac{8}{3\pi} \sin \theta \frac{E_0}{U} \times$$
$$\times \left\{ \frac{\delta i_s}{i_s}\bigg|_{k+1} - \frac{3}{8}(1-\cos\theta) \frac{\gamma_n(1;\theta)}{\gamma_n(2;\theta)} \frac{\delta i_s}{i_s}\bigg|_k \right\}. \qquad (4.35)$$

Первое слагаемое в фигурных скобках (4.35) соответствует флуктуациям входной емкости лампы $k+1$-го каскада, вызванным флуктуациями ее тока эмиссии. Второе слагаемое соответствует модуляции входной емкости флуктуациями тока эмиссии лампы предыдущего каскада. Поскольку эти слагаемые порождены флуктуациями токов разных ламп, то при расчете энергетического спектра они суммируются квадратично. Расчеты показывают, что при одинаковых флуктуациях токов эмиссии спектр второго слагаемого в (4.35) мал по сравнению со спектром первого. Поэтому можно считать, что флуктуации фазы порождаются в основном непосредственно флуктуациями входной емкости лампы. Роль второго источника, связанного с флуктуациями амплитуды, сравнительно мала.

Из (4.35) нетрудно заключить, что теперь в отличие от флуктуаций, вызванных дробовым эффектом, вклад разных каскадов УЧ примерно одинаков. Флуктуации фазы последних каскадов умножаются в меньшее число раз, но сами они больше, поскольку в знаменателе (4.35) стоит емкость контура k-го каскада. Обычно с ростом частоты емкости убывают обратно пропорционально кратности умножения. Поэтому флуктуации фазы последних каскадов больше.

В результате энергетический спектр K каскадного УЧ оказывается в K раз больше спектра флуктуаций, созданных первым каскадом. Приведенный ко входу, он равен

$$F_\varphi(\Omega) = K\psi_0^2 \frac{2\pi B}{\Omega}; \ \Omega < \Omega_{\text{гр}}. \tag{4.36}$$

Здесь

$$\psi_0 = \frac{1}{n} \mu^2 Q \frac{C_x}{C_1} \frac{8}{3\pi} \sin\theta \frac{E_0}{U}. \tag{4.37}$$

Проведем расчет величины ψ_0 для значений параметров, принятых в § 4.2. Кроме того, дополнительно положим $C_x = 4$ *пф*, емкость контура первого каскада ($f = 200$ *кгц*) примем равной $C_1 = 1000$ *пф*, а коэффициент трасформации его $\mu = 1$. Тогда получим $\psi_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-3}$. Это значит, что в случае десятикаскадного УЧ спектральная плотность флуктуаций фазы, приведенная ко входу, равна ($B = 3 \cdot 10^{-11}$)

$$F_\varphi(\Omega) = \frac{60}{f} \cdot 10^{-17}. \tag{4.38}$$

Сравнивая (4.38) с аналогичной плотностью в случае дробового шума (4.19), видим, что уже для частот $f > 15$ *гц* влиянием фликкер-шума можно пренебречь.

Положение существенно меняется при повышении частоты на входе УЧ и соответственном уменьшении емкости первого каскада. Так, если частота на входе равна 10 *Мгц*, а не 100 *кгц*, как раньше, то емкость первого контура равна примерно 10 *пф*. Коэффициент ψ_0 при этом возрастает на два порядка, а спектральная плотность (4.36) — на четыре. Она становится равной $60 \cdot 10^{-13}/f$ и будет превосходить спектральную плотность дробового шума вплоть до частот $f < 150$ *кгц*. Таким образом, входная частота сигнала очень существенно влияет на флуктуации фазы, порожденные фликкер-эффектом (напомним, что на флуктуации, порожденные дробовым шумом, она не влияла).

Второй параметр, который очень существенно влияет на флуктуации фазы,— это коэффициент трансформации контура μ. Как видно из (4.36) — (4.37), спектральная плотность пропорциональна четвертой степени коэффициента трансформации. Это значит, что уменьшение его в десять раз позволяет уменьшить флуктуации на четыре порядка.

Перейдем теперь к оценке удельной фазовой нестабильности УЧ, вызванной фликкер-эффектом.

Если (4.36) подставить в интеграл (4.20), определяющий дисперсию фазы, то оказывается, что интеграл расходится, т. е. дисперсия равна бесконечности. Происходит это потому, что фликкер-шум является нестационарным случайным процессом. Здесь можно говорить не о дисперсии фазы, а о дисперсии «набега» фазы за время наблюдения $t_{\text{н}}$, т. е. о дисперсии величины, которую в этом случае и примем за меру удельной фазовой нестабильности

$$\Delta\varphi = \varphi(t + t_{\text{н}}) - \varphi(t).$$

Как известно [45], энергетический спектр набега фазы отличается от спектра (4.36) дополнительным множителем, а именно:

$$F_{\Delta\varphi}(\Omega) = 2(1 - \cos \Omega t_{\text{н}}) F_{\varphi}(\Omega).$$

Теперь после подстановки в (4.20) получается

$$\psi^2(t_{\text{н}}) = 2K\psi_0^2 B \int\limits_0^{\Omega_{\text{гр}}} \frac{1 - \cos \Omega t_{\text{н}}}{\Omega}\, d\Omega.$$

Если интересоваться стабильностью фазы за большие интервалы времени $t_н > 1/\Omega_{гр}$ (практически начиная с $t_н > 0,1$ *сек*), то при вычислении интеграла можно пользоваться асимптотической формулой

$$\int\limits_0^{\Omega_{гр}} \frac{1-\cos \Omega t_н}{\Omega} d\Omega = \ln(\Omega_{гр} t_н) + 0,58.$$

В этом случае для удельной нестабильности можно записать

$$\psi(t_н) = \psi_0 \sqrt{2KB} \sqrt{\ln(\Omega_{гр} t_н) + 0,58}. \qquad (4.39)$$

Отсюда видно, что при $t_н = \infty$ среднеквадратичное отклонение действительно равно бесконечности. Однако для конечных отрезков времени он меняется очень мало. Так, для времен наблюдения $t = 1$ *сек*; 1 день; 1 год значения второго корня в (4.39) равны соответственно 2,8; 4; 5,0 (при $f_{гр} = 2,5$ *кгц*). Поэтому можно считать, что

$$\psi(t_н) < 5\psi_0 \sqrt{2KB} \text{ при } t_н < 1 \textit{ года}.$$

В результате вычислений для тех же параметров, что и выше, получилось

$$\psi = 1,7 \cdot 10^{-7}.$$

Таким образом, флуктуации, вызванные фликкер-шумом, имеют тот же порядок, что и «дробовые».

Следует подчеркнуть, что полученные нами значения примерно на три порядка меньше величин, полученных в [3]. Произошло так потому, что в [3] при расчетах величина коэффициента A в (4.25) завышена на пять порядков (принята равной $3 \cdot 10^{-9}$ вместо $3 \cdot 10^{-14}$).

Итак, основные выводы данного параграфа состоят в следующем:

1. Спектральная плотность флуктуаций фазы, вызванных фликкер-шумом, очень существенно зависит от входной частоты. При малых входных частотах спектральная плотность флуктуаций, вызванных фликкер-шумом, становится меньше спектральной плотности дробовых флуктуаций уже на частотах в несколько десятков герц. При больших частотах на входе диапазон частот, где фликкер-шум преобладает, расширяется до нескольких десятков и даже сотен килогерц.

2. Очень существенна зависимость флюктуаций фазы от коэффициента трансформации контура, т. е. коэффициента включения лампы следующего каскада.

3. Удельная фазовая нестабильность имеет тот же порядок, что и в случае дробового шума.

4. В отличие от дробового шума, последующие каскады вносят в общую нестабильность примерно такой же вклад, как и первые. При различных режимах каскадов вклад последующих каскадов может даже оказаться значительнее вклада первых.

4.4. ПУЛЬСАЦИЯ ФАЗЫ В УМНОЖИТЕЛЯХ ЧАСТОТЫ НА ПЕНТОДАХ

Перейдем теперь к вопросу о влиянии питающих напряжений на фазовую нестабильность многокаскадного УЧ. Строго говоря, задача исследования должа быть поставлена следующим образом: идеальный синусоидальный сигнал приходит на вход многокаскадного УЧ, питаемого от реальных источников, имеющих определенный уровень пульсаций, а также медленные (статические) уходы среднего значения напряжения. Необходимо рассчитать паразитные АМ и ФМ на выходе УЧ.

К этой задаче тесно примыкает другая: на вход УЧ с идеальными источниками подается сигнал с малой паразитной АМ. Рассчитать паразитную ФМ на выходе УЧ.

Комбинированный случай прохождения АМ сигнала через УЧ с реальными источниками в практически интересном случае малой модуляции может быть решен наложением двух предыдущих и потому здесь не рассматривается.

Решение первой задачи распадается на две части, совершенно разные по своему физическому содержанию:

Во-первых, необходимо выяснить, как и что меняется в схеме при пульсациях и медленных изменениях напряжения источников питания. Здесь можно указать две группы характерных изменений:

1) Непосредственное изменение низкочастотных напряжений на электродах ламп. Например, пульсации экранного напряжения, «пролезание» пульсаций анодного напряжения и напряжения накала в цепь сетки и т. д. Можно считать, что из-за всех этих причин в цепи сетки появляется паразитная «наводка», вошедшая в правую часть (4.7). Величина

наводки существенно зависит от правильности выполнения вспомогательных цепей УЧ. Этот вопрос подробно рассмотрен в соответствующих руководствах [57]. Он не является специфическим для УЧ и потому здесь не рассматривается.

2) Изменение напряжения накала приводит к изменению температуры катода. В свою очередь, это приводит к изменению конфигурации характеристики лампы, т. е. к изменению ее крутизны s_p и напряжения отсечки E'_p. К сожалению, в настоящее время в справочниках по электровакуумным приборам не указывается, как меняются эти параметры при изменении напряжения накала. Каждый проектировщик должен сам произвести соответствующие измерения. Связь напряжения накала и температуры катода дана в [48]. Подобные исследования выходят за рамки данной работы, поэтому будем считать, что напряжение накала неизменно.

Итак, положим, что единственным источником пульсаций являются пульсации напряжения экранной сетки. Пусть это напряжение кроме постоянной составляющей $E_э$ содержит малую добавку

$$\Delta E_э = m_э(t)\, E_э.$$

Здесь $m_э(t)$ — относительная пульсация экранного напряжения. В дальнейшем будем считать, что она происходит по синусоидальному закону

$$m_э(t) = m_э \sin \Omega t,$$

где $m_э$ — коэффициент пульсаций.

Конечно, в реальном выпрямителе пульсации выходного напряжения происходят по более сложному закону, чем синусоидальный, однако для нас такого представления достаточно в силу линейности задачи.

В большинстве случаев можно считать, что изменение экранного напряжения приводит к сдвигу характеристики, т. е. к изменению напряжения отсечки на величину

$$\Delta E'_p = -D_э \Delta E_э.$$

Здесь $D_э$ — проницаемость управляющей сетки пентода.

Изменение напряжения отсечки на величину $\Delta E'_p$ приводит к изменению косинуса угла отсечки (1.12)

$$\Delta \cos\theta = \frac{\Delta E'_p}{U_c} = -D_э \frac{\Delta E_э}{U_c} = -\frac{D_э E_э}{U_c} m_э \sin \Omega t$$

и, следовательно, к изменению амплитуды выделяемой гармоники тока

$$\Delta I_{an} = \Delta\,[s_p U_c^p \gamma_n(p;\,\theta)] = s_p U_c^p \frac{\partial \gamma_n(p;\,\theta)}{\partial \cos\theta}\,\Delta\cos\theta.$$

Но, как известно, [7]

$$\frac{\partial \gamma_n(p;\,\theta)}{\partial \cos\theta} = -\,p\gamma_n(p-1;\,\theta)$$

и, значит,

$$\Delta I_{an} = s_p U_c^p\, p\gamma_n(p-1;\,\theta)\,\frac{D_э E_э}{U_c}\,m_э(t).$$

Относительное изменение гармоники тока (коэффициент модуляции ее), очевидно, равен

$$m_i(t) = \frac{\Delta I_{an}}{I_{an}} = p\,\frac{\gamma_n(p-1;\,\theta)}{\gamma_n(p;\,\theta)}\,\frac{D_э E_э}{U_c}\,m_э(t).$$

Чтобы оценить величину этого изменения, выразим амплитуду возбуждения через напряжение отсечки и косинус угла его, считая смещение пиковым:

$$U_c = \frac{|E_p'|}{1-\cos\theta}.$$

Далее КР γ_n выразим через КР α_n, используя равенство [7]

$$\gamma_n(p;\,\theta) = (1-\cos\theta)^p\,\alpha_n(p;\,\theta).$$

В результате для коэффициента модуляции гармоники тока получим

$$m_i(t) = p\,\frac{\alpha_n(p-1;\,\theta)}{\alpha_n(p;\,\theta)}\,\frac{D_э E_э}{|E_p'|}\,m_э(t). \qquad (4.40)$$

Как видно из рис. 1.3, при $p=2$ для углов отсечки, ограниченных неравенством (1.14), приближенно $\alpha_n(1;\,\theta) \simeq \alpha_n(2;\,\theta)$. Кроме того, для пентодов $D_э E_э \sim |E_p'|$, т. е.

$$m_i(t) \simeq 2m_э(t).$$

Итак, даже если возбуждение УЧ идеально, то на выходе первого каскада появляется амплитудная модуляция гармоники тока (4.40), обязанная своим появлением пульсациям экранного напряжения. В последующих каскадах эта модуляция преобразуется по законам, описываемым уравнениями (4.8), (4.9).

Запишем эти уравнения в несколько упрощенной форме. Положим пока, что сеточная цепь второго каскада не нагружает контур первого, т. е. входная емкость ее постоянна, а сеточный ток отсутствует. Первое из этих ограничений ниже будет снято, второе основывается на том, что сеточный ток много меньше анодного и, кроме того, цепь сетки не полностью подключена к контуру. Поэтому влияние тока сетки на контур мало, его необходимо учитывать только при расчете цепи сетки.

При указанных предположениях уравнения (4.8), (4.9) дают

$$(p\tau_а + 1)\, m_2 - \xi\varphi_2 = m_i(p), \quad \xi m_2 + (p\tau_а + 1)\,\varphi_2 = \xi m_i(p).$$

Решая эту систему, получим для ФМ

$$\varphi_2 = \frac{p\tau_а \xi m_i(p)}{(p\tau_а + 1)^2 + \xi^2}\,. \tag{4.41}$$

Если модуляция происходит по синусоидальному закону, то в (4.41) надо положить $p = j\Omega$. В результате получается уравнение для комплексного коэффицента ФМ на входе второго каскада. В подавляющем большинстве случаев полоса пульсаций много меньше полосы контура, т. е. получающееся в (4.41) произведение $\Omega\tau_а \ll 1$. Расстройка контура является случайной величиной. Если контур настраивается на максимальную амплитуду, например, по показаниям вольтметра, то максимальное положение может быть пройдено, так как изменение амплитуды вблизи него мало. Примем, что с уверенностью можно заметить уменьшение амплитуды на 2% по сравнению с максимальным значением. Как видно из (1.8), такому уменьшению соответствует $|\xi| = 0{,}2$. Поэтому в дальнейшем примем, что ξ есть случайная величина, причем $|\xi| < 0{,}2$.

Итак, положим в знаменателе правой части (4.41) $p\tau_а = \xi = 0$, поскольку эти величины малы. В числителе правой части такое упрощение делать нельзя, так как иначе она обратится в нуль. В результате получаем поправку на фазу, которую назовем инерционной,

$$\varphi_{ин} = j\xi\Omega\tau_а m_i.$$

Такое название применено потому, что если бы контур был безынерционным элементом ($\tau_а = 0$), то эта поправка равнялась бы нулю.

Отсюда нетрудно найти, что основной вклад в общую нестабильность вносят первые каскады. Последние каскады имеют более широкие полосы, чем первые, постоянные времени их меньше, а потому и возникающие в последних каскадах фазовые поправки меньше, чем в первых. Кроме того, эти поправки умножаются в меньшее число раз, чем поправки первых каскадов. В результате вклад всех последующих каскадов имеет величину порядка n^{-2} по сравнению с первым, и им можно пренебречь.

Выразим постоянную времени первого каскада через его добротность и частоту: $\tau_а = 2Q_1/\omega_1 = 2Q_1/n_1\omega_0$, тогда

$$\varphi_{ии} = j\xi\Omega \frac{2Q_1}{n_1\omega_0} m_i = j\delta_1\xi \frac{2}{n_1} Q_1^2 \frac{\Omega}{\omega_0} m_i.$$

Подставим в правую часть этого равенства коэффициент модуляции тока (4.40), отбросим коэффициент пульсаций экранного напряжения $m_э$ и приведем ко входу первого каскада. В результате получим коэффициент «инерционной» нестабильности УЧ (В.4) по отношению к пульсациям напряжения экранной сетки

$$\psi_{ин} = \delta_1 \left| \frac{2\xi}{n_1^2} Q_1^2 \frac{\Omega}{\omega_0} p \frac{\alpha_n(p-1;\ \theta)}{\alpha_n(p;\ \theta)} \frac{D_э E_э}{|E_p'|} \right|. \qquad (4.42)$$

Формула (4.42) позволяет сделать два важных вывода.

Во-первых, из нее видно, что «инерционная» фаза является случайной величиной, пропорциональной ξ. Это значит, что если сигнал от одного возбудителя подавать на вход нескольких УЧ, то на выходе их коэффициенты ФМ будут различными, не будет компенсации фазовых уходов.

Во-вторых, из (4.42) следует, что статические изменения напряжения ($\Omega = 0$) не вызывают изменения фазы; в этом случае контур можно рассматривать как безынерционный.

Для численной оценки входящих сюда величин положим, как и раньше,

$$p \frac{\alpha_n(p-1;\ \theta)}{\alpha_n(p;\ \theta)} \frac{D_э E_э}{|E_p'|} = 2$$

и, кроме того, положим $\xi = 0{,}2$; $n_1 = 2$. Тогда из (4.42) получим

$$\psi_{ин} = 0{,}2 Q_1 \frac{\Omega}{\omega_0}.$$

Результаты расчета по этой формуле приведены ниже в табл. 2, которая позволяет сравнивать между собой нестабильности, вызванные разными причинами.

Перейдем к учету иных причин, вызывающих нестабильность фазы. Чтобы не усложнять расчеты, проведем квазистатическое рассмотрение, поскольку оно достаточно в подавляющем большинстве случаев. Рассмотрим причины, которые приводят к фазовым сдвигам при статических изменениях режима.

Прежде всего, необходимо учесть изменение емкостей ламп. Ради простоты учтем изменение только входной емкости, считая, что выходная меняется пренебрежимо мало [54].

Изменение эквивалентной входной емкости приводит, очевидно, к сдвигу фаз, равному

$$\varphi_c = -Q_k\mu_k^2 \frac{\Delta C_э^{(k+1)}}{C_k}.$$

В знаменателе здесь стоит емкость контура k-го каскада, которая обычно с ростом кратности умножения уменьшается примерно пропорционально N, поэтому в последних каскадах сдвиги фаз больше и все каскады дают одинаковый вклад в общую нестабильность. Учитывая это, для упрощения задачи сейчас рассмотрим только процессы в первом каскаде. Окончательный же результат умножим на число каскадов K.

Итак, пусть на выходе первого каскада амплитуда выделяемой гармоники тока модулирована по закону (4.40). По этому же закону будет модулировано и возбуждение второго каскада в силу узкополосности процессов. Таким образом, $m_2(t) = m_i(t)$, а следовательно,

$$\Delta C_э = U_2 \frac{dC_э}{dU_2} m_i(t)$$

и потому

$$\varphi_c = -\delta_1 (\mu_1 Q_1)^2 \frac{U_2}{C_1} \frac{dC_э}{dU_2} m_i.$$

С увеличением добротности контура Q_1 увеличивается его резонансное сопротивление и амплитуда на аноде. Поэтому для поддержания необходимой амплитуды возбуждения следующего каскада можно уменьшить коэффициент трансформации так, что произведение $\mu_1 Q_1$ от добротности не зависит и равно

$$\mu_1 Q_1 = \frac{U_2}{U_{\text{а}}^{(1)}} Q_1 = \frac{U_2}{R_{\text{а}}^{(1)} I_{\text{а}n}} Q_1 = \frac{U_2}{\rho_1 I_{\text{а}n}}.$$

Таким образом, с точки зрения нестабильности, вызванной входной емкостью, всегда выгодно повышать добротность контура и соответственно ослаблять связь последующей лампы с контуром. Конечно, при высоких добротностях

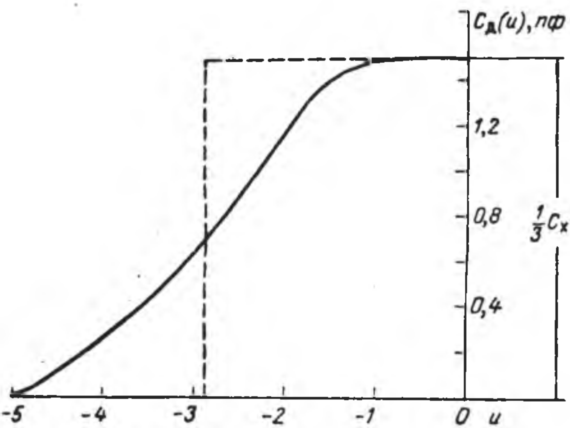


Рис. 4.4. Динамическая входная емкость пентода и ее аппроксимация релейной кривой.

начнет влиять и выходная емкость, которая подключается к контуру полностью.

Подставим произведение $\mu_1 Q_1$ в предыдущую формулу и далее получим подобно (4.42) коэффициент «емкостной» нестабильности

$$\psi_{\text{с}} = \delta_1 \left| \frac{1}{n_1} \left(\frac{U_2}{\rho_1 I_n} \right)^2 \frac{U_2}{C_1} \frac{dC_{\text{э}}}{dU_2} p \frac{\alpha_n (p-1;\, \theta)}{\alpha_n (p;\, \theta)} \frac{D_{\text{э}} E_{\text{э}}}{|E_p'|} \right| K. \quad (4.43)$$

Вычисление всех входящих сюда величин не представляет трудностей. Необходимо только показать, как определить производную от эквивалентной входной емкости второго каскада по амплитуде возбуждения.

Используем для динамической входной емкости второго каскада ту же аппроксимацию, что и раньше (пунктир на рис. 4.4). Тогда для эквивалентной входной емкости получается формула, уже использованная в предыдущем параграфе,

$$C_э = C_x + \frac{1}{3} C_x \gamma_1 (1; \theta).$$

Производная по амплитуде

$$\frac{dC_э}{dU_2} = \frac{C_x}{3} \frac{\partial \gamma_1 (1; \theta)}{\partial (-\cos\theta)} \frac{d(-\cos\theta)}{dU_2}.$$

Полная производная от косинуса угла отсечки по амплитуде означает, что при расчете ее необходимо учитывать изменение смещения. В частности, если считать, как и раньше, смещение пиковым и безынерционным, то

$$\cos\theta = -\frac{E - E'_p}{U_2} = 1 + \frac{E'_p}{U_2}$$

и, значит,

$$\frac{d(-\cos\theta)}{dU_2} = \frac{E'_p}{U_2^2} = \frac{\cos\theta - 1}{U_2}. \qquad (4.44)$$

Вычисление производной от КР дает [7]

$$\frac{\partial \gamma_1 (1; \theta)}{\partial (-\cos\theta)} = \frac{2}{\pi} \sin\theta,$$

и потому окончательно

$$\frac{U_2}{C_1} \frac{dC_э}{dU_2} = \frac{C_x}{3C_1} \frac{2}{\pi} \sin\theta (\cos\theta - 1).$$

Для оценки остальных входящих в (4.43) величин положим, что УЧ собран из удвоителей ($n = 2$). Угол отсечки каждого каскада считаем равным 90°, что соответствует примерно оптимальному с точки зрения спектров для схемы *2* (см. § 3.1). Характеристику лампы примем той же, что и на рис. 1.2, т. е. $E'_2 = -3{,}6$ *в* и $I_m = 8$ *ма*. Таким образом, при пиковом смещении необходимая амплитуда возбуждения $U_c = |E'_2| = 3{,}6$ *в*, а амплитуда выделяемой гармоники $I_2 = I_m \alpha_2 = 8 \cdot 0{,}25 = 2$ *ма*.

Характеристическое сопротивление контура примем $\rho = 800$ *ом*, что соответствует примерно емкости контура 1000 *пф* на частоте 0,2 *Мгц*, емкости 200 *пф* на частоте 1 *Мгц* и т. д. Тогда из (4.44) находим

$$\psi_c = \delta_1 \frac{1}{2} \left(\frac{3{,}6}{800 \cdot 2 \cdot 10^{-3}} \right)^2 \frac{C_x}{3C_1} \frac{2}{\pi} 2K \simeq \delta_1 \frac{C_x}{C_1} K.$$

Результаты расчетов по этой формуле приведены в табл. 2.

Рассмотрим теперь роль побочных гармоник в образовании фазового сдвига в каскаде УЧ.

Напряжение, созданное побочными гармониками, с временной точки зрения приводит к затуханию амплитуды возбуждения каскада. Поскольку затухание происходит не только между, но и во время импульса, то импульс тока оказывается перекошенным. Разложение последовательности таких импульсов в ряд Фурье имеет фазу, отличную от нуля или π, как это бывает у симметричных.

Чтобы рассчитать эту фазу, надо напряжение, созданное побочными гармониками, считать малой добавкой к основной части и, используя (2.77), найти поправку к амплитуде выделяемой гармоники тока. Эта поправка оказывается в квадратуре с основной частью выделяемой гармоники, а потому отношение их дает фазу

$$\Phi_{\omega}^{(k+1)} = \delta_k \sum_{\varkappa=2}^{\infty} \frac{(-1)^{\varkappa}\varkappa}{\varkappa^2-1} \frac{I_{\varkappa n}^{(k)}}{I_{\text{а}n}^{(k)}} \frac{U_{k+1}\left(S_{n-\varkappa}^{(k+1)} - S_{n+\varkappa}^{(k+1)}\right)}{2I_{\text{а}n}^{(k+1)}}. \qquad (4.45)$$

Эта поправка зависит от режимов двух каскадов: k-го, который наряду с выделяемой гармоникой генерирует также и побочные, и $k+1$-го, в котором напряжение побочных создает фазовый сдвиг.

Обратим внимание на то, что в (4.45) входят только гармоники k-го каскада, имеющие номер $\varkappa n$, т. е. такие, частоты которых кратны выделяемой. Например, если в k-м каскаде выделяется 3-я гармоника ($n = 3$), то в сумму (4.45) входят лишь гармоники с номерами 6, 9, 12 и т. д. Эти гармоники обычно очень малы, а потому фазовая поправка (4.45) мала. Расчеты показывают, что создаваемые ею фазовые сдвиги обычно значительно меньше сдвигов, создаваемых входной емкостью (4.43). Поэтому в дальнейшем поправку (4.45) учитывать не будем.

Кроме фазового сдвига, вызванного неидеальной фильтрацией в цепях высокой частоты, существенна также фильтрация гармоник в цепях постоянного тока. Так, например, если емкость смещения не бесконечна, то она успевает разряжаться между импульсами и заряжаться во время импульсов. В результате смещение имеет бóльшую величину в конце импульса и мéньшую в начале. Поэтому импульс оказывается также перекошенным. Величину возникающей при этом фазовой поправки можно рассчитать тем же методом, что и (4.45). Для RC-цепи смещения получим

$$\Phi_{=} = \frac{1}{\omega_1 \tau_{\text{см}}} \frac{-E}{U_2} \sum_{\varkappa=1}^{\infty} \frac{1}{\varkappa} \left(\frac{I_\varkappa}{I_0} \right)_{\text{сет}} \frac{U_2 (S_{n-\varkappa} - S_{n+\varkappa})}{I_{\text{а}n}}. \qquad (4.46)$$

Здесь ω_1 —частота на входе второго каскада; $\tau_{\text{см}}$ —постоянная времени цепи смещения. Индекс «сет» в (4.46) означает, что соответствующее отношение является отношением гармоник тока сетки. Если это отношение заменить на подобное для гармоник катодного тока, то получим фазовую поправку в случае катодного автосмещения.

Существенно, что в сумму (4.46) входит отношение гармоник сеточного тока малых номеров ($\varkappa = 1$; 2 и т. д.). В случае коротких импульсов сеточного тока большое число гармоник его одинаково. Поэтому слагаемые в (4.46) уменьшаются медленно, и фазовый сдвиг может быть большим, если только постоянная времени $\tau_{\text{см}}$ недостаточна.

Поправку (4.46) удобно записать в виде, подобном (4.42) — (4.43), т. е. выделим в явном виде затухание контура. Для этого поделим и умножим правую часть (4.46) на постоянную времени контура первого каскада и выразим последнюю через его затухание. Тогда

$$\Phi_{=} = \delta_1 \frac{\tau_{\text{а}}}{\tau_{\text{см}}} n F_n (\theta; \theta_{\text{c}}). \qquad (4.47)$$

Входящая в (4.47) функция F_n отражает зависимость фазы от режима каскада и соответствует фазе, приведенной ко входу каскада:

$$F_n (\theta; \theta_{\text{c}}) = \frac{\cos \theta_{\text{c}}}{2n} \sum_{\varkappa=1}^{\infty} \frac{1}{\varkappa} \left(\frac{I_\varkappa}{I_0} \right)_{\text{сет}} \frac{U_2 (S_{n-\varkappa} - S_{n+\varkappa})}{I_{\text{а}n}}.$$

Ряд можно просуммировать методом, описанным в [58], и получить выражение для F_n в замкнутой форме. График функции F_n ($\cos\theta$) показан на рис. 4.5. Существенно, что эта функция имеет участки с горизонтальной касательной. Работа с углами отсечки, соответствующими этим участкам, выгодна с точки зрения стабильности фазы, так как величина F_n здесь мало меняется при изменении угла отсечки. В общем же кривые имеют достаточно крутые участки, и для уменьшения фазового сдвига следует выбирать $\tau_{\text{см}} \gg \tau_{\text{а}}$. При этом, однако, следует помнить, что $\tau_{\text{см}}$ должно быть достаточно мало, чтобы смещение можно было считать безынерционным по отношению к пульсациям. Обычно одновременное выполнение этих требований не представляет трудностей.

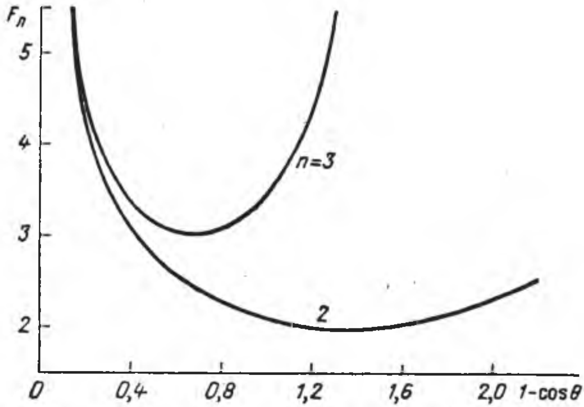


Рис. 4.5. Зависимости функции $F_n(\theta)$, пропорциональной фазовому сдвигу из-за неидеальной фильтрации в цепи смещения, от угла отсечки.

Поскольку множителем в правой части (4.47) стоит постоянная времени контура, уменьшающаяся с ростом частоты, то величина фазовых поправок уменьшается

Сравнение причин

ω_0	C_1	$\dfrac{\tau_a}{\tau_{см}}$	Q_1
$2\pi 10^5$ *гц*	10^3 *пф*	1	30
			100
$2\pi 10^7$ *гц*	10 *пф*	0,1	30
			100

с ростом номера каскада. Поэтому вклад последующих каскадов мал, и при расчете коэффициента нестабильности фазы можно учитывать лишь вход второго каскада.

Обычным способом получим

$$\psi_{=} = \delta_1 \frac{1}{n_1} \frac{\tau_a}{\tau_{см}} \left| \frac{\partial F_n}{\partial(-\cos\theta)} \frac{d(-\cos\theta)}{dU_2} \times \right.$$

$$\left. \times U_2 p \frac{\alpha_n(p-1;\,\theta)}{\alpha_n(p;\,\theta)} \frac{D_э E_э}{|E'_ю|} \right|. \qquad (4.48)$$

Полная производная от косинуса угла отсечки по амплитуде, как и раньше, означает, что при расчете ее необходимо учитывать изменение смещения. В частности, из (4.44) при угле отсечки $\theta = 90°$ находим

$$\frac{d(-\cos\theta)}{dU_2} = -\frac{1}{U_2}.$$

Далее из рис. 4.5 при $n = 2$ и $\theta = 90°$ графически находим

$$\frac{\partial F_n}{\partial(-\cos\theta)} = -0{,}8.$$

Теперь (4.48) дает

$$\psi_{=} = 0{,}8\delta_1 \frac{\tau_a}{\tau_{см}}.$$

Сравним между собой величину трех приведенных выше коэффициентов нестабильности. Будем считать, что частота сети $(\Omega/2\pi) = 50$ *гц*, «холодная» емкость лампы $C_х = 5$ *пф*, а число каскадов $K = 10$. Расчет дает величины, приведенные в табл. 2.

Таблица 2

нестабильности фазы

$\psi_{ин}$	ψ_c	$\psi_{=}$
$2{,}4\cdot10^{-2}$	$1{,}7\cdot10^{-3}$	$2{,}7\cdot10^{-2}$
$8\cdot10^{-2}$	$5\cdot10^{-4}$	$8\cdot10^{-3}$
$2{,}4\cdot10^{-4}$	$1{,}7\cdot10^{-1}$	$2{,}7\cdot10^{-3}$
$8\cdot10^{-4}$	$5\cdot10^{-2}$	$8\cdot10^{-4}$

Как видно из таблицы, в случае низких входных частот ($\sim 10^5$ *гц*) и больших добротностей контура ($Q \sim 100$) основной является инерционная поправка на фазу. Возможно, в этом состоит одна из причин того, что в [43] не удалось создать УЧ, стабильно работающий при частотах на входе порядка 100 *кгц*. Чтобы подтвердить такое предположение, сформулируем требования на пульсации источника экранного напряжения в УЧ, подобных [43]. Длина волны на выходе УЧ равнялась нескольким сантиметрам, т. е. частота на выходе имела порядок 10^4 *Мгц*. При частоте на входе 0,1 *Мгц* общая кратность умножения достигает, таким образом, $N = 10^5$. Пульсации напряжения экранных сеток первых каскадов приводят к пульсациям фазы на выходе, причем основной вклад вносит инерционная нестабильность. В соответствии с табл. 2 примем значение коэффициента $\psi_{\text{ин}} \sim 10^{-1}$. Тогда согласно определению (В.4) для пульсаций фазы на выходе имеем

$$\Delta\varphi_{\text{вых}} = N\psi_{\text{ин}} m_{\text{э}}.$$

Будем считать, что допустимое значение пульсаций фазы на выходе равно $\Delta\varphi_{\text{вых}} = 1^\circ \simeq 10^{-2}$ *рад*. Это дает

$$10^{-2} = 10^5 \cdot 10^{-1} m_{\text{э}},$$

откуда $m_{\text{э}} \simeq 10^{-6}$.

Итак, уровень пульсаций для УЧ подобного типа должен быть порядка 120 *дб*, что является достаточно жестким требованием. Очевидно также, что подобный УЧ должен быть достаточно хорошо экранирован, чтобы избежать всевозможных высокочастотных и низкочастотных наводок.

Необходимо также учитывать пульсации, порожденные цепями накала. Возможно, что такие пульсации будут больше рассмотренных выше, т. е. улучшение источника питания экранной сетки не приведет к стабилизации фазы. В этом случае необходимо отказаться от питания накала переменным напряжением и перейти к постоянному. К сожалению, выяснить это и сформулировать соответствующие требования на источник питания цепи накала не представляется возможным из-за отсутствия в литературе необходимых данных по электронным лампам.

Вернемся к табл. 2. Из нее видно, что при входных частотах порядка 10 *Мгц* и более основной вклад дает входная емкость ламп. Поправку, получающуюся за счет фильтрации в цепях постоянного тока, всегда можно сделать меньше поправок от двух первых причин. Для этого достаточно выбрать $\tau_{см} > 10\tau_а$ или с запасом $\tau_{см} = (10 \div 100)\ \tau_а$.

При выборе емкости цепи автосмещения следует помнить, что постоянная времени ее должна быть достаточно мала по сравнению с периодом модуляции, т. е. $\tau_{см}\Omega < 1$.

Конечно, приведенные здесь расчеты являются ориентировочными. Их можно повторить применительно к другим источникам нестабильностей и выбрать необходимые соотношения между параметрами. При этом достаточно ограничиться расчетом нестабильностей, даваемых лишь первым каскадом (кроме емкостей). Учет последующих каскадов хотя и дает количественные поправки, но не приводит к качественным изменениям.

В заключение главы остановимся коротко на вопросе о том, чем отличается УЧ на пентодах, например, от УЧ на транзисторах. Ранее в § 1.5 мы отмечали, что транзистор обладает заметной инерционностью в рабочем диапазоне частот. Следствием этого является значительная величина фазы выделяемой n-й гармоники (см. рис. 1.24), которая составляет несколько радиан на рабочих частотах. Вместе с тем, все рассмотренные выше компоненты фазы гармоники в УЧ на пентодах (4.42); (4.43); (4.48) можно записать в виде произведения $\delta \cdot F$, где δ — затухание контура, а F — некоторая функция параметров, имеющая порядок единицы. Таким образом, в УЧ на транзисторах фаза гармоники тока примерно на два порядка (в Q раз) больше, чем в УЧ на пентодах. Можно считать, что пульсации фазы в УЧ на транзисторах будут примерно во столько же раз больше, во сколько больше сама фаза.

Отсюда следует, что если пульсации напряжения на электродах транзистора будут достигать 120 *дб* (10^{-6}), то указанная выше пульсация фазы $\Delta\varphi_{вых} = 1°$ получится при кратности умножения $N = 10^3$, а не 10^5, как в УЧ на пентодах. При кратности умножения $N = 10^2$ допустимы пульсации напряжения на электродах порядка 10^{-5} и т. д.

Конечно, такие расчеты являются грубо ориентировочными. Уточнить их можно, используя систему уравнений § 4.1. Для нас они важны потому, что позволяют сравнить УЧ на транзисторах и пентодах. Как видим, УЧ на транзисторах при тех же условиях имеют значительно большие пульсации фазы, чем УЧ на пентодах, хотя в будущем с улучшением частотных свойств транзисторов эта разница и должна стереться.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ПАРАМЕТРЫ КОАКСИАЛЬНОГО КОНТУРА СВЧ ДИАПАЗОНА

Конструкции контуров, применяемых для связи двух последовательных каскадов УЧ на триодах с заземленной сеткой, описаны в [10, 11]. Эти контуры представляют собой коаксиальную линию, к которой с одной стороны подключен промежуток анод — сетка лампы k-го каскада, а с другой — промежуток катод — сетка лампы следующего каскада (емкости C_1 и C_2 соответственно).

В § 1.1 отмечалось, что контур с сосредоточенными параметрами характеризуется тремя величинами: резонансной частотой ω_p, характеристическим сопротивлением ρ, добротностью Q. Кроме того, если контур служит для связи с нагрузкой, то на нагрузку подается только часть напряжения с контура. В связи с этим следует ввести еще одну характеристику, которую назовем коэффициентом трансформации μ.

Контур с распределенными параметрами имеет бесконечное число собственных частот. Однако вблизи каждой из них он эквивалентен контуру с сосредоточенными параметрами. В приложении получены выражения, позволяющие рассчитать параметры ω_p, μ, ρ такого контура. Расчет добротности Q крайне затруднителен и связан с большими ошибками. Поэтому будем просто считать ее известной хотя бы из эксперимента.

Введем электрическую длину линии $\alpha = 2\pi \frac{l}{\lambda} = \frac{\omega}{v} l$, ($v$ — скорость света; λ — длина волны) и проводимости $j\omega C_1$, $j\omega C_2$, включенные на входе и выходе ее.

Для расчета параметров эквивалентного контура запишем входной, выходной и взаимный импедансы указанного контура, состоящего из линии и емкостей C_1 и C_2:

$$z_{вх} = \frac{W}{j} \frac{1 - W\omega C_2 \operatorname{tg}\alpha}{W\omega(C_1 + C_2) + (1 - W^2\omega^2 C_1 C_2)\operatorname{tg}\alpha},$$

$$z_{вых} = \frac{W}{j} \frac{1 - W\omega C_1 \operatorname{tg}\alpha}{W\omega(C_1 + C_2) + (1 - W^2\omega^2 C_1 C_2)\operatorname{tg}\alpha}, \qquad (П.1)$$

$$z_{вз} = \frac{W}{j} \frac{1/\cos\alpha}{W\omega(C_1 + C_2) + (1 - W^2\omega^2 C_1 C_2)\operatorname{tg}\alpha}.$$

На резонансной частоте импедансы четырехполюсника обращаются в бесконечность, т. е. приравнивая нулю знаменатели в (П.1), получим характеристическое уравнение

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{W\omega(C_1 + C_2)}{W^2\omega^2 C_1 C_2 - 1}. \qquad (П.2)$$

Если элементы контура заданы и требуется отыскать резонансную длину волны, то решение (П.2) можно провести графически. Для этого выразим проводимости емкостей через электрическую длину линии:

$$W\omega C_1 = \varkappa_1\alpha, \quad W\omega C_2 = \varkappa_2\alpha,$$

где

$$\varkappa_1 = \frac{C_1}{C_п l}; \quad \varkappa_2 = \frac{C_2}{C_п l},$$

а $C_п = 1/Wv$ — погонная емкость линии.

Теперь (П.2) переходит в

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{(\varkappa_1 + \varkappa_2)}{\varkappa_1\varkappa_2\alpha^2 - 1}$$

или, что то же,

$$\operatorname{ctg}\alpha = \frac{\varkappa_1}{\varkappa_1 + \varkappa_2}\alpha - \frac{1}{\varkappa_1 + \varkappa_2}\frac{1}{\alpha}.$$

Полученное уравнение имеет бесконечное число решений, однако для нас представляют интерес лишь два первых, соответствующих работе линии на основном тоне и первом обертоне.

Коэффициент трансформации контура равен отношению напряжений на емкости C_1 и C_2 на холостом ходу, т. е.

$$\mu = \frac{z_{вз}}{z_{вх}} = \frac{z_{вых}}{z_{вз}}$$

или, используя (П.1),

$$\mu = \cos\alpha - W\omega C_1 \sin\alpha = \frac{1}{\cos\alpha - W\omega C_2 \sin\alpha}. \qquad (П.3)$$

Нетрудно проверить, что оба эти определения тождественны, если условие резонанса (П.2) выполнено.

Выражения (П.3) не удобны тем, что из них не очевиден знак коэффициента трансформации μ. Поэтому преобразуем их к другому виду, более удобному с этой точки зрения. Выразим $\cos\alpha$ через $\sin\alpha$, используя (П.2):

$$\cos\alpha = \frac{W^2\omega^2C_1C_2-1}{W\omega(C_1+C_2)}\sin\alpha.$$

Подставляя $\cos\alpha$ во второе равенство (П.3) и собирая подобные, получим

$$\mu = -\frac{1+W^2\omega^2C_1^2}{W\omega(C_1+C_2)}\sin\alpha.$$

Поскольку проводимости емкостей $\omega C_1 > 0$ и $\omega C_2 > 0$, то знак коэффициента трансформации противоположен знаку $\sin\alpha$. Таким образом, при работе на основном тоне ($\alpha < \pi$) коэффициент трансформации отрицателен, а при работе на первом обертоне ($\alpha > \pi$) положителен.

Для модуля коэффициента трансформации можно получить еще одно, более удобное выражение. В самом деле, выражая модуль $\sin\alpha$ через $\operatorname{tg}\alpha$ и используя (П.2), можно получить

$$|\mu| = \sqrt{\frac{1+(W\omega C_1)^2}{1+(W\omega C_2)^2}}.$$

Из всех этих определений для коэффициента трансформации следует, что при заданной величине его обе емкости C_1 и C_2 не могут быть выбраны произвольно. Соотношение между ними должно быть таким, чтобы на заданной частоте обеспечивать заданный коэффициент трансформации.

Перейдем, наконец, к характеристическому сопротивлению эквивалентного контура. Чтобы вывести выражение для него, рассмотрим сначала обычный LC-контур без потерь. Импеданс его равен

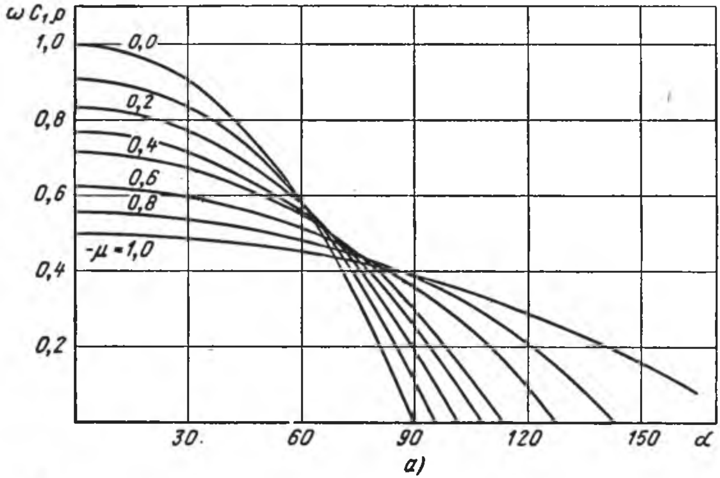
$$z = \frac{j\omega L\,\dfrac{1}{j\omega C}}{j\omega L+\dfrac{1}{j\omega C}} = \frac{\rho}{j\left(\dfrac{\omega}{\omega_p}-\dfrac{\omega_p}{\omega}\right)},$$

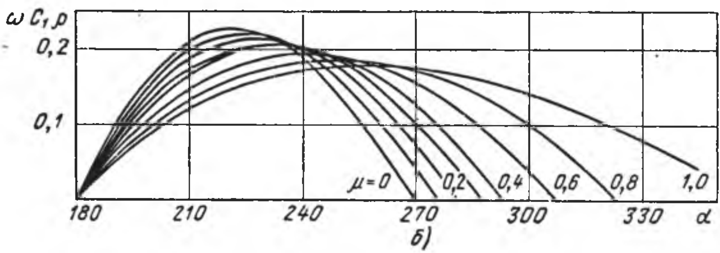
где $\omega_p = 1/\sqrt{LC}$ — резонансная частота, а $\rho = \sqrt{L/C}$ — характеристическое сопротивление контура.

Вблизи резонансной частоты $(\omega = \omega_p + \Delta\omega)$ имеем $z \simeq \rho \Big/ \left(j \frac{2\Delta\omega}{\omega_p}\right)$ и, значит,

$$\rho = \lim_{\Delta\omega \to 0} j \frac{2\Delta\omega}{\omega_p} z(\omega). \qquad (\text{П}.4)$$

Используя (П.4), можно найти характеристическое сопротивление контура, эквивалентного нашему. Для этого





Зависимость нормированного (отнесенного к импедансу емкости C_1) характеристического сопротивления эквивалентного контура от электрической длины линии для основного тона (*а*) и первого обертона (*б*).

заменим в (П.4) $z(\omega)$ на $z_{\text{вх}}(\omega)$ из (П.1) и устремим $\Delta\omega \to 0$. Переход к пределу приводит к появлению производной знаменателя по частоте. Итак,

$$\rho = \frac{2W}{\omega} \frac{1 - W\omega C_2 \operatorname{tg} \alpha}{\frac{d}{d\omega}\left[W\omega (C_1 + C_2) + (1 - W^2\omega^2 C_1 C_2) \operatorname{tg} \alpha\right]}. \qquad (\text{П}.5)$$

При вычислении производной необходимо помнить, что электрическая длина линии α пропорциональна частоте. Поэтому производная равна

$$W(C_1+C_2)-2W\omega C_1C_2\operatorname{tg}\alpha+\frac{1-W^2\omega^2C_1C_2}{\cos^2\alpha}\frac{l}{v}.$$

Подставив ее в (П.5) и умножая знаменатель на ω, запишем

$$\rho=\frac{2W(1-W\omega C_2\operatorname{tg}\alpha)}{W\omega(C_1+C_2)-2W^2\omega^2C_1C_2\operatorname{tg}\alpha+(1-W^2\omega C_1C_2)\dfrac{\alpha}{\cos^2\alpha}}. \quad (\text{П}.6)$$

Как уже отмечалось, емкости должны выбираться так, чтобы обеспечить заданный коэффициент трансформации контура. Поэтому входящие в (П.6) проводимости емкостей выразим через коэффициент трансформации (П.3)

$$W\omega C_1=\frac{\cos\alpha-\mu}{\sin\alpha}, \quad W\omega C_2=\frac{\cos\alpha-\mu^{-1}}{\sin\alpha}.$$

Подставляя их в (П.6) и приводя подобные, получим

$$\rho=\frac{-W\sin^2\alpha}{\mu[(1-u\cos\alpha)\sin\alpha+(\cos\alpha-u)\alpha]}, \quad (\text{П}.7)$$

где

$$u=\frac{1}{2}\left(\mu+\frac{1}{\mu}\right).$$

Но поскольку

$$W=\frac{1}{\omega C_1}\frac{\cos\alpha-\mu}{\sin\alpha},$$

то вместо (П.7) можно записать

$$\omega C_1\rho=\frac{\sin\alpha\left(1-\dfrac{1}{\mu}\cos\alpha\right)}{(1-u\cos\alpha)\sin\alpha+\alpha(\cos\alpha-u)}. \quad (\text{П}.8)$$

График зависимости $\omega C_1\rho$ от электрической длины линии α для разных коэффициентов связи μ показан на рисунке. Используя этот график, можно сравнительно легко рассчитать параметры эквивалентного контура.

ЛИТЕРАТУРА

1. Евтянов С. И. Радиопередающие устройства. Связьиздат, 1950.
2. Нейман М. С. Курс радиопередающих устройств. Изд-во «Советское радио», 1965.
3. Жаботинский М. Е., Свердлов Ю. Л. Основы теории и техники умножения частоты. Изд-во «Советское радио», 1964.
4. Ризкин И. Х. Умножители и делители частоты. Изд-во «Связь», 1966.
5. Григулевич В. И., Иммореев И. Я. Радиоимпульсное преобразование частоты. Изд-во «Советское радио», 1966.
6. Евтянов С. И. Переходные процессы в приемно-усилительных схемах. Связьиздат, 1948.
7. Бруевич А. Н., Евтянов С. И. Аппроксимация нелинейных характеристик и спектры при гармоническом воздействии. Изд-во «Советское радио», 1965.
8. Линде Д. П. Основы расчета ламповых генераторов СВЧ. Госэнергоиздат, 1959.
9. Плодухин Б. В. Коаксиальные диапазонные резонаторы. Изд-во «Советское радио», 1956.
10. Корчагина Е. П. Усилитель на частоте 500 *Мгц* с заземленной сеткой. ЦНИИС Министерства связи СССР, Государственное издательство по вопросам связи и радио, 1948.
11. Терентьев С. Н., Картавых В. Ф. Триодные передатчики дециметровых волн. Гостехиздат УССР, Киев, 1962.
12. Евтянов С. И. Ламповые генераторы. Изд-во «Связь», 1967.
13. Page C. H. Harmonic Generator with Ideal Rectifiers. Proc. IRE, 1958, v. 46, № 10, p. 1738.
14. Бруевич А. Н. Об умножении частоты на триоде с заземленной сеткой и на диоде. «Радиотехника и электроника», 1967, т. XII, № 4, стр. 717.
15. Ohl R. S. and oth. The Review of Scientific Instruments, 1959, v. 30, N 9, p. 765.
16. Manly I. M., Rowe H. E. Some General Properties of Nonlinear Elements, pt. I, General Energy Relations, Proc. IRE, 1956, v. 44, № 7, p. 904.
17. Вальд-Перлов В. М. Анализ умножителя частоты на нелинейной емкости. Сборник статей «Полупроводниковые приборы и их применение». Изд-во «Советское радио», 1964, вып. 11, стр. 59.

18. Рабинович-Визель А. А., Герценштейн М. Е. Умножители частоты на нелинейной емкости диода с резким p-n переходом. «Радиотехника», 1963, т. 8, № 12, стр. 2055.
19. Петров Б. Е. Умножители частоты на нелинейной емкости p-n перехода. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред Я. А. Федотова, вып. 10. Изд-во «Советское радио», 1963, стр. 360.
20. Красноголовый Б. И. Двухконтурные умножители частоты на нелинейной емкости. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 11. Изд-во «Советское радио», 1964, стр. 71.
21. Jonson K. M. Large Signal Analysis of a Parametric Harmonic Generator. IRE Trans., MTT-8, 1960, № 5, p. 525.
22. Парыгин В. Н., Манешин Н. К. Умножение частоты на диффузионной емкости. «Радиотехника и электроника», 1966, т. XI, № 7, стр. 1275.
23. Богачев В. М., Кунина С. Л., Петров Б. Е., Попов И. А. Расчет каскадов полупроводниковых передатчиков. Изд-во МЭИ, 1964.
24. Богачев В. М., Бруевич А. Н. Гармонический анализ токов транзистора на высоких частотах. Изд-во МЭИ, 1967.
25. Бруевич А. Н. Спектры в умножителях частоты. «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, № 7, стр. 1082.
26. Евтянов С. И., Капранов М. В. О процессах в умножителях частоты высокого порядка. «Радиотехника», 1961, т. 16, № 6.
27. Бруевич А. Н. Работа каскадов умножителя с большими углами отсечки. «Электросвязь», 1963, № 12.
28. Эфрусси И. Я. Приближенный расчет относительной мощности паразитных излучений УКВ передатчиков. «Электросвязь», 1957, № 8.
29. Гельфонд А. О. Исчисление конечных разностей. Гостехиздат, 1952.
30. Клюмель М. З. Метод исследования фазовой устойчивости умножителей частоты. ПТЭ, 1957, № 1.
31. Клюмель М. З. Экспериментальное исследование фазовой устойчивости умножителей частоты и уширение спектральной линии. «Измерительная техника», 1957, № 4.
32. Клюмель М. З. Фазоустойчивость умножителей частоты. «Измерительная техника», 1958, № 1.
33. Olivier M. M. Etude de l'instabilite en phase d'une chaine de multiplication de frequence. J. Physique et Radium, 1960, v. 21, № 4.
34. Shaull J. M. Frequency Multipliers and Converters for Measurment and Controll. Teletech and Electronic Industries, 1955, № 4.
35. Karla S. N., Woods E. J. Phase Stabilyty of Frequency Multipliers. Proc. IRE, 1957, v. 45, № 1.
36. Saburi J. and oth. Phase Variations in the Frequency Multiplier. J. Radio Res. Lab., 1963, v. 10, III, N 48, p. 137—175.
37. Самойло К. А., Таланина М. В. Дополнительная погрешность измерения разности фаз, возникающая в умножителях частоты. «Труды МЭИ», Радиотехника, вып. XXXI, стр. 55.

38. Аршинов С. С. Температурная стабильность частоты ламповых генераторов. Госэнергоиздат, 1952.
39. Бонч-Бруевич А. М., Широков В. И. Некоторые вопросы фазовых измерений. ЖТФ, 1955, № 10.
40. Медведев В. И. Одноканальный фазометр с умножителем частоты. ПТЭ, 1960, № 3.
41. Медведев В. И., Сорокин А. С. Одноканальный фазометр с умножителем частоты. НДВШ, серия физ. мат., 1959, № 2.
42. Жаботинский М. Е., Сверчков Е. И. Метод измерения малых фазовых углов. ПТЭ, 1956, № 3.
43. Essen L., Hope E. G., Parry J. V. L. Circuits Employed in the NPL Caesium Standard. Proc. IEE, pt. B., 1959, v. 106, March, № 26.
44. Hope E. G. The Comparison of Highly Stable Frequency Standards. Proc. IEE, pt B., 1962, № 43.
45. Евтянов С. И., Кулешов В. Н. Флуктуации в автогенераторах. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, № 4.
46. Се Си. Общее характеристическое уравнение для исследования устойчивости стационарного режима автогенераторов. «Радиотехника и электроника», 1958, т. 3, № 6.
47. Андреев В. С., Мазуров М. Е. О некоторых причинах появления паразитной фазовой модуляции в многокаскадных умножителях частоты. «Электросвязь», 1963, № 4.
48. Бруевич А. Н. Паразитная фазовая модуляция в умножителях частоты. «Радиотехника», 1965, т. 20, № 9.
49. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Изд-во «Наука», 1966.
50. Бруевич А. Н. Флуктуации в автогенераторах при периодически нестационарном дробовом шуме. «Радиотехника», 1968, т. 23, № 5.
51. Давенпорт В. Б., Рут В. И. Введение в теорию случайных сигналов и шумов. Изд-во иностранной литературы, 1960.
52. Абрамов Б. М., Тихонов В. И. Экспериментальное исследование шумов ламп и полупроводниковых приборов. «Радиотехника», 1957, т. 12, № 6.
53. Чикин А. И. Фликкер-шум пальчиковых радиоламп. «Известия вузов», Радиофизика, 1960, т. 3, № 3.
54. Шитиков Г. Т. Стабильные диапазонные автогенераторы. Изд-во «Советское радио», 1965.
55. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. Гостехиздат, 1956.
56. Беллюстин С. В. Емкость при стационарном распределении заряда между электродами. «Радиотехника и электроника», 1962, т. VII, № 3, стр. 491.
57. Волин М. Л. Паразитные связи и наводки. Изд-во «Советское радио», 1965.
58. Бруевич А. Н. О неизохронности автогенераторов гармонических колебаний. «Радиотехника», 1964, т. 19, № 5.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ОГЛАВЛЕНИЕ

Алексей Николаевич Бруевич

Умножители частоты

Редакторы *Р. В. Коровин, Э. М. Горелик*
Художественный редактор *В. Т. Сидоренко*
Технический редактор *А. А. Белоус*
Корректоры *Т. Л. Князева, З. Г. Галушкина*

Сдано в набор 28/VIII-69 г.
Подписано в печать 11/III-70 г. Т-05116
Формат $84 \times 108/_{32}$. Бумага типографская № 2
Объем 13,02 усл. п. л. Уч.-изд. л. 13,022
Тираж 10 500 экз. Зак. 1156
Издательство «Советское радио», Москва,
Главпочтамт, п/я 693.

Московская типография № 16 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Москва, Трехпрудный пер., 9
Цена в пер. № 7с 83 коп.

83 коп.