

Справ.

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

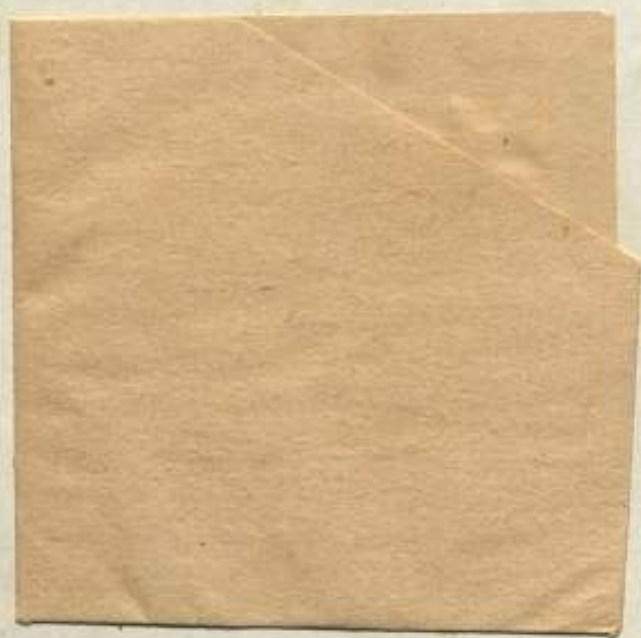
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

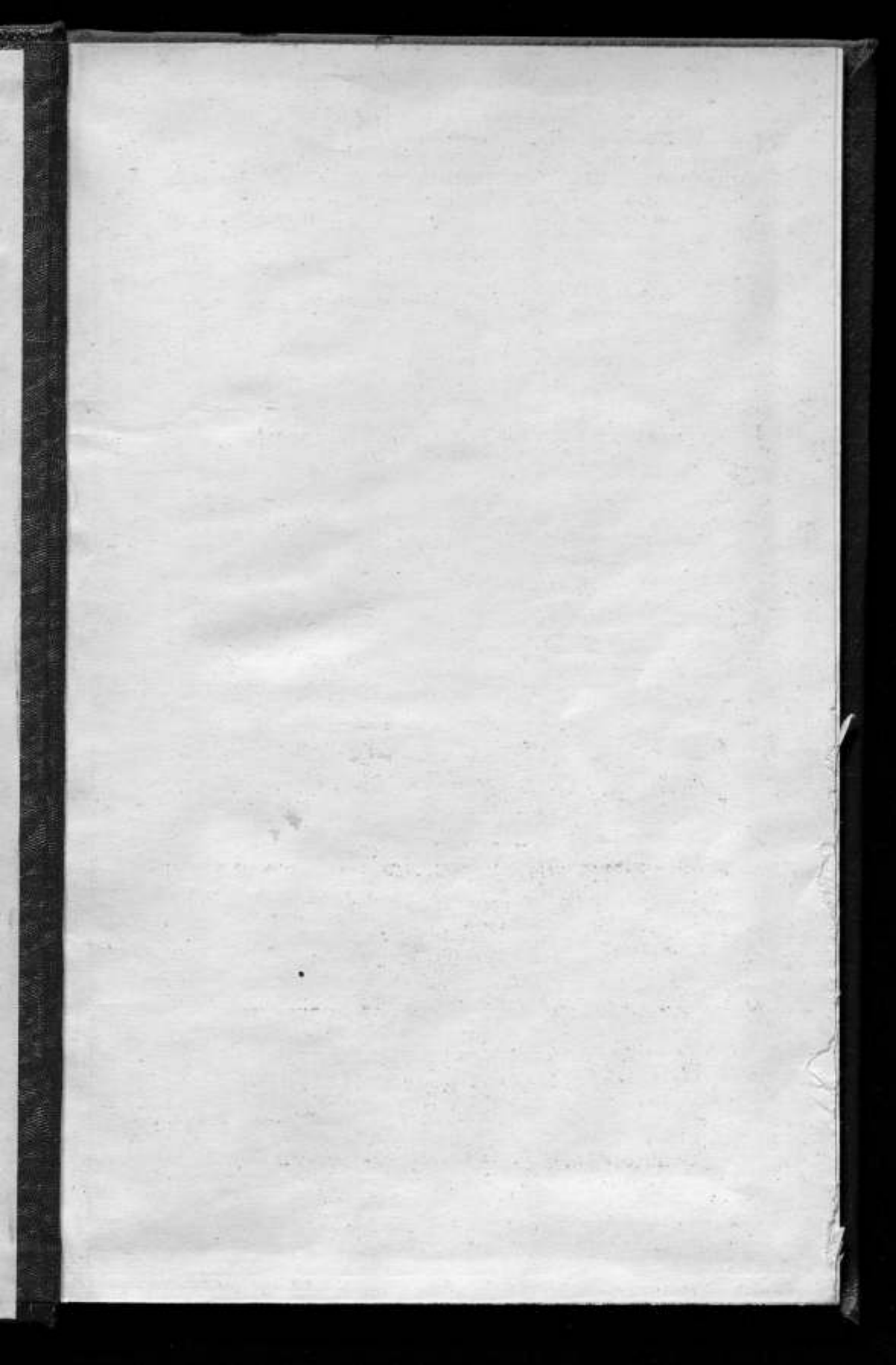
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТЫ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 59(119)

СТАНДАРТГИЗ
МОСКВА — 1962





1820

1820

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
при СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТЫ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 59 (119)

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного научно-исследова-
тельского института метрологии
имени Д. И. Менделеева

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
МОСКВА — 1962

ИГ 8050

*Ответственный редактор выпуска
канд. техн. наук В. Н. Титов*

Редакционная коллегия:

**Г. Д. Бурдун, А. Л. Дуклер, В. И. Ермаков, М. К. Жоховский, Л. М. Закс,
А. И. Константинов, М. П. Орлова, Л. М. Пятигорский, И. Г. Русаков,
Н. А. Сорокин, В. Н. Титов**

ПРЕДИСЛОВИЕ

В сборник вошли статьи, посвященные исследованиям в области определения, измерения и получения высокостабильных частот, которые были проведены отделом службы времени и частоты Всесоюзного научно-исследовательского института физико-технических и радиотехнических измерений в 1959—1960 гг. В сборник включены также статьи, посвященные вопросам конструирования и изготовления аппаратуры кварцевых часов.

Сборник состоит из пяти разделов.

В первом разделе рассмотрены вопросы определения и измерения частоты, а также вопросы возникновения погрешностей при ее преобразовании.

Второй раздел посвящен исследованию свойств высокостабильных кварцевых резонаторов.

В третьем разделе описаны отдельные узлы аппаратуры, применяемой в кварцевых часах.

Четвертый раздел содержит описания исследований флуктуационных явлений в кварцевом генераторе.

Пятый раздел посвящен вопросам использования молекулярных генераторов в службе времени и частоты, а также теоретическому исследованию процессов, происходящих в молекулярном генераторе.

DECLARATION

I hereby certify that the foregoing is a true and correct copy of the original as the same appears in the records of the Board of Health of the City of New York, and that the same has been compared with the original and found to be a true and correct copy.

Witness my hand and the seal of the Board of Health of the City of New York, this _____ day of _____, 19____.

Secretary of the Board of Health of the City of New York

М. З. Ключель

НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ЧАСТОТЫ, ВНОСИМАЯ УМНОЖИТЕЛЯМИ ЧАСТОТЫ В СВЯЗИ С ФЛИКЕР-ЭФФЕКТОМ

В [1] приводится приближенное решение задачи о естественной нестабильности частоты, вносимой умножителями, причем учитываются флуктуации напряжения в полосе пропускания анодных контуров, а также медленные флуктуации напряжения, выделяемого на цепочке $R_k C_k$ в катодной цепи.

Описанные в [2] эксперименты дают основание предположить, что основное влияние медленных флуктуаций анодного тока связано с обратной связью через цепочку $R_k C_k$.

Ниже приводится расчет, позволяющий оценить величину нестабильности частоты, связанной с фликер-эффектом при наличии цепочки $R_k C_k$.

Согласно [3] спектральная плотность флуктуаций тока лампы равна:

$$\overline{i_f^2} = A f^{-\alpha}, \quad (1)$$

причем величины α и A заключены в следующих пределах:

$$1 < \alpha < 2; 10^{-10} < A < 10^{-14}.$$

Наиболее вероятное значение $\alpha \approx 1$ [4].

Итак, полагаем

$$\overline{i_f^2} = \frac{A}{f}.$$

В [4] обосновывается предположение, что закон (1) справедлив до значений частоты $f=0$. Если рассматривать флуктуации тока, связанные с фликер-эффектом, как величину на входе фильтра, а флуктуации напряжения на цепочке $R_k C_k$ как величину на выходе, то согласно [5] спектральная плотность флуктуаций напряжения выразится:

$$\overline{U_\omega^2} = \overline{i_\omega^2} |k(j\omega)|^2 = \frac{2\tau A}{\omega} \cdot \frac{R^2}{1 + \omega^2 R^2 C^2}. \quad (2)$$

Так как

$$k(j\omega) = \frac{R_k}{1 + j\omega R_k C_k}$$

(в первом приближении можно рассчитывать интенсивность флуктуаций, пользуясь средним значением тока через лампу).

Согласно формуле (4) [2], напряжение, связанное с фликер-эффектом, модулирует фазу выходного колебания по закону:

$$U_{нх} = U_0 \cos(\omega_0 t + k U_\phi), \quad (3)$$

где в данном случае $U_\phi = U_{нх}$; k — соответствующий коэффициент пропорциональности.

Рассчитаем теперь величину среднего квадрата приращения фазы за интервал времени τ

$$\overline{(\Delta\varphi)^2} = \overline{(\Delta k U_\phi)^2} = \overline{(\Delta k \chi)^2} = k^2 \overline{(\Delta U_\phi)^2}$$

На основании работы [6]*, следует:

$$\overline{(\Delta U_\phi)^2} = 4 \int_0^\infty W_v(F) \frac{\sin^2 \frac{\omega\tau}{2}}{\omega^2} dF, \quad (4)$$

где $\omega = 2\pi F$;

$W_v(F)$ — спектральная плотность среднего квадрата величины $\frac{dU_\phi}{dt}$.

Так как очевидно, что $W_v(F) = \overline{U_\phi^2} \omega^2$, то согласно выражению (2) имеем:

$$W_v(F) = \frac{4\pi^2 AR_k^2 F}{1 + 4\pi^2 R_k C_k F^2} \quad (5)$$

$$(\Delta k \chi)^2 = k^2 (\Delta U_\phi)^2 = 4k^2 AR_k^2 \int_0^\infty \frac{\sin^2 \pi\tau F}{(1 + CF^2) F} dF \quad (6)$$

где $C = 4\pi^2 R_k C_k$.

Формула (6) дает для нестабильности частоты величины, примерно на полтора порядка превышающие величины, полученные при грубой оценке по формулам для естественной нестабильности [2].

При достаточной постоянной времени цепочки действие рассмотренного эффекта может быть уменьшено.

Однако влияние фликер-эффекта сохранится из-за модуляции им пространственного заряда.

Не исключена возможность, что в некоторых случаях для устранения этих явлений может оказаться целесообразным отказаться от ламп с оксидным катодом.

Статья поступила в февраль 1959 г.

Литература

1. М. З. Ключев. Измерительная техника, № 1, 1958, стр. 58—62.
2. М. З. Ключев. Измерительная техника, № 4, 1957, стр. 85—89.
3. А. Н. Малахов. Радиотехника и электроника, № 4, 1957, стр. 438—49.
4. А. Н. Малахов. Радиотехника и электроника, № 1, 1959.
5. В. И. Бунимович. Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах, М., 1951.
6. В. С. Троицкий. Радиотехника и электроника, № 6, 1956, стр. 818—30.

* Последующее выражение можно легко получить и непосредственным расчетом.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЧАСТОТЫ НЕСТРОГО ГАРМОНИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА В СВЯЗИ С ИЗМЕРЕНИЕМ ЧАСТОТ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Значение некоторой физической величины $x(t)$, совершающей гармонические колебания, определяется, как известно, выражением:

$$x(t) = a \sin(\omega t + \psi), \quad (1)$$

где амплитуда a , круговая частота ω и начальная фаза ψ — постоянные величины.

Для процессов, которые лишь приближенно можно считать гармоническими, закон изменения переменной величины $x(t)$ может быть представлен в виде:

$$x(t) = a(t) \cdot \sin[\omega t + \psi(t)], \quad (2)$$

где амплитуда $a(t)$ и фаза $\psi(t)$ уже не являются постоянными величинами.

Заданная в некотором интервале времени функция $x(t)$ с помощью преобразования Фурье может быть представлена спектром $\chi(\omega)$, т. е. для нестрого гармонического процесса определенной частоты в обычном ее понимании не существует. Только в том случае, когда в рассматриваемом интервале времени величины $a(t)$ и $\psi(t)$ изменяются настолько мало, что их приближенно можно считать постоянными, величина ω из формулы (2) приобретает смысл частоты.

В более общем случае частота не может быть измерена сколь угодно точно, так как ее определение содержит допущение постоянства амплитуды и фазы, чего нет на самом деле. В ряде случаев такого допущения делать нельзя.

Полное описание процесса может быть произведено двумя способами: временным, т. е. заданием состояния $x(t)$ в функции от времени, или спектральным, то есть заданием $\chi(\omega)$. Оба способа равноценны, хотя во многих случаях удобнее пользоваться первым.

При решении ряда практических задач нет необходимости, а часто нет и возможности обеспечить полное описание процесса. Иногда оказывается достаточным ограниченное рассмотрение процесса, например, рассмотрение с точки зрения его повторяемости, причем можно условиться в качестве меры взять число нулей, принимаемых величиной $x(t)$ за единицу времени, когда эта величина, например, возрастает или убывает, или число максимумов или минимумов, или, вообще говоря, любую другую величину, характеризующую повторяемость процесса. Очевидно, что в результате подобного выбора этой величины мы получаем усредненную характеристику, лишь частично описывающую рассматриваемый процесс в некотором интервале времени, причем характер усреднения задается наперед самим определением и осуществляется в процессе измерения, всегда связанного явно или неявно с этим интервалом времени [1, 2].

Иногда делаются попытки избежать зависимости «частоты» от интервала времени измерения. С этой целью вводят понятие «мгновенной» частоты, что в ряде случаев, например, при изучении частотной или фазовой модуляции оказывается весьма целесообразным.

Под «мгновенной» частотой обычно понимают [3, 4, 5] производную по времени t фазы $\varphi(t) = \omega t + \psi(t)$, т. е.

$$\omega_{\text{мгн}} = \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (3)$$

Представление нестрого гармонического процесса в виде $a(t) \sin \varphi(t)$ не является однозначным. Фаза $\varphi(t)$ и «мгновенная» частота $\frac{d\varphi}{dt}$ имеют определенные значения только в том случае, если закон изменения амплитуды со временем $a(t)$ предполагается заданным, иными словами, закон изменения «мгновенной» частоты со временем не дает описания колебательного процесса, если одновременно при этом не дается закона изменения амплитуды со временем, что далеко не всегда может быть сделано.

Возникшая в связи с этим дискуссия [6, 7, 8] по поводу правильности изложенного выше определения «мгновенной» частоты привела к поискам других ее определений. Автор сообщения [6] считает, что под «мгновенной» частотой надо понимать частоту такого периодического процесса $x_0(t) = a_0 \sin(\omega t + \psi_0)$, который в момент времени t в наибольшей мере приближается к нестрого периодическому процессу $x(t)$, т. е. кривые $x_0(t)$ и $x(t)$ имеют точку касания второго порядка. Тогда:

$$\omega_{\text{мгн}} = \sqrt{-\frac{x''(t)}{x(t)}} \quad (4)$$

Несмотря на однозначность такого определения оно не имеет практической ценности, так как заведомо непериодическая функция согласно этому определению может иметь частоту в то время, как строго периодическая функция не имеет вещественной частоты, если $\text{sign } x(t) = \text{sign } x''(t)$.

Как уже упоминалось, в тех случаях, когда амплитуде практически может быть приписан определенный закон изменения, «мгновенная» частота из формулы (3) определяется однозначно. Если на протяжении нескольких периодов колебания величины $a(t)$ и $\psi(t)$ изменяются так медленно, что могут считаться постоянными*, то «мгновенная» частота есть не что иное, как частота гармонического колебания, совпадающего в рассматриваемом интервале времени с нестрогим гармоническим колебанием. В этом случае «мгновенная» частота, вычисленная по формуле (3), приобретает определенный физический смысл [9].

Измерение всякой физической величины всегда требует некоторого времени; на протяжении этого времени измеряемая величина усредняется. Способ усреднения и интервал времени усреднения могут зависеть как от метода измерения и измерительной аппаратуры, так и от тех характеристик, которые необходимо получить в результате измерения.

Измерение частоты также дает величину, усредненную за время измерения. При сравнении частот высокостабильных генераторов принято

* Величины $a(t)$ и $\psi(t)$ можно считать меняющимися медленно, если изменения этих величин малы за период колебания, т. е. $\frac{da(t)}{dt} \cdot T \ll a(t)$ и $\frac{d\psi(t)}{dt} \ll \omega$. Другими словами спектр флуктуаций амплитуды и фазы находится в области частот значительно более низких, чем несущая частота ω .

измерять среднее в интервале времени (t_1, t_2) значение частоты, определяемое следующим образом*:

$$\omega(t_1, t_2) = \frac{\varphi(t_2) - \varphi(t_1)}{t_2 - t_1}, \quad (5)$$

где $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ — абсолютные значения фазы в начале и конце интервала времени (t_1, t_2) .

Из выражения (5) видно, что определенное таким образом среднее в интервале времени (t_1, t_2) значение частоты определяется разностью фаз колебания в конце и начале интервала времени измерения.

Как нетрудно видеть, такое определение частоты не является однозначным, поскольку не являются однозначными определения фаз в начале и конце интервала времени измерения. Значение средней в интервале времени (t_1, t_2) частоты имеет вполне определенную величину лишь в том случае, когда значения амплитуды в начале и конце интервала времени измерения наперед заданы.

Поскольку в случае нестрого гармонического процесса с медленно меняющейся амплитудой она на протяжении нескольких периодов может считаться постоянной, значение фазы в начале интервала измерения, а также и в его конце определяется однозначно, а стало быть, и средняя в этом интервале частота также имеет однозначную величину.

Определение частоты по формуле (5) перестает быть однозначным в ряде случаев, как например:

а) модулирующая частота близка к несущей;

б) нестабильность частоты значительно больше допустимой погрешности измерения $\Delta\omega$, т. е. $\frac{\Delta\psi}{t} \gg \Delta\omega$;

в) интервал времени измерения частоты соизмерим с периодом колебания или составляет его часть.

В этих случаях отсутствует критерий для выбора значений амплитуды в начале и конце интервала времени измерения, вернее, значения амплитуды и фазы могут быть определены произвольно, отчего значение частоты, усредненное в этом интервале, также произвольно и ни в коем случае не характеризует процесс.

При разработке и исследовании различных современных радиотехнических устройств, связанных с частотной и фазовой модуляцией, часто возникает вопрос о влиянии на работу системы различного вида нестабильностей фазы и частоты, в том числе за весьма малые интервалы времени.

Паразитная быстрая модуляция практически может быть устранена применением инерционного элемента (например, кварцевого фильтра), интегрирующего флуктуации фазы и амплитуды. Это дает возможность избежать неоднозначности в определении частоты.

Если по какой-либо причине инерционный элемент не может быть использован или его применение недопустимо, то условимся под «частотой» такого процесса понимать частоту гармонического колебания (или колебания, признанного образцовым), которая в одинаковых условиях при воздействии на конкретное индицирующее устройство (измерительную установку) приводит к одному и тому же результату.

Конечно, значение частоты, определенной таким образом, всецело зависит от измерительной установки и метода измерения, но для данного

* Это значение частоты иногда называют интегральным, так как оно представляет собой интеграл в интервале (t_1, t_2) от мгновенной частоты, определяемой из формулы (3), отнесенной к величине интервала времени измерений $t_2 - t_1$:

$$\omega(t_1, t_2) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \omega dt}{t_2 - t_1}.$$

устройства она является вполне определенной и однозначной характеристикой.

Итак, в заключение следует сказать, что, поскольку понятие частоты согласно формуле (1) к негармоническому процессу не применимо, определение параметра, характеризующего периодичность такого процесса и условно называемого «частотой», зависит от конкретной задачи, в применении к которой рассматривается данный процесс.

Чтобы закончить рассмотрение вопросов, непосредственно связанных с измерением частоты, необходимо более или менее подробно остановиться на определении стабильности или, вернее, нестабильности частоты.

Термин «стабильность» употребляется обычно в описательном смысле. Зато «нестабильности» дается строгое определение, причем в большинстве случаев разные авторы по-разному определяют эту величину. Рассмотрим важнейшие определения. Под нестабильностью частоты понимают:

а) среднее квадратичное отклонение частоты, усредненной за интервалы времени τ , от среднего значения частоты за интервал времени t , значительно превышающей τ , т. е. $t \gg \tau$. При этом интервалы времени τ должны быть равномерно распределены внутри интервала времени t . При указании нестабильности надо указывать как интервал времени измерения τ , так и интервал усреднения частоты t ;

б) среднюю квадратичную вариацию частоты либо для смежных интервалов времени измерения, либо для интервалов измерения, разделенных друг от друга интервалами времени t , обычно большими, чем интервалы времени измерения τ . И в этом случае одновременно с нестабильностью надо указывать интервалы времени τ и t .

Связь между нестабильностью за интервалы времени τ_1 и t_1 [$\delta(\tau_1, t_1)$] и нестабильностью за интервалы времени τ_2 и t_2 [$\delta(\tau_2, t_2)$] не может быть установлена без знания закона накопления погрешности в механизме, воспроизводящим тот колебательный процесс, частоту которого мы изучаем.

В ряде случаев может оказаться, что нестабильность частоты возрастает с увеличением интервалов усреднения τ и t . Примером могут служить генераторы, имеющие медленный и нерегулярный уход частоты. Такие генераторы имеют небольшую кратковременную и большую долговременную нестабильность.

Для генераторов, частота (фаза) которых возмущается случайными и хаотически действующими причинами, нестабильность, наоборот, уменьшается с увеличением интервалов времени усреднения.

Довольно часто встречающееся в литературе указание нестабильности частоты, даваемые без одновременного указания интервалов усреднения, не могут служить характеристикой колебательного процесса.

Авторы предлагают термин «нестабильность», так же как и термин «стабильность» употреблять только в описательном смысле. В конкретных случаях, в зависимости от того, какая величина рассматривается, употреблять термины «уклонение» или «вариация» с обязательным указанием интервалов усреднения.

Статья поступила в мае 1959 г.

Литература

1. Blaquière Ann. Franc. de Chronometrie, 1956, 10, 2, 15—43.
2. М. З. Клюмель, Кандидатская диссертация, 1957.
3. С. Гольдман, Гармонический анализ, модуляция, шумы, М., 1951.
4. I. R. Carson, T. C. Fry, Bell Syst. Techn. J. 1937, 16, 4, 515—540.
5. Van Der Pol, J. Inst. El. Eng. 1946, 93, 3, № 21, 153—159.
6. I. Shekel, PIRE, 1953, 4, 548.
7. Hüperl, PIRE, 1953, 9.
8. Нок, PIRE, 1953, 12.
9. I. Shekel, PIRE, 1954, 6.

О СПЕКТРАЛЬНОЙ ЧИСТОТЕ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ДВУХКАСКАДНОГО УМНОЖИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ

В работе рассмотрены умножители, действующие по принципу выделения гармоник из искаженного сигнала более низкой частоты. Такого типа умножительные устройства нашли в современной практике наиболее широкое применение.

Принцип действия таких устройств заключается в следующем: исходная частота искажается на нелинейном сопротивлении и с помощью фильтра, достаточно селективного для разделения двух соседних гармоник, выделяется сигнал нужной частоты, поступающий на следующий каскад умножителя. Процесс повторяют N раз. В результате получают частоту f , которая равна:

$$f = f_0 n_1 n_2 \dots n_N,$$

где f_0 — исходная частота;

n_i — коэффициент умножения i -го каскада.

Очевидно, что в зависимости от формы искаженного сигнала интенсивность соответствующих гармоник будет различная. Наиболее удобно для этой цели применять узкие прямоугольные импульсы. В. Ф. Лубенцов и С. М. Охотина показали, что определенным соотношением ширины импульса к периоду их следования можно получить максимальную интенсивность нужной гармоники [1].

Мы будем рассматривать селективные фильтры, имеющие в районе полосы пропускания единственную резонансную частоту, например единичный колебательный контур, камертон, кварцевый элемент и т. д. Для систем, имеющих несколько собственных частот вблизи полосы пропускания, дальнейшие выводы могут оказаться несправедливыми.

Применяемые на практике фильтры имеют конечную полосу пропускания. Сигнал, частота которого лежит в пределах этой полосы, проходит с ослаблением, значительно меньшим, чем сигнал, частота которого находится вне полосы; вдали от полосы фильтр не является бесконечно большим сопротивлением. Настроенный на n -ю гармонику он частично пропускает $n+1$ -ю и $n-1$ -ю гармоники. В результате отфильтрованный сигнал nf_0 промодулирован основной частотой f_0 .

Без ущерба для качественной оценки явления будем предполагать, что искаженный сигнал состоит из бесконечно тонких импульсов бесконечно большого напряжения, т. е. выражается периодической δ -функцией. Тогда разложение сигнала в ряд Фурье по гармоникам основной частоты даст спектр гармоник с амплитудами a_i равной интенсивности: $a_i = a$, т. е. сигнал будет иметь вид:

$$U = \frac{a}{2} + a \sum_{i=1}^{\infty} \cos i \omega_0 t,$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$.

Из этого спектра частот фильтр будет выделять полосу частот, расположенных внутри кривой *a* (рис. 1). Если резонансная частота не совпадает с частотой *n*-й гармоники (кривая *b*), т. е. отлична от nf_0 , то ее интенсивность по отношению к *n* + 1-й или *n* - 1-й гармонике в спектре выходного сигнала резко уменьшается, а модуляция выходного сигнала основной частотой соответственно увеличивается по сравнению с тем случаем, когда фильтр настроен строго на частоту nf_0 .

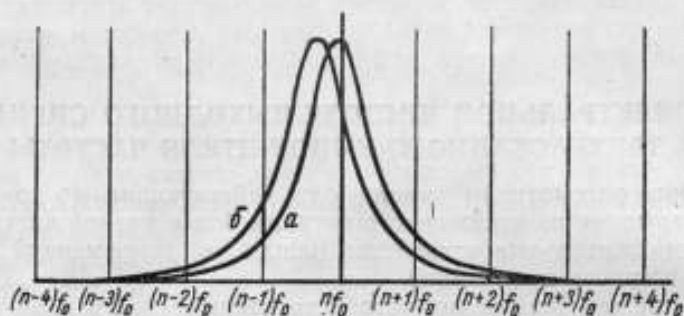


Рис. 1

Во временном представлении процесс может быть описан следующим образом. Возбужденный импульсами колебательный элемент, выполняющий роль фильтра, в промежутке до следующего импульса будет совершать затухающие колебания с собственной частотой *F*, отличающейся от частоты *n*-й гармоники на величину расстройки. Каждый следующий импульс изменяет амплитуду на величину ΔU и фазу на $\Delta \Phi$, после чего система возвращается в исходное состояние, и процесс повторяется, как показано на рис. 2.

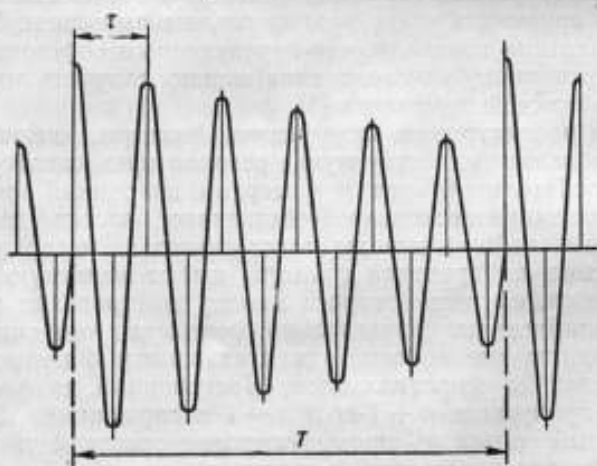


Рис. 2

Таким образом, на выходе первого каскада умножителя сигнал всегда имеет амплитудную модуляцию, а в случае расстройки фильтра также частотную (фазовую) модуляцию основной частотой и ее гармоническими составляющими.

В многокаскадном умножителе этот сигнал поступает на следующий каскад, где подвергается аналогичным преобразованиям. Сигнал снова искажается в острые импульсы, и из спектра его гармоник выделяется n_2 -я гармоника, т. е. частота $f = n_1 n_2 f_0$.

Если бы сигнал на выходе первого каскада был спектрально чистым, в спектре сигнала на выходе второго искажителя содержались бы только гармоники частоты $n_1 f_0$, но, поскольку вследствие амплитудной и частотной модуляции сигнал на выходе первого каскада содержит ряд гармоник частоты f_0 эти гармоники окажутся также на выходе второго каскада.

Определим интенсивность этих паразитных гармоник основной частоты f_0 на выходе первого каскада умножителя по сравнению с интенсивностью гармоник частоты $n_1 f_0$.

Предположим для определенности, что фильтр первого каскада имеет собственную частоту F , более низкую, чем частота $n_1 f_0$. Возбужденный импульсом основной частоты фильтр в течение $n_1 - 1$ периодов колеблется на собственной частоте F с периодом τ ($\tau = \frac{1}{F}$). Последний период оказывается укороченным.

Допустим, что схема второго искажителя такова, что импульс возникает каждый раз, как только напряжение колебания, поданного на его вход, возрастая, проходит через нуль. Такое допущение соответствует механизму действия схем, обычно применяемых на практике, так как в этом случае фаза импульса на выходе искажителя не зависит от амплитуды подаваемого сигнала. Во всяком случае, существующие схемы по принципу действия стараются приблизить к вышеупомянутым схемам.

Допустим также для упрощения расчетов, что импульсы на выходе искажительной схемы практически не зависят от амплитуды входного сигнала, что справедливо для многих искажительных схем.

Тогда сигнал на выходе искажителя второго каскада будет представлять сумму n_1 серий импульсов частоты f_0 (с периодом $T = \frac{1}{f_0}$), отстающих от первой на интервалы времени $\tau, 2\tau, \dots, (n_1 - 1)\tau$.

Так как $F < n_1 f_0$, то $\tau > \frac{T}{n_1}$ или $\tau = \frac{T}{n_1} + \Delta T$.

Обозначив $\omega_0 \Delta T = \Delta \varphi$ и, помня, что $\omega_0 T = 2\pi$, можно записать колебание на выходе второго искажителя

$$U = \frac{n_1 a}{2} + a \sum_{i=1}^{n_1-1} \sum_{j=0}^{n_1-1} \cos i \left[\omega_0 t - j \left(\frac{2\pi}{n_1} + \Delta \varphi \right) \right].$$

Обозначим $i \omega_0 t_1 = \alpha$ и $i \left(\frac{2\pi}{n_1} + \Delta \varphi \right) = \beta$, тогда i -я гармоника частоты f_0 в спектре на выходе искажителя 2-го каскада умножителя будет:

$$U_i = a \sum_{j=0}^{n_1-1} \cos(\alpha - j\beta).$$

Произведем необходимые преобразования:

$$U_i = a \cos \alpha \sum_{j=0}^{n_1-1} \cos j\beta + a \sin \alpha \sum_{j=0}^{n_1-1} \sin j\beta. \quad (1)$$

Согласно [2] имеем:

$$\sum_{j=0}^{n_1-1} \sin j\beta = \sin \frac{n_1 \beta}{2} \cdot \sin \frac{(n_1-1)\beta}{2} \operatorname{cosec} \frac{\beta}{2},$$

$$\sum_{j=0}^{n_1-1} \cos j\beta = \sin \frac{n_1 \beta}{2} \cdot \cos \frac{(n_1-1)\beta}{2} \operatorname{cosec} \frac{\beta}{2}.$$

Подставив в (1) и произведя соответствующие преобразования, получим:

$$U_i = a \cos \cdot i \left[\omega_0 t - \frac{n_1 - 1}{2} \left(\frac{2\pi}{n_1} + \Delta\varphi \right) \right] \frac{\sin i \left(\pi + \frac{n_1 \Delta\varphi}{2} \right)}{\sin i \left(\frac{\pi}{n_1} + \frac{\Delta\varphi}{2} \right)} \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что при $\Delta\varphi = 0$ значения амплитуд гармоник a_i равны:

$$|a_i| = \left| a \lim \frac{\sin i \left(\pi + \frac{n_1 \Delta\varphi}{2} \right)}{\sin i \left(\frac{\pi}{n_1} + \frac{\Delta\varphi}{2} \right)} \right| \begin{cases} 0, & \text{если } i \neq kn_1; \\ n_1 a, & \text{если } i = kn_1, \end{cases}$$

где k — целое число.

Отсюда видно, что при точной настройке фильтра первого искажителя на частоту n_1 -й гармоники спектр сигнала на выходе искажителя второго каскада умножителя содержит только гармоники частоты f_0 , т. е. наличие имеющей место амплитудной модуляции не вызывает появления паразитных гармоник основной частоты, если искажение сигнала производится описанным выше способом.

Совсем другая картина получается, если $\Delta\varphi \neq 0$.

Числитель выражения (2) обращается в нуль, если $in_1 \Delta\varphi = 2\pi$, т. е. $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{in_1}$. Тогда $a_i = 0$.

Наоборот, $i-1$ -я гармоника, соседняя с i -й гармоникой частоты f_0 , будет иметь недопустимо большое значение, особенно в том случае, если $i = n_1 k$ и $i \gg \pi$.

Тогда:

$$|a_i| = a \left| \frac{\sin \left(i - \frac{1}{i} \right) \pi}{\sin \left(i - \frac{1}{i} \right) \frac{\pi}{n_1}} \right| \approx n_1 a.$$

Нетрудно показать, что интенсивность $i+1$ -й гармоники, а также $i-2$ -й гармоники будет значительно меньше интенсивности $i-1$ -й гармоники, т. е. $a_{i+1} \ll a_{i-1}$ и $a_{i-2} \ll a_{i-1}$.

Приведем пример. Допустим, что имеется двухкаскадный умножитель с общим коэффициентом умножения 100. Пусть $n_1 = 10$ и $n_2 = 10$.

Допустим также, что фильтр первого каскада расстроен по частоте на 1%, т. е. его резонансная частота не $10 f_0$, а $9,9 f_0$, что при достаточной ширине его полосы всегда может иметь место. На выходе первого каскада будем иметь достаточно чистый сигнал, имеющий 9 периодов, лишь на 1% больших необходимого, и 10-й будет укорочен на 9%. При рассмотрении на осциллографе этого искажения можно не заметить.

После преобразования в искажителе второго каскада сигнал будет иметь спектр гармоник основной частоты с интенсивностями:

$$a_i = \frac{\sin 0,01\pi i}{\sin 0,101\pi i} a,$$

откуда имеем: $a_{97} = 0,16 a$, $a_{98} = 0,20 a$, $a_{99} = 10,0 a$, $a_{100} = 0$, $a_{101} = 0,05 a$, $a_{102} = 0,08 a$, т. е. вблизи 100-й гармоники частоты f_0 или, что то же самое, вблизи 10-й гармоники частоты $10 f_0$, полученной с выхода первого каскада, наибольшую интенсивность имеет гармоника $99 f_0$, гармоника $100 f_0$ отсутствует вовсе, остальные по сравнению с гармоникой $99 f_0$ по интенсивности ничтожно малы. Наибольшую величину из соседних

гармоник имеет 89-я ($a_{89} \approx 10 a$) и 109-я ($a_{109} \approx 10 a$), т. е. спектр гармоник в этой области как бы сдвинут на f_0 в сторону низких частот по сравнению со спектром, который имел бы место, если бы сигнал на входе второго каскада был спектрально чистым.

Из изложенного выше можно сделать вывод: в двухкаскадном умножителе частоты с коэффициентом умножения $n = n_1 \cdot n_2$ достаточно контуры на выходах искажителей расстроить на $\frac{1}{n_1 n_2} 100\%$, чтобы вместо ожидаемого умножения в n раз получить умножение в $n + 1$ или в $n - 1$ раз, причем интенсивность сигнала на выходе и его спектральная чистота будут примерно такими же, как при умножении в n раз в случае точной настройки контуров.

Из приведенных выше рассуждений следует, что добротность резонансных элементов не имеет сколько-нибудь существенного значения при рассмотрении этого явления, так как ее значение в приводимые выражения не входит и явно и неявно. Однако сильная расстройка контуры при его высокой добротности сопровождается более сильным снижением интенсивности полезного сигнала, чем в случае малой добротности, поэтому значительная расстройка практически невозможна при нормальной работе умножителя.

Статья поступила в апреле 1959 г.

Литература

1. В. Ф. Лубенцов и С. М. Охотина. Расширение спектра эталонных частот, воспроизводимых эталоном частоты ХГИМИП. Отчет ХГИМИП за 1948 г.
2. И. М. Рыжик и И. С. Гольдштейн. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. ГИТТЛ, М. — Л., 1951, стр. 43.

МЕТОДЫ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ПОЛУЧЕНИЯ СУММАРНОЙ И РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТ

В технике преобразования частот очень часто ставится задача получения суммарной или разностной частоты. Для этой цели обычно применяют смещение частот на нелинейном сопротивлении или модуляцию одной частоты другой частотой, и из полученного спектра с помощью фильтра выделяется необходимая суммарная или разностная частота.

Однако при получении суммарной или разностной частоты, мало отличающейся по величине от одной из смешиваемых частот, возникают затруднения в создании такого селективного фильтра, который отделил бы необходимую частоту от других ненужных компонент.

В этом случае целесообразно применять один из способов такого смещения частот, при котором получается необходимая частота в виде единственной компоненты на выходе преобразовательной системы.

Авторами предлагается два способа такого смещения.

1. Смещение на двух идентичных квадратичных детекторах.

Пусть имеем два идентичных детектора. Зависимость тока I от напряжения U выражается формулой:

$$I = \alpha U^2.$$

Подадим на один из детекторов сигнал, представляющий сумму сигналов двух смешиваемых частот

$$U_1 = a \sin \omega t + b \sin \Omega t,$$

на второй детектор подадим сумму сигналов тех же частот, но с фазами, сдвинутыми на 90° , т. е.

$$U_2 = a \cos \omega t + b \cos \Omega t.$$

В результате квадратического преобразования токи, проходящие через детекторы, будут

$$I_1 = \alpha U_1^2 = \alpha a^2 \sin^2 \omega t + \alpha b^2 \sin^2 \Omega t + 2\alpha ab \sin \omega t \cdot \sin \Omega t,$$

$$I_2 = \alpha U_2^2 = \alpha a^2 \cos^2 \omega t + \alpha b^2 \cos^2 \Omega t + 2\alpha ab \cos \omega t \cdot \cos \Omega t.$$

В результате суммирования

$$I_1 + I_2 = \alpha (a^2 + b^2) + 2\alpha ab \cos(\omega - \Omega)t.$$

остается единственный периодический член с разностной частотой $\omega - \Omega$.

Если на один из сместителей подать частоту со сдвигом фазы на 180° , то получается суммарная частота.

2. Метод одновременной амплитудной и фазовой модуляции.

Сигнал $U = a \sin \omega t$ подвергнем одновременно малой ($b \ll 1$) амплитудной и фазовой модуляции, сдвинутых по фазе на 90° . В результате будем иметь:

$$U_1 = a (1 + b \cos \Omega t) \sin(\omega t + b \sin \Omega t),$$

или

$$U_1 = a (1 + b \cos \Omega t) [\sin \omega t \cdot \cos(b \sin \Omega t) + \cos \omega t \sin(b \sin \Omega t)].$$

Так как $b \ll 1$, то $\cos(b \sin \Omega t) \approx 1$ и $\sin(b \sin \Omega t) \approx b \sin \Omega t$.

Отсюда

$$U_1 = a(1 + b \sin \Omega t)(\sin \omega t + b \cos \omega t \cdot \sin \Omega t),$$

или

$$U_1 = a \sin \omega t + ab \sin(\omega + \Omega)t + ab^2 \cos \Omega t \cdot \sin \Omega t \cdot \cos \omega t.$$

В силу малости b третьим членом можно пренебречь.

Если из полученного выражения вычесть непромодулированный сигнал, то будем иметь единственный периодический член с суммарной частотой.

Если изменить фазу одного из модулирующих членов на 180° , например,

$$U_2 = a(1 - b \cos \Omega t) \cdot \sin(\omega t + b \sin \Omega t),$$

то в результате аналогичных преобразований будем иметь разностную частоту $\omega - \Omega$.

Статья поступила в июне 1959 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ КВАРЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРОВ*

Введение

Прецизионные кварцевые резонаторы, используемые в высокостабильных генераторах эталонов частоты и селективных цепях различных радиоустройств, должны обладать большой добротностью, минимальным температурным коэффициентом частоты, малой зависимостью частоты от питающих напряжений, малым начальным периодом старения и моночастотностью.

Рассмотрим каждое из указанных свойств кварцевого резонатора, в особенности его добротность.

Каким образом добротность кварцевого резонатора связана со стабильностью генератора? В кварцевом генераторе можно выделить три основных элемента: 1) кварцевый резонатор как колебательный контур, в котором происходят затухающие колебания, 2) схема с обратной связью, потребляющая энергию от источника питания и отдающая часть этой энергии колебательному контуру и 3) источник энергии, питающий схему, а следовательно, и отдающий часть энергии кварцевому резонатору. Кварцевый резонатор сам по себе вследствие диссипации энергии в нем совершал бы затухающие колебания. Если бы кварцевый резонатор генератора был предоставлен самому себе, то частота определялась бы только его свойствами. Однако порции энергии, поступающие со стороны схемы, в большей или меньшей степени нарушают колебания резонатора, и поэтому частота колебаний генератора отличается от частоты резонатора. Чем меньше затухание колебательной системы — кварцевого резонатора, чем меньше потери энергии в ней, тем меньше должны быть порции энергии, которые пополняют эти потери, по отношению к энергии, запасенной колебательной системой; чем меньше порции энергии, тем меньше они нарушают движение колебательной системы, тем она стабильнее. При малом затухании колебательной системы форма незатухающих колебаний близка к синусоидальной и тем ближе, чем выше добротность.

Следовательно, добротность резонатора — одна из главнейших причин его стабилизирующих свойств. Судя по литературным данным [1, 2], нестабильность частоты генераторов порядка $1 \cdot 10^{-10}$ достигается с помощью кварцевых резонаторов, имеющих добротность порядка $1-2 \cdot 10^6$. Роль добротности видна из выражения для нестабильности частоты кварцевых генераторов [3]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\omega}{2Q} \cdot \frac{\Delta C_0}{s_0}, \quad (1.0)$$

которое связывает ее с изменением параметров радиосхемы.

Здесь: Q — добротность резонатора;

ω — частота генератора;

* Доложено 9 июня 1959 г. на Всесоюзной научной сессии, посвященной столетию со дня рождения А. С. Попова.

s_0 — средняя крутизна характеристики лампы;
 ΔC_0 — изменение эквивалентной емкости схемы АС-генератора;
 $\Delta\omega$ — изменение частоты.

Из формулы (1.0) следует, что повышение добротности резонатора приводит к уменьшению неустойчивости кварцевого генератора. Эта формула показывает также, что к генераторной схеме предъявляются чрезвычайно высокие требования. Необходимо так согласовать кварцевый резонатор с генераторной схемой, чтобы можно было полностью реализовать ту стабильность, которую может дать собственно кварцевый резонатор как колебательный контур. Поэтому в настоящее время является актуальным вопрос совершенствования схемы генератора, а может быть даже вопрос принципиально нового ее решения.

И действительно, исследования по внутреннему трению в кристаллах кварца, проведенные в последнее время, показывают, что можно получить колебательные системы с весьма малым логарифмическим декрементом затухания $\delta < 1,4 \cdot 10^{-7}$ [4]. Это подводит вплотную к решению вопроса о принципиальной границе неустойчивости частоты кварцевых генераторов.

В работе [5] рассматривается вопрос о флуктуационном пределе стабильности частоты кварцевых генераторов. В результате анализа авторы пришли к выводу, что ширина спектральной линии кварцевого генератора имеет величину порядка

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\bar{\lambda}_{2\tau}^2}{\tau} = D_y \approx 2 \cdot 10^{-16}, \quad (2.0)$$

где $\bar{\lambda}_{2\tau}^2$ — средний квадрат набега фазы;

τ — постоянная времени кварцевого резонатора;

D_y — коэффициент установившейся диффузии.

Показано также, что влияние дробового эффекта на флуктуации амплитуды кварца ослабляется с уменьшением связи кварцевого резонатора с генераторной схемой и множителя k , который тем меньше, чем выше добротность кварца.

Высокая добротность кварцевого резонатора является первым условием высокой стабильности частоты кварцевого генератора.

Однако отмеченное условие высокой стабильности частоты кварцевого генератора не является единственным. Изменение эквивалентных параметров кварцевого резонатора, обусловленное изменением окружающей температуры, характеризуется температурным коэффициентом частоты т.к.ч. Кварцевые элементы различных срезов имеют различную величину температурного коэффициента частоты и различную зависимость его от температуры. Для обеспечения малого температурного коэффициента частоты каждый кварцевый элемент, помимо строго определенного угла среза, требует индивидуального подбора оптимального значения его геометрических размеров и расстояния между ним и возбуждающими электродами. Принципиально температурный коэффициент частоты кварцевых резонаторов в узком или широком диапазоне температур может быть сколь угодно малым. Однако практически величину его менее $1-3 \cdot 10^{-8}$ получить весьма трудно. При использовании подземных скважин как термостатирующих устройств, в которых согласно расчетным данным температура поддерживается на уровне 25 м с погрешностью, не превышающей $1 \cdot 10^{-4}$ [6], кварцевые резонаторы с таким т.к.ч. дают возможность сильно ослабить влияние такого серьезного дестабилизирующего фактора, как температура, до величины $1-3 \cdot 10^{-12}$.

Малая величина температурного коэффициента частоты является вторым условием высокой стабильности частоты кварцевого генератора.

Однако большая добротность и малый температурный коэффициент частоты совершенно недостаточны для сохранения стабильных колебаний кварцевого резонатора. Кварцевый резонатор представляет собой практически изохронную колебательную систему. Стало быть, необходимо подобрать для кварцевого резонатора такие условия работы его в генераторной схеме, при которых изменения частоты в функции возбуждающего его тока (питающих напряжений) были бы ничтожно малы. Вычисления, сделанные в работе [7], показывают, что изменение частоты колебаний кварцевого резонатора, вызванное термическим эффектом в кварце, имеет место в высокостабильных генераторах только при $\Delta\omega/\omega \approx 1 \cdot 10^{-13}$.

Независимость частоты кварцевого резонатора от протекающего через него возбуждающего тока является третьим условием высокой стабильности частоты кварцевого генератора.

В обычных генераторах, где требования к стабильности частоты, а следовательно, и к кварцевым резонаторам не столь высоки, изменения частоты из-за влияния второстепенных факторов составляют незначительную часть от полной нестабильности частоты.

В высокостабильных генераторах, где влияние основных дестабилизирующих факторов предельно ослаблено, факторы, ранее имевшие второстепенное значение, начинают играть существенную роль. Так, в высокостабильных генераторах весьма существенным является изменение эквивалентных параметров кварцевого резонатора, а следовательно, и его частоты вследствие старения. Старение заключается в том, что в кварцевом резонаторе с течением времени происходят необратимые процессы, связанные с непрерывным уменьшением частоты. При уменьшении температуры старение должно уменьшаться: замедляется стягивание микротрещин; замедляется скорость рассасывания напряжений, оставшихся после обработки абразивами, в поверхностном слое; замедляется перемещение дислокаций внутри кристалла и т. д. [8]. В работе [9] автор описывает свои наблюдения над скоростью старения кварцевых резонаторов при $+50$ и -10°C , используемых в высокостабильных генераторах стандарта частоты Британского Почтового Ведомства. Автором этой работы было найдено, что скорость старения кварцевых резонаторов при -10°C составляет менее чем 0,2 скорости старения при $+50^\circ\text{C}$. Если кварцевый резонатор поместить в дьюар с жидким азотом, температура которого -196° , то скорость старения уменьшится:

$$\exp \left[-2300 \left(\frac{1}{77} - \frac{1}{323} \right) \right] \approx 1 \cdot 10^{-10}.$$

Следовательно, скорость старения за 40 лет при 77°K будет меньше, чем скорость старения за 0,1 сек. при $+50^\circ\text{C}$. Использование кварцевых колец как колебательных элементов, имеющих старение $2-4 \cdot 10^{-11}$ за сутки, при охлаждении их до температуры жидкого гелия позволит значительно снизить скорость старения. В дальнейшем, вероятно, большую роль в процессе старения будет иметь такой эффект, как выход дислокаций в результате миграции примесей через кварц, т. е. более тонкие по сравнению с указанными эффекты.

Большая добротность, минимальный температурный коэффициент частоты, малая зависимость частоты от питающих напряжений, малый начальный период старения — эти качества полностью определяют свойства кварцевых резонаторов, используемых в высокостабильных генераторах эталонов частоты.

Но все свойства резонаторов могут ухудшаться за счет несогласования со схемой и недостатков схемы. Поэтому окончательная стабильность частоты кварцевых генераторов ни коим образом не может превышать стабильность резонатора.

1. Роль обработки поверхности кварца для получения максимальной добротности

Добротность кварцевого элемента может быть повышена путем увеличения запаса реактивной энергии или уменьшения диссипативных потерь, в особенности в поверхностном слое кристалла. Состояние поверхности кристалла сказывается на диссипации энергии при его колебаниях, так как слой на поверхности кварца, образующийся в результате распиловки его алмазной пилой на заготовки, шлифовки и полировки, увеличивает диссипацию энергии резонатора за период колебаний. Трение в поверхностном слое много выше, чем в самом кварце.

Причиной диссипации энергии в поверхностном слое кварца является деформированный слой, на котором происходит рассеяние упругих волн. Величина микрорельефа и напряжение в поверхностном слое однозначно связаны. Чем больше глубина микрорельефа, тем больше величина напряжений в поверхностном слое.

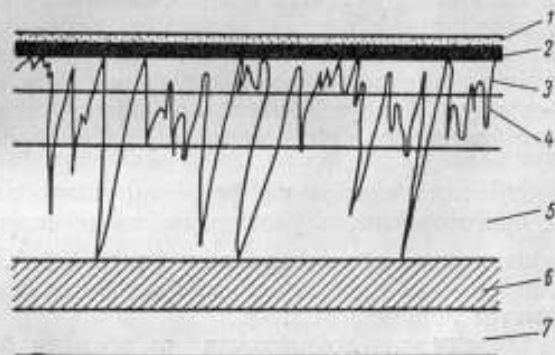


Рис. 1

Структура поверхностного слоя кварца, образованная распиловкой, шлифовкой, полировкой и адсорбцией частиц, изображена на рис. 1. Здесь 1 — слой адсорбированных частиц и мономолекулярных пленок; 2 — вязкая пленка, возникшая в результате полировки кристалла ($\sim 50 \text{ \AA}$); 3 — микрорельеф полированного слоя ($< 100 \text{ \AA}$); 4 — микрорельеф шлифованного слоя ($0,18 \text{ мк}$); 5 — нарушения, возникшие в результате распиловки кристалла ($0,023 \text{ см}$); 6 — слой кристалла с деформированной кристаллической решеткой; 7 — ненарушенный кварц.

В результате распиловки кварца с помощью алмазной пилы на заготовки образуется характерный микрорельеф поверхности, величина нарушений которого достигает $0,023 \text{ см}$. Однако при распиловке кристалла появляются не только трещины, проникающие в глубь его поверхности, но и мощные деформационные сдвиги кристаллической решетки. При этом величина нарушений в поверхности кристалла и деформационные сдвиги его кристаллической решетки однозначно между собой связаны; последние являются причиной диссипации энергии упругих волн при пьезоэлектрических колебаниях кварца. Поэтому у кварцевых заготовок, поступающих на шлифовку, необходимо снять при помощи абразива как трещиноватый слой, так и деформированный.

При шлифовке кристалла абразивами различных размеров на его поверхности появляются нарушения разной глубины. Например, в результате шлифовки кристалла с помощью абразива М7 величина нарушений поверхности равна 0,18 мк. Измерения проводились с помощью профилометра ПЧ-2.

Процесс шлифовки кристалла абразивом заключается в следующем. Шлифуемый кристалл перемещается по планшайбе, причем зерна абразива передают на него усилия от вращающейся планшайбы. В результате воздействия зерен абразива на поверхности кварца образуются трещины, глубина которых зависит от природы и размера зерен абразива. Последующее прокатывание этих зерен по трещинам выкалывает частицы кварца. Здесь следует отметить роль жидкости, например воды, в механизме процесса шлифовки. Вода, проникающая в трещины поверхности кристалла под действием капиллярных сил, вступает во взаимодействие с его свежесформированной поверхностью. В процессе взаимодействия возникают продукты гидролиза, имеющие значительный объем, которые оказывают расклинивающее действие на стенки трещины. Следовательно, физико-химические процессы, протекающие в трещиноватом слое поверхности кварца, ускоряют процесс шлифовки.

Механизм процесса полировки является исключительно сложным и многогранным. Согласно физико-химической теории полировки механизм процесса полировки сводится к адсорбционному срыванию гидролизованной поверхностной пленки кристалла зернами полировального порошка, закрепленными на поверхности полировальника. Мы использовали в качестве подложки полировальника фетр и полировального порошка — крокус. Крокус подвергался обжигу при температуре 500°C, при этом величина его элементарного зерна составляет 0,1—0,2 мк.

Полировка кристалла кварца на фетровом полировальнике с помощью крокуса, приготовленного указанным выше способом, и воды приводит к нарушениям на его поверхности менее 100 Å. Величина неровностей на полированной поверхности кварца измерялась с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4.

Измерение зависимости добротности от времени полировки при всех прочих одинаковых условиях для трех кварцевых брусков 1, 2, 3 показало, что значение добротности кварцевого резонатора асимптотически приближается к постоянному значению (рис. 2). Следовательно, можно говорить о некоторой предельной величине неровностей

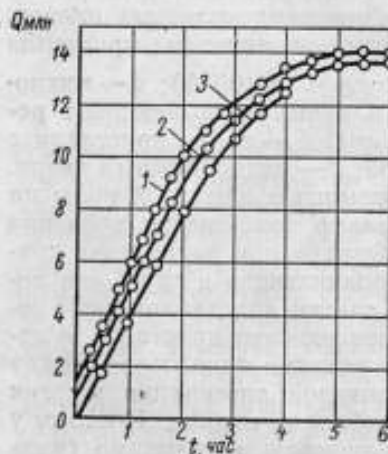


Рис. 2



Рис. 3

поверхности, определяемой свойствами деформированного слоя, и о практической величине неровностей, не влияющих на диссипацию энергии, т. е. на колебательные свойства кварцевого резонатора. Однако такого состояния можно достичь сочетанием механической и химической обработки. Известно, что неровности на поверхности стекла, не превышающие 300—900 Å, не оказывают заметного влияния на оптические свойства полированных поверхностей. К поверхностям особо ответственных оптических изделий, к таким например, как астрономические зеркала, дифракционные решетки, рефракторы и т. п., предъявляются более строгие требования в отношении величины неровностей, которые составляют менее 100 Å. Вероятно, аналогичное этому мы имеем и у кварцевых резонаторов.

В процессе полировки кварца появляется аморфная пленка как результат обводнения его поверхности. Толщина этой пленки достигает 50 Å.

На рис. 3 показана полированная поверхность кварца.

Поверхность кварца, как и других твердых тел, не бывает свободна от пленок, которые возникают путем адсорбции частиц из окружающей среды или путем химического их взаимодействия с поверхностными атомами или молекулами. Это объясняется тем обстоятельством, что поверхность обладает определенной ненасыщенностью, т. е. способностью поверхностных частиц притягивать к себе свободно перемещающиеся вблизи них молекулы или атомы. Эти связи легко разрушаются при термической обработке кварцевых резонаторов в высоком вакууме; инородные частицы в этом случае возгоняются.

В процессе механической обработки кварца на его поверхности образуются макротрещины. В них попадают мельчайшие частицы кварца и абразивных материалов, которыми производится шлифовка и полировка кварца. После шлифовки при помощи абразива М7, величина элементарного зерна которого достигает 5—7 мк, кристалл протравливается в 20%-ном растворе плавиковой кислоты в течение 28—30 мин. После полировки крокусом, величина элементарного зерна которого достигает 0,1—0,2 мк, кварц протравливается в растворе $K_2F_2 + H_2O$. При травлении постепенно обнажается ненарушенная кристаллическая структура кварца и добротность начинает возрастать, асимптотически приближаясь к некоторому максимальному значению, соответствующему чистой поверхности кристалла.

В работе [10] описывается травление кварцевых брусков в 20%-ном растворе дифторида аммония в течение 50 час., причем добротность изменилась от $0,8 \cdot 10^6$ до $4,6 \cdot 10^6$. Отмечается, что скорость травления в направлении трех осей различна. Так, скорость травления X-плоскости 0,011 мк/час, Y-плоскости 0,004 мк/час и Z-плоскости 0,922 мк/час. Температура раствора при этом поддерживается постоянной.

Следует отметить, что результаты химической обработки зависят, естественно, от предшествующей механической обработки. Чем выше класс механической обработки, тем меньший эффект дает химическая обработка и наоборот.

Для удаления с поверхности кристалла адсорбированных мономолекулярных слоев и посторонних частиц его подвергают промыванию в растворе $H_2SO_4 + K_2Cr_2O_7$, дистиллированной воде и рафинированном спирте. Затем кварцевый элемент монтируется в держатель, помещается в стеклянный баллон и подвергается термической обработке в высоком вакууме. Эта заключительная операция имеет целью не только увеличение добротности, но и уменьшение старения кварцевого резонатора.

При исследовании поверхности кварца было получено восемь электронограмм, пять из которых приводятся на рисунках. На рис. 4, например, приводится электронограмма поверхности кварца, шлифованного при помощи М7 и протравленного в плавиковой кислоте. Расшифровка этой электронограммы, как и следовало ожидать, показывает, что на поверхности кварца расположены монокристалльные выступы, правильно ориентированные по отношению к своему основанию, т. е. плавиковая кислота растворяет выкрошившиеся в процессе шлифовки частицы кристалла и абразива и обнажает монокристалльный

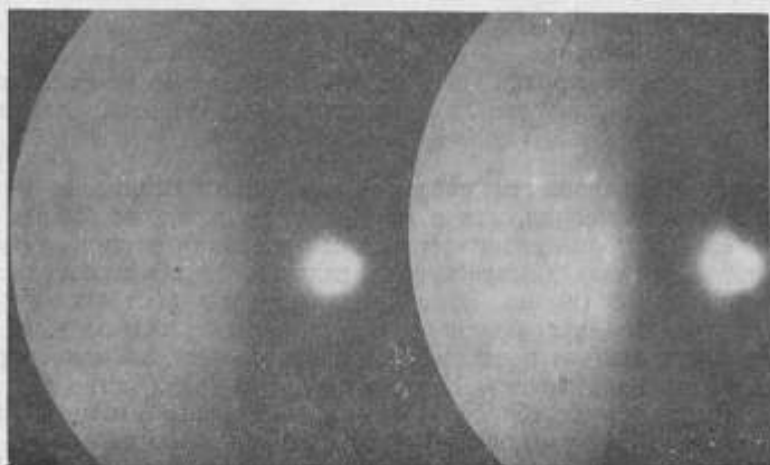


Рис. 4

микрорельеф кварца. Расшифровка электронограммы поверхности кварца, шлифованного порошком М7 и полированного крокусом, приводит к выводу, что на поверхности кварца расположены кристаллики, ориентированные хаотично; размер их порядка 200 Å. Электронограмма не приводится на негативе, так как кольца, характеризующие аморфный слой, слабо очерчены. Расшифровка ее проводилась визуально.

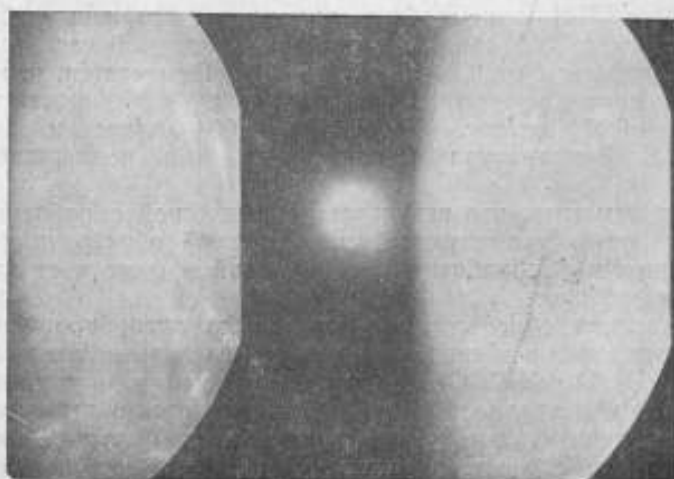


Рис. 5

На рис. 5 представлена электронограмма, которая показывает, что поверхность кварца состоит из крупных монокристалльных блоков идеального строения, ориентированных параллельно друг другу, т. е. на поверхности наблюдаются разрывы сплошности кристалла как результат сдвиговых деформаций при его распиловке и шлифовке. Тол-

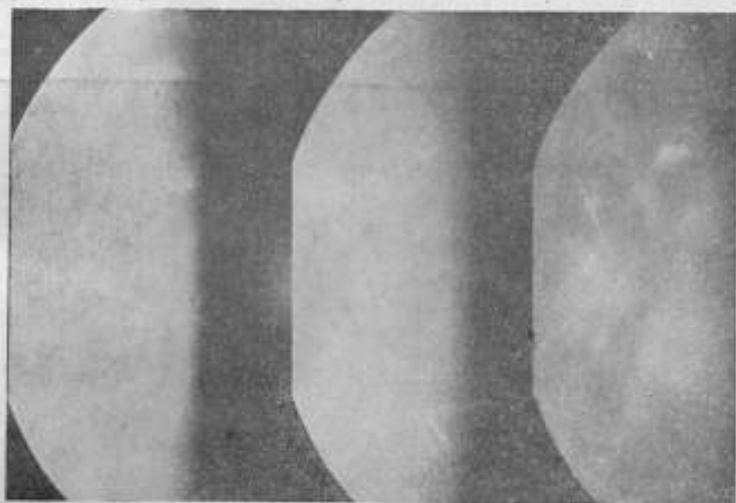


Рис. 6

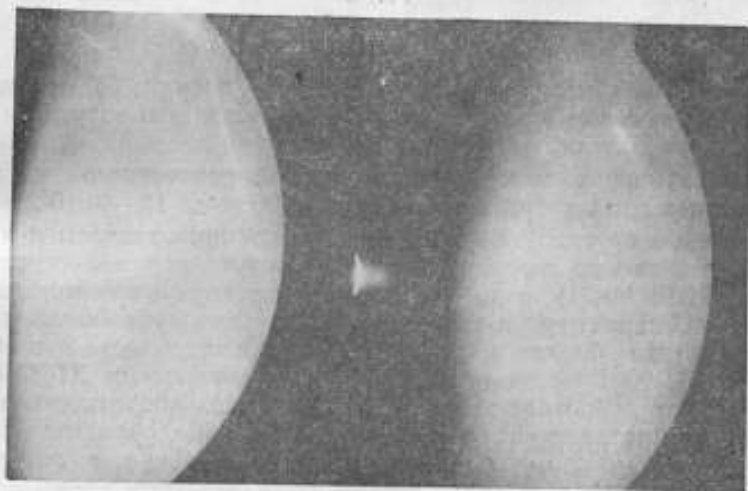


Рис. 7

щина этого слоя около 1 мк. На рис. 6, 7 и 8 также представлены электронограммы различных состояний поверхности кварца.

Поверхностные потери сведены к минимуму следующим путем:
1) шлифовка кристалла осуществляется определенной последовательностью абразивов так, что нарушения на его поверхности от предше-

ствующей обработки снимаются последующей; 2) после шлифовки абразивом М7 кристалл протравливается в 20%-ном растворе плавиковой кислоты в течение 28—30 мин. для удаления выкрошившихся частиц кварца и абразива; 3) последующая полировка крокусом улучшает микрорельеф поверхности кристалла и снижает диссипацию энергии; она проводится до установления асимптотического значения добротности; 4) химическая обработка в $K_2F_2 + H_2O$, $H_2SO_4 + K_2Cr_2O_7$ и рафинированном спирте позволяет удалить с поверхности кристалла



Рис. 8

адсорбированные мономолекулярные слои и пленки; 5) термическая обработка в высоком вакууме уменьшает диссипацию энергии в структуре и на поверхности.

В совокупности методы обработки поверхностного слоя кварца позволяют повысить добротность кварцевых линз до $12-14 \cdot 10^6$.

Кварцевые бруски Гибе и Шейбе были воспроизведены и изготовлены в Харьковском государственном институте мер и измерительных приборов (ХГИМИП) и до сих пор используются в некоторых эталонах частоты, например, в эталоне Всесоюзного научно-исследовательского института физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ). Кварцевые бруски, изготовленные в ХГИМИП до 1957 г., имеют добротность около $2 \cdot 10^5$. Однако добротность этих же брусков в держателях конструкции Гибе и Шейбе, обработанных описанными выше методами, увеличилась в 20—25 раз, т. е. достигла величины $4,0-5,0 \cdot 10^5$.

Разработанные методы дают возможность увеличить добротность и других типов резонаторов. Нами они были опробованы на кварцевых элементах четырех типов: на линзах, брусках, кольцах Эссена и тороидах; при этом добротность этих кварцевых элементов достигает $5-20 \cdot 10^6$. Есть основания полагать, что эти методы могут быть применимы ко всем типам кварцевых элементов, в частности добротность пластин *GT*-среза и кварцевых камертонов может быть увеличена до $20-30 \cdot 10^6$ соответственно.

2. О причинах изменения частоты кварцевых резонаторов при изменении питающих напряжений

В высокостабильных кварцевых генераторах эталонов частоты используются такие кварцевые резонаторы, как бруски Шейбе, пластины косого среза (плоскопараллельные или линзовидные), кольца Эссена и камертоны (ХГИМИП). К кварцевым резонаторам, применяемым в эталонах частоты, предъявляется ряд требований: высокая добротность, малый начальный период старения, малый температурный коэффициент частоты.

Однако не менее важным дестабилизирующим фактором, вызывающим изменение частоты и параметров кварцевого резонатора, является зависимость его от питающих напряжений. В этом случае наиболее подходящим критерием этого фактора может служить ток, возбуждающий кварцевый резонатор. Поэтому важно знать: какая величина возбуждающего кварцевый резонатор тока является допустимой для того, чтобы предельно ослабить влияние этого дестабилизирующего фактора.

Найдем амплитуду механических колебаний пьезоэлектрической пластины. Электрическое смещение в пластине пропорционально ее механической деформации. Тогда можно написать [1]:

$$D = e \frac{E}{b}, \quad (1.2)$$

где D — электрическое смещение;
 e — пьезоэлектрический модуль;
 E — амплитуда колебаний пластины;
 b — толщина пластины.

В случае гармонического характера колебаний пластины, что имеет место при большой добротности резонатора ($Q < 17,5 \cdot 10^6$), можно продифференцировать (1.2) по времени. Интегрируя полученное выражение по плотности пьезотока, получим формулу для амплитуды механических колебаний [3]:

$$E = \frac{I_n b}{\epsilon_{jk} \sigma \omega}, \quad (2.2)$$

где σ — площадь большой грани;
 ω — частота последовательного резонанса.

Для резонатора с кварцевой линзой АТ-среза

$$e_{26} = 2,9 \cdot 10^4, \quad b = 0,38 \text{ см}, \quad \sigma = 3,2 \text{ см}^2, \quad \omega = 2\pi f = 31,4 \cdot 10^6 \text{ гц}.$$

Для того, чтобы вычислить амплитуду колебаний кварцевого элемента, необходимо определить протекающий через него пьезоток; его можно найти из эквивалентной схемы кварцевого резонатора, в которой он протекает по динамической ветви $L_q C_q R_q$.

Пьезоток, протекающий через динамическую ветвь резонатора, можно вычислить по формуле [3]:

$$I_n = I \sqrt{\varphi_z}, \quad (3.2)$$

где $\varphi_z = \frac{D^2}{1 + D^2(1 - \epsilon)^2} \approx \frac{1}{(1 - \epsilon)^2}$;

I — ток, проходящий через резонатор.

Полное сопротивление кварцевого резонатора равно

$$z_{oc} = R_{oc} + jX_{oc} = R_q \varphi_z + j \frac{1}{\omega C_n} \psi_z.$$

Для линзового резонатора $R_q = 3 \text{ ом}$, $C_n = C_0 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ ф}$, $a_{\text{заз}} = 0,5 \text{ см}$, $C_{\text{заз}} = 1 \cdot 10^{-13} \text{ ф}$, тогда расстройка и внешняя добротность будут соответственно равны;

$$\varepsilon = \frac{C_n}{C_n + C_{\text{заз}}} = 0,9, \quad (4.2)$$

$$D = \frac{1}{R_q \omega C_0} = 2,6 \cdot 10^5. \quad (5.2)$$

Следовательно, численные значения функций

$$\varphi_z = \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} = 100, \quad (6.2)$$

$$\psi_z = \frac{D^2 (1-\varepsilon) \varepsilon - 1}{1 + D^2 (1-\varepsilon)^2} = 10. \quad (7.2)$$

Тогда

$$R_{0e} = R_q \varphi_z = 3 \cdot 10^2 \text{ ом}, \quad (8.2)$$

$$x_{0e} = \frac{1}{\omega C_n} \psi_z = 3,2 \cdot 10^6 \text{ ом}. \quad (9.2)$$

Напряжение между зазорами определяется током через резонатор и модулем z_{0e} , который численно равен x_{0e} , т. е.

$$U_{\text{заз}} = I x_{0e} \quad (10.2)$$

На зазоры держателя кварцевого резонатора подается напряжение $0,05 \text{ в}$. Отсюда $I = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ А}$.

Вычислим величину пьезотока, протекающего через ветвь $L_q C_q R_q$

$$I_n = I \sqrt{\varphi_z} = 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ А}.$$

Амплитуда колебаний кристалла будет равна

$$E = \frac{I_n b}{e_{26} \sigma \omega} = \frac{1,6 \cdot 10^{-7} \cdot 0,38}{2,9 \cdot 10^4 \cdot 3,2 \cdot 3,14 \cdot 10^6} \cdot 3 \cdot 10^9 = 0,0624 \text{ \AA}.$$

В работе [12] отмечается, что амплитуда колебаний кристалла кварца при приложении к нему напряжения величиной 100 в при частоте 3000 гц была порядка $3,1 \text{ \AA}$. Измерение амплитуды колебаний кристалла проводилось на установке, работающей по принципу модуляционной интерферометрии; точность измерения на установке около 1% . Однако измерить амплитуду колебаний кварца в нашем случае не представляется возможным, так как минимальная величина амплитуды колебаний, которую можно измерить на этой установке, порядка $0,1 \text{ \AA}$. Кварцевый резонатор представляет собой практически изохронную колебательную систему. Поэтому утверждение, что вариации мощности, рассеиваемые в кварцевом резонаторе, изменяют его резонансную частоту и что в связи с этим возникает вопрос о необходимости поддержания постоянства амплитуды колебаний кварцевого элемента, является неправильным. Изменения амплитуды колебаний кварца не могут влиять на стабильность генерируемой им частоты колебаний ни прямо, ни косвенно.

В этом случае на нестабильность частоты колебаний кварца могут влиять вариации амплитуды возбуждающего его тока, т. е. вообще говоря, нестабильность источников питания, которая приводит к вариации температуры кварца (тождественно к вариации его упругих констант), вследствие чего изменяется его резонансная частота.

Однако вариации амплитуды возбуждающего кварц тока не являются единственной причиной изменения его частоты. В работе [13] описывается эффект нелинейного изменения резонансной частоты при изменении тока, возбуждающего кварцевые резонаторы (А и В) (рис. 9). Это не может быть объяснено внутренним разогревом кварцевого элемента, так как используются кристаллы *GT*-срезы с темпера-

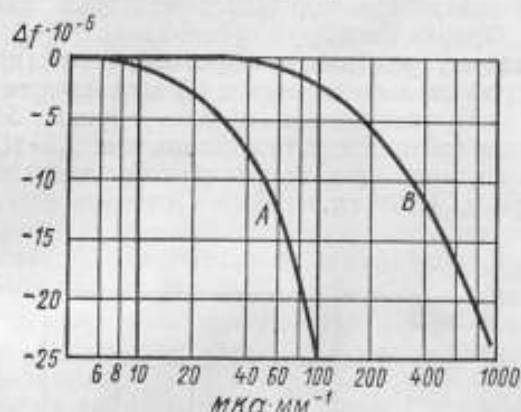


Рис. 9

турным коэффициентом частоты порядка $1 \cdot 10^{-8}$. Причиной наблюдаемого нелинейного характера [14] $\Delta f = \varphi(i_{\text{рез}})$ является образование и развитие нестабильных петель дислокации Франка-Рида. Этот незатухающий источник дислокаций напоминает генератор, который непрерывно производит замкнутые дислокационные петли, развивающиеся и проходящие через плоскость скольжения или взаимодействующие с другими дислокациями.

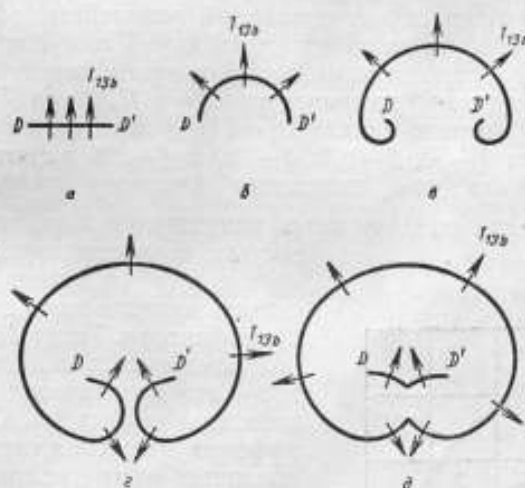


Рис. 10

Схема механизма развития нестабильных петель дислокации Франка-Рида изображена на рис. 10. Возникшее каким-либо путем напряжение вызывает перпендикулярную к участку дислокации DD' силу τb и искривляет дислокацию, т. е. давление становится достаточно большим, чтобы вызвать изгиб петли дислокации в форме полукруга. Первоначально прямолинейная дислокация a изгибается пропорционально величине τ . При превышении дислокационной силы τ некоторого критического значения b дислокация становится нестабильной и

распространяется неограниченно. Развивающаяся петля растет симметрично в и г. В зоне действия дислокации при ее развитии наблюдается единичный сдвиг. На рис. 10 обе части зоны сдвига соединяются, вследствие этого образуется замкнутая петля дислокации. Участок дислокации DD' приходит в первоначальное положение; он готов снова изгибаться и давать новую нестабильную петлю дислокации. Так «дислокационный генератор» порождает незатухающие нестабильные петли дислокации Франка-Рида.

Из рис. 9 следует, что для кристаллов кварца, протравленных в растворе плавиковой кислоты в течение 20 мин, кривая A отклоняется от прямой линии при возбуждающем токе порядка $5 \text{ мка} \cdot \text{мм}^{-1}$, что соответствует начальной длине петли дислокации $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Средняя длина петли дислокации для максимального уменьшения изменений частоты будет порядка $1 \cdot 10^{-3} \text{ см}$.

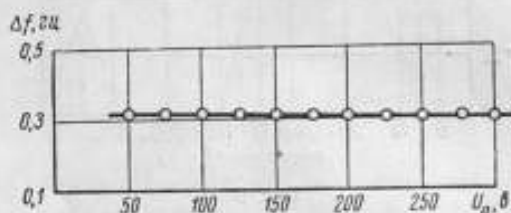


Рис. 11

Измерение зависимости частоты от возбуждающего кварц тока проводилось нами по схеме, описанной в [15]. Измерения в этой схеме, возбуждающей кварцевый резонатор с температурным коэффициентом частоты $5 \cdot 10^{-8}$ в широком интервале температур, подтверждают нелинейную зависимость $\Delta f = \psi(i_{\text{рез}})$, приведенную на рис. 9, с той лишь разницей, что в нашем случае описанный нелинейный эффект начинает проявляться при возбуждающем токе порядка $1 \text{ мка} \cdot \text{мм}^{-1}$.

На рис. 11 изображена зависимость частоты кварцевого резонатора с линзой от анодного напряжения $\Delta f = \psi(U_a)$ при $U_n = \text{const}$, а на рис. 12 — от напряжения накала $\Delta f = \psi(U_n)$ при фиксированных анодных напряжениях 1—50; 2—100; 3—150 и 4—200 в соответственно. Из рис. 11 видно, что при изменении анодного напряжения на 1 в $\frac{\Delta f}{f} = 2,4 \cdot 10^{-10}$. Если поддерживать напряжение постоянным с погрешностью, не превышающей $1 \cdot 10^{-2} \text{ в}$, на уровне 50 в, то можно очень сильно снизить влияние этого дестабилизирующего фактора. Тогда $\Delta f/f = 2,4 \cdot 10^{-12}$.

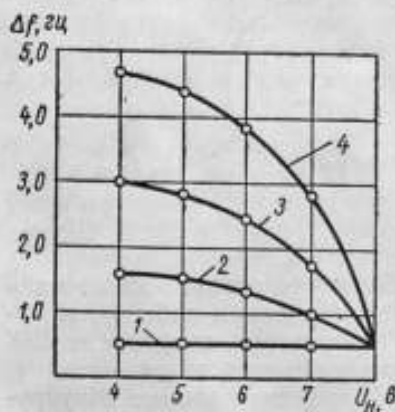


Рис. 12

Следовательно, кварцевый резонатор — это практически изохронная колебательная система. Существуют два эффекта изменения частоты для исследованных нами кварцевых резонаторов: первый — нелинейный, причиной которого является непрерывное образование и развитие нестабильных петель дислокации Франка-Рида при возбуждающем кварц токе выше $1 \text{ мка} \cdot \text{мм}^{-1}$; второй — линейный, причиной которого является изменение частоты при нагревании кварца возбуждающим током при величине его ниже $1 \text{ мка} \cdot \text{мм}^{-1}$.

3. Некоторые методы уменьшения связанности и связи в колебательной системе

В селективных цепях различных радиоустройств кварцевые резонаторы используются как фильтры, которые должны обладать узкополостностью и моночастотностью.

Известно, что моночастотность есть наличие одной частоты, которую имеет колебательная система. Однако моночастотность в пьезотехнике, так же как и бесконечно тонкий луч в оптике, — это только полезная научная абстракция. Реально мы имеем дело со спектром дискретных частот, хотя бы и очень далеко отстоящих друг относительно друга и имеющих ничтожное взаимодействие. Следовательно, в действительности моночастотность колебательной системы — это наличие одной резонансной частоты, превалирующей над парциальными частотами. В этом случае физической характеристикой такой колебательной системы является минимальный логарифмический декремент затухания при определенных условиях.

Как уже говорилось выше, кварцевые резонаторы, использующиеся в качестве фильтров, должны обладать такими свойствами, как отсутствием паразитных колебаний в широком частотном диапазоне вблизи резонансной частоты, высокой добротностью, малым температурным коэффициентом частоты, возможностью регулирования резонансной частоты и импеданса до любой заданной величины. Первые три свойства применительно к резонаторам подробно описаны нами в [15—17].

Здесь будут рассмотрены некоторые методы создания моночастотной колебательной системы.

Теория колебаний пьезоэлектрических элементов, колеблющихся по толщине, разработана строго только для случая распространения плоской волны в пластине с неограниченной площадью [18]. В работе [19] принимаются во внимание граничные условия для тонкой прямоугольной пластины конечной площади, колеблющейся по толщине. Решение приведенного в этой работе уравнения показало, что существует неравномерное распределение смещения на поверхности пластины.

Известно также, что пластины с любой формой краев, колеблющиеся по толщине, всегда имеют спектр паразитных частот. Чтобы возбуждался лишь один вид колебаний по теории необходимо, чтобы плоскость пластины была параллельна одной из осей L^2 , L^4 или L^6 . Для такой ориентации направление возбуждения поперечных волн параллельно этой оси симметрии и фронт волны находится в плоскости пластины. К числу таких ориентаций принадлежит AT -срез [20]. Однако параллельность нейтральной плоскости кварцевого элемента одной оси двух-, четырех- или шестикратной симметрии является недостаточным условием для того, чтобы возбуждался лишь один вид колебаний.

Обычно в кварцевом резонаторе как колебательной системе наблюдается спектр связанных колебаний. Вообще говоря, n колебательные системы, определяющие кварцевый резонатор, в какой-то мере всегда между собой связаны. И мы рассматриваем колебания в n связанных системах как колебания в единой системе, обладающей n степенями свободы. В рассматриваемой нами задаче вопрос ставится таким образом: насколько существенно сказывается влияние других $n - 1$ систем на основную. Иными словами, при каких условиях можно пренебречь связью между $n - 1$ системой; процессы происходящие в системе ω_p , следует рассматривать как происходящие в изолированной системе с одной степенью свободы.

Собственные частоты колебаний двух систем с упругой связью, находящихся во взаимодействии, равны

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2} \left[k_1^2 + k_2^2 \pm \sqrt{k_1^2 + k_2^2 - 4k_1 k_2 (1 - \gamma_2^2)} \right], \quad (1.3)$$

где γ_2 — коэффициент упругой связи;
 k_1, k_2 — парциальные частоты в связанной системе.
 После простых преобразований будем иметь

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2} \left[k_1^2 + k_2^2 \pm \sqrt{(k_1^2 - k_2^2)^2 + 4k_1^2 k_2^2 \gamma_2^2} \right]. \quad (1.3')$$

При значениях γ_2 , удовлетворяющих условию:

$$(k_1^2 - k_2^2) \gg 4k_1^2 k_2^2 \gamma_2^2 \quad (2.3)$$

величины собственных частот будут мало отличаться от парциальных.

Л. И. Мандельштам предложил ввести следующую величину — коэффициент связанности:

$$\sigma = \gamma_2 \frac{2k_1 k_2}{k_1^2 - k_2^2} \quad (3.3)$$

Введенные Л. И. Мандельштамом коэффициент связанности и понятие связанности можно распространить на n систем. Они дают возможность характеризовать колебательную систему не только величиной связи γ_2 , но и близостью парциальных частот относительно друг друга. Если $\sigma \ll 1$ (а не $\gamma_2 \ll 1$), то взаимодействие между системами мало, если мала связанность. Из (3.3) видно, что при $k_1 \rightarrow k_2$, т. е. при приближении к резонансу этих парциальных частот, коэффициент связанности значительно возрастает даже при малых значениях связи (γ_2). Таким образом, даже малые связи систем будут оказывать большое влияние, например, на процессы диссипации энергии в колебательной системе, если парциальные частоты близки друг к другу. Наоборот, при большой разнице в парциальных частотах даже относительно большие связи не сказываются на колебаниях каждой отдельной системы.

Следовательно, существуют, по крайней мере, два метода уменьшения связи между резонансной и парциальными частотами в пьезоэлектрическом резонаторе: 1 — расширение интервалов между резонансной и парциальными частотами и уменьшение связанности в системе вследствие уменьшения взаимодействия между парциальными частотами; 2 — уменьшение связи кварцевого резонатора с возбуждающими его электродами при изменении ширины зазора.

Причинами существования связанных колебаний в кварцевом резонаторе как колебательной системе являются не только его геометрические размеры A_n , где $n=1; 2; 3$, но и анизотропия кристалла кварца C_{jk} и его крепления (иными словами, граничных условий). Поэтому можно было предположить, что существует такая оптимальная геометрия, например, кварцевой линзы и ее крепления, при которой все другие виды колебаний, кроме сдвиговых по толщине, практически не будут играть существенной роли. Тогда диссипативная компонента потерь энергии, обусловленная наличием связанных колебаний в системе, будет иметь минимальную величину, а добротность — максимальное значение.

В работе [21] отмечается, что кварцевая линза действительно совершает сдвиговые колебания по толщине. Это подтверждает правильность наших представлений о механизме диссипации энергии в кварцевом резонаторе при связанных колебаниях.

Теоретический расчет оптимальной геометрии кварцевой линзы, которая дала бы возможность максимально расширить интервалы между резонансной и парциальными частотами и тем самым уменьшить связанные колебания в системе вследствие уменьшения взаимодействия между ними, представляет значительные трудности. Поэтому эта задача решалась нами экспериментальным путем.

Была найдена зависимость добротности кварцевых линз от геометрии и геометрии их крепления рис. 4 и 6 [8]. Оказалось, что при частоте 500 кГц добротность имеет экстремальное значение $Q=17,5 \cdot 10^6$ при $\frac{a}{R}=0,38$ (a — диаметр линзы, R — радиус кривизны); при частоте 1000 кГц — $Q=10,6 \cdot 10^6$ при $\frac{a}{R}=0,17$.

Геометрически кварцевая линза представляет собой два сферических сегмента, сложенных основаниями. Из геометрических соотношений, связывающих диаметр линзы с ее радиусом кривизны, мы найдем

$$\frac{a}{R} = \frac{4ac}{a^2 + c^2}, \quad (4.3)$$

где c — максимальная толщина линзы, которая не определяет собственную частоту колебаний кварцевого элемента. Механические колебания линзы локализованы в некоторой ее части, при этом они являются как бы развязанными от элементов крепления. Иными словами, в механических колебаниях участвует не вся масса линзы, а только ее часть, которую назовем эффективным диаметром. Тогда эффективную толщину b можно вычислить по полуэмпирической формуле:

$$b = \frac{1,67 + 0,53 \frac{a}{R}}{f}, \quad (5.3)$$

Эти соотношения позволяют рассчитывать некоторые параметры кварцевой линзы.

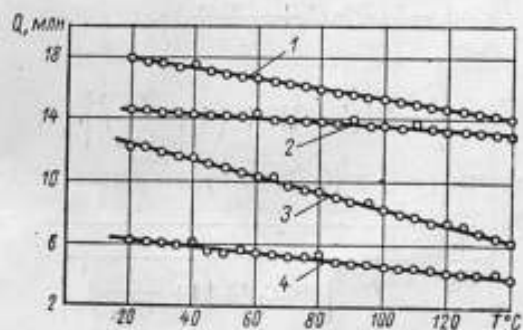


Рис. 13

Одним из лучших методов контроля моночастотности является измерение зависимости добротности резонатора от температуры. Монотонное изменение добротности в зависимости от температуры свидетельствует о моночастотности кварцевых резонаторов не только при комнатной температуре, но и в широком диапазоне температур. На рис. 13 приводится зависимость добротности от температуры для четырех резонаторов (кривые 1—4).

Найденная оптимальная геометрия кварцевого элемента и его крепления дает возможность расширить интервалы между резонансной и парциальными частотами и уменьшить связанность в колебательной системе, так как взаимодействие между резонансной и парциальными

частотами резко уменьшается (при постоянной связи кварцевого элемента с возбуждающими электродами).

В работе [10] описывается влияние геометрии кварцевого бруска на добротность. В этом случае изменение геометрии бруска достигается путем сошлифовывания фасок по его длинным граням, в результате этого частота крутильных колебаний так повышается, что ее расстояние по частотной шкале до частоты продольных колебаний составляет 4,6%, хотя перед снятием фасок первая частота была выше последней только на 0,5%.

Рассмотрим теперь влияние зазоров на изменение связи между резонансной и парциальными частотами в кварцевом резонаторе. При измерении добротности резонатор возбуждается в схеме генератора, а затем переключается на измерительную цепь, которая представляет собой емкостную нагрузку. Измерения добротности проводились в схеме с автоматической регистрацией времени затухания колебаний с помощью электросекундомера. В случае включения в измерительную цепь последовательно с емкостной нагрузкой активного сопротивления измеренная добротность резонатора будет равна [16]

$$Q = \frac{I_n^2 \omega L_q}{I_n^2 R_q + I^2 R} = \frac{1}{\frac{1}{Q_q} + \frac{R}{\omega L_q} \cdot \frac{I^2}{I_n^2}} \quad (6.3)$$

Согласно закону Кирхгофа при свободных затухающих колебаниях пьезоток равен

$$I_n = I_0 + I. \quad (7.3)$$

Можно показать, что

$$I_0 \cdot \frac{1}{j\omega C_0} = I \left(R + \frac{1}{j\omega C_{333}} \right). \quad (8.3)$$

Подставляя (8.3) в (7.3), мы получим

$$I_n = I \left(R j\omega C_0 + \frac{C_0}{C_{333}} + 1 \right). \quad (9.3)$$

Тогда

$$I_n^2 = I^2 \left[(R\omega C_0)^2 + \left(1 + \frac{C_0}{C_{333}} \right)^2 \right]. \quad (9.3')$$

Если теперь подставим (9.3) в (6.3), то будем иметь

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{Q_q} + \frac{R}{\omega L_q} \cdot \frac{1}{\left[(R\omega C_0)^2 + \left(1 + \frac{C_0}{C_{333}} \right)^2 \right]}}. \quad (10.3)$$

Если $(R\omega C_0)^2 = (3 \cdot 10^2 \cdot 3 \cdot 10^6 \cdot 4 \cdot 10^{-12})^2 = 1,3 \cdot 10^{-5}$

$$\text{и } \left(1 + \frac{C_0}{C_{333}} \right)^2 = 1,7 \cdot 10^3,$$

$$\text{то } (R\omega C_0)^2 \ll \left(1 + \frac{C_0}{C_{333}} \right)^2.$$

Добротность кварцевого резонатора в цепи

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{Q_q} + \frac{R}{\omega L_q} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{C_0}{C_{333}} \right)^2}}. \quad (11.3)$$

Следовательно, величина, обратная измеренной добротности, является линейной функцией сопротивления, которое подключается последовательно в цепь затухания кварцевого резонатора.

Согласно этой формуле изменение ширины зазоров или диаметров электродов должно привести к изменению коэффициента $k = \frac{1}{(1 + C_d C_{\text{заз}})^2}$, а следовательно, и наклона прямой $\frac{1}{Q} = \varphi(R)$, причем все прямые должны были бы дать одно и то же значение Q_0 — истинной величины добротности, если бы роль зазора сводилась к роли последовательной емкости в цепи резонатора. Однако эксперимент показывает, что изменение ширины зазоров и диаметров электродов приводит не только к изменению коэффициента k , т. е. к изменению угла наклона $\frac{1}{Q} = \varphi(R)$, но и к изменению величины Q_0 .

Вычислим зависимость коэффициента k от ширины зазора для линзы диаметром 38 мм, пренебрегая краевым эффектом [16]. В таблице приведены теоретические данные этой зависимости, где $d = \frac{k}{\omega L_q}$.

$a_{\text{заз}}, \text{мм}$	$d \cdot 10^{-10}, \text{ом}^{-1}$	$a_{\text{заз}} = 2,2 \text{ мм}$	
		$R, \text{ом}$	$Rd \cdot 10^{-10}$
0,5	53,00	10	73
2,2	7,30	30	220
5,0	1,75	100	730
10,0	0,45	300	2200

Величина $\frac{1}{Q_0}$ для этой линзы равна $630 \cdot 10^{-10}$. Затухание линзы возрастает в два раза при $a_{\text{заз}} = 2,2 \text{ мм}$ и $R = 100 \text{ ом}$.

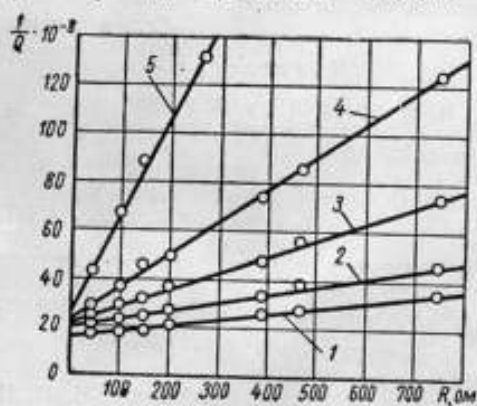


Рис. 14

Формула (11.3) выведена для случая отсутствия потерь на связанные колебания. При наличии же этих потерь изменение ширины зазоров и диаметров электродов приводит к изменению Q_0 . На рис. 14 приведена зависимость добротности кварцевой линзы от последовательного сопротивления для одной и той же линзы при разных зазорах (кривые 1, 2, 3, 4, 5). Из рисунка видно, что добротность кварцевого резонатора, величина которого скорректирована относительно последовательного сопротивления, зависит от величины зазора.

Таким образом, наблюдается также зависимость добротности резонатора от величины зазоров между поверхностью кварцевого элемента

и возбуждающими электродами (при постоянных интервалах между резонансной и парциальными частотами).

Исследования, проведенные на кварцевых брусках, дополняют наши представления о влиянии на добротность резонатора связанности в кристалле и связи кварцевого элемента с электродами. Здесь на добротности резонатора сказывается действие двух причин: изменение добротности из-за распределения поля по длине бруска и изменение добротности при уменьшении связи кварцевого элемента с электродами. Поясним сказанное. При малой ширине электродов возникает резко неравномерное поле, которое приводит, по-видимому, к увеличению связанности в кварце как колебательной системе, т. е. интервалы между резонансной и парциальными частотами уменьшаются; при увеличении ширины зазора между поверхностью кварца и электродами происходит уменьшение их связи, что приводит к увеличению добротности (см. [22], рис 9 и 10, соответственно). Из рис. 9 можно видеть, что при ширине зазора 2 мм добротность бруска составляла $4,6 \cdot 10^6$, при ширине зазора 18 мм — $11,9 \cdot 10^6$.

Такова в основных чертах физическая картина влияния связанности и связи в колебательной системе на ее добротность.

Так как добротность резонатора с линзой $Q=1,75 \cdot 10^7$ и частота $f=5 \cdot 10^5$ гц, то $2\Delta f = \frac{f}{Q} = 0,028$ гц; для резонатора с бруском $Q=2,5 \cdot 10^7$ и $f=10^5$ гц, тогда $2\Delta f=0,004$ гц.

Кварцевые резонаторы с такой узкой полосой пропускания можно использовать как фильтры специального назначения в селективных цепях различных радиоустройств.

Анализ литературных данных и работ, проведенных нами, приводит к выводу, что известные пути уменьшения связанности и связи в колебательной системе можно объединить в метод оптимальных параметров. Тогда для получения прецизионных и моночастотных резонаторов и фильтров требуется индивидуальная подстройка всех их параметров к оптимальному значению.

Статья поступила в апреле 1960 г.

Литература

1. J. M. Shauli, J. H. Shoaf, PIRE, v. 42, 8, 1954.
2. H. T. Mitchell, A. L. Dobbie, Paper presented at Congress International de chronometrie, Paris, France, Oktober, 1954.
3. Б. К. Шембель, Радиотехника, т. 10, № 7, 1955.
4. А. Г. Смагин, ДАН СССР, т. 112, № 3, 1957.
5. М. Е. Жаботинский, П. Е. Зильберман, ДАН СССР, т. 119, № 5, 1958.
6. А. Д. Брызжев, Подземный кварцевый камертонный генератор частоты. Измерительная техника, № 2, 1955.
7. М. Е. Жаботинский, П. Е. Зильберман, Радиотехника и радиоэлектроника, т. III, № 2, 1958.
8. А. Г. Смагин, Труды ВНИИФТРИ, сб. 2, 1958.
9. H. T. Mitchell, Nature, 174, 41, 1954.
10. G. Becker, Archiv der elektrischen Übertragung, B. 12, Heft 1, 1958.
11. E. Gerber, Electronics, 24, 4, 1951.
12. А. А. Фотченков, Кристаллография, т. 2, вып. 5, 1957.
13. A. R. D'Heckene, Van Nostrand Company, Inc., New York, 1946.
14. H. E. Bömmel, W. P. Mason, A. W. Warner, Phys. Rev., III, v. 102, 1, 1956.
15. А. Г. Смагин, Измерительная техника, № 1, 1957.
16. Отчет ВНИИФТРИ, № 34, 1957.
17. Отчет ВНИИФТРИ, № 75, 1955.
18. У. Кэди, Пьезоэлектричество и его практическое применение, ИЛ, М., 1949.
19. G. Nock, J. Acoust. Soc. Amer., 20, 1948.
20. W. G. Sady, Phys. Rev., 29, 1927.
21. М. И. Ярославский, П. Г. Поздняков, И. Г. Васи, Кристаллография, т. 3, вып. 6, 1958.
22. А. Г. Смагин, Труды ВНИИФТРИ, сб. 4, 1960.

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ВЫСОКОДОБРОТНЫХ КВАРЦЕВЫХ БРУСКОВ*

Во Всесоюзном научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений разработаны высокодобротные кварцевые бруски.

Кварцевые бруски Y -среза, закрепленные в двух узловых плоскостях с помощью шелковых нитей, колеблются на второй гармонике с частотой 100 кГц. Добротность кварцевых брусков равна $10-25 \cdot 10^6$. Температурный коэффициент частоты равен нулю при температуре $38-42^\circ\text{C}$. Зависимость относительного отклонения частоты от питающих напряжений в схеме Пирса имеет величину порядка $2 \cdot 10^{-10}$. Размеры брусков: длина 54,30 мм, сечение $7,8 \times 7,8$ мм².

В настоящее время в связи с использованием молекулярных генераторов и цезиевых реперов частоты работы по совершенствованию прецизионных кварцевых резонаторов для высокостабильных генераторов эталонов частоты и кварцевых часов не только не утратили своего значения, но, наоборот, представляют большой интерес, в особенности работы по увеличению их добротности. Судя по литературным данным иностранных авторов, суточная нестабильность частоты генераторов $1 \cdot 10^{-10}$ может быть получена с кварцевыми резонаторами добротностью порядка $1-2 \cdot 10^6$ [1, 2]. В работе [3] указывается, что суточная нестабильность частоты двух генераторов, стабилизированных кварцевыми брусками добротностью $5,5 \cdot 10^6$ при сличении их друг с другом, составляет $1,6 \cdot 10^{-11}$.

Описываемые нами кварцевые бруски Y -среза (рис. 1) имеют добротность $10-25 \cdot 10^6$. Они привязываются в двух узловых плоскостях с помощью нитей из натурального шелка диаметром 20—35 мк к четырем стеклянным штабикам, припаянным к основанию (рис. 2).

Возбуждающие никелевые электроды имеют круглую форму, причем они закрепляются на тех же штабиках, что и бруски. На рис. 3 приводится схематический вид кварцевого бруска и вакуумного баллона, при этом: 1 — кварцевый брусок; 2 — нити крепления; 3 — электроды; 4 — вакуумный баллон. Оказалось, что электроды квадратного сечения и круглого, вписанного в квадрат, дают одни и те же результаты по добротности. Поэтому в дальнейшем было решено использовать круглые электроды вследствие их компактности.

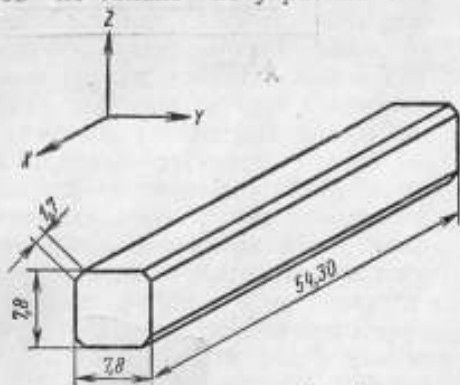


Рис. 1

* Доложено 9 июня 1959 г. на Всесоюзной научной сессии, посвященной столетию со дня рождения А. С. Попова.



Рис. 2

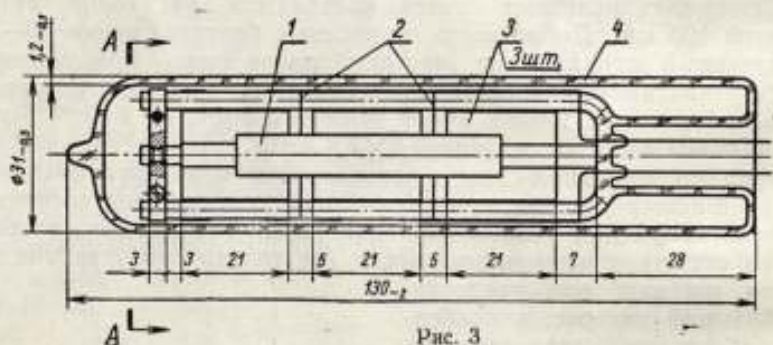


Рис. 3

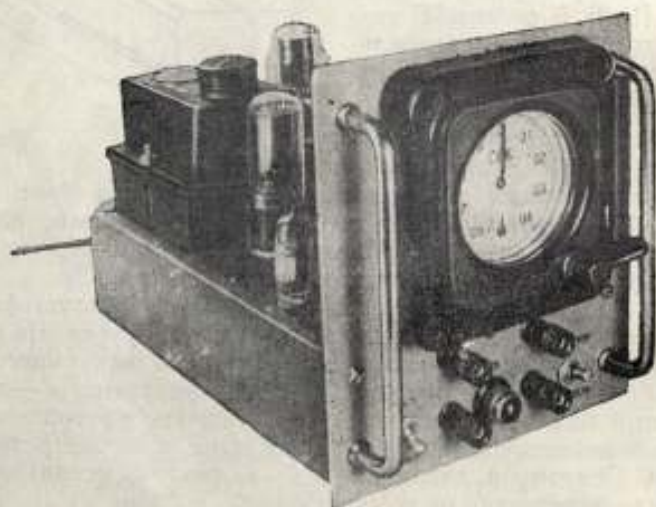


Рис. 4

Кварцевые бруски возбуждаются в схеме Пирса 1 (рис. 5) на второй гармонике с частотой 100 кГц. В момент измерения брусок переключается на автоматический измеритель времени свободных затухающих колебаний с реактивным сопротивлением на входе. Затухающие колебания резонатора подаются через катодный повторитель с высокоомным входом 2 на усилитель 3, а с него на детектор 4. Продетектированный сигнал по двум каналам подается на вход амплитудных дискриминаторов 5 и 6, имеющих разные потенциалы смещения $U_{гв}$ и $U_{гб}$. Импульс от дискриминатора, снимаемый с дифференцирующей цепочки, открывает первую половину L_8 7 триггера. Электронное реле 8 запускает электросекундомер 9. Импульс, снимаемый со второго амплитудного дискриминатора, выключает электросекундомер. Зная время изменения амплитуды свободных затухающих колебаний в определенное число раз, можно вычислить добротность. Погрешность измерения на этом приборе около 1%.

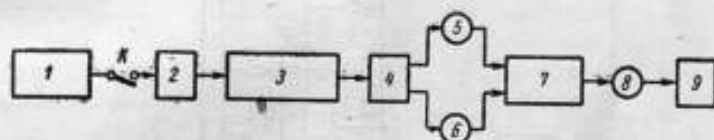


Рис. 5

Общий вид этого прибора приведен на рис. 4, его блок-схема — на рис. 5, принципиальная схема — на рис. 6 и эпюры напряжений — на рис. 7.

Отличительной особенностью этого прибора по сравнению с описанным в [4] является возможность измерять добротность в широком диапазоне частоты (50—1000 кГц) и использование электронного реле, имеющего несомненные преимущества перед электромеханическим.

В работе [3] описывались кварцевые бруски добротностью $5,5 \cdot 10^6$. Такая высокая добротность брусков была получена за счет достаточно тщательного травления в дифториде аммония, увеличения длины возбуждающих электродов и снятия фасок по длине брусков.

Методы обработки поверхности кварца, описанные в [5, 6], позволяют получить добротность брусков порядка $4-5 \cdot 10^6$ без использования каких бы то ни было других методов повышения добротности. Кварцевые бруски типа Шейбе были воспроизведены в Харьковском государственном институте мер и измерительных приборов и используются до сих пор в ряде эталонов, в том числе и в эталоне Всесоюзного научно-исследовательского института физико-технических и радиотехнических измерений. Добротность кварцевых брусков частотой 100 кГц, изготовленных ХГИМИП до 1957 г., составляет $2 \cdot 10^{6*}$. Эти бруски подвергались указанным в [5, 6] методам обработки поверхности, при этом добротность их увеличивалась в 20—25 раз, т. е. достигала величины $4-5 \cdot 10^6$. Так как нами описаны эти методы обработки поверхности кварца и доказана их применимость ко всем типам кварцевых элементов, то на них мы останавливаться не будем.

В статье [7] уже отмечалось, что у кварцевого резонатора как анизотропной колебательной системы существует такая оптимальная геометрия, при которой добротность имеет максимальное значение. При этом интервалы на частотной шкале между основной и парциальными частотами расширяются настолько, что потери на связанные колебания в системе сильно снижаются вследствие уменьшения взаимодействия между ними. Это подтверждается также результатами работы [3]: со-

* Проведенными ХГИМИП в 1968 г. исследованиями добротность кварцевых брусков частотой 100 кГц повышена до $1,9 \cdot 10^6$ (И. В. Гриценко. Доклад на Всесоюзной научной сессии, посвященной столетию со дня рождения А. С. Попова).

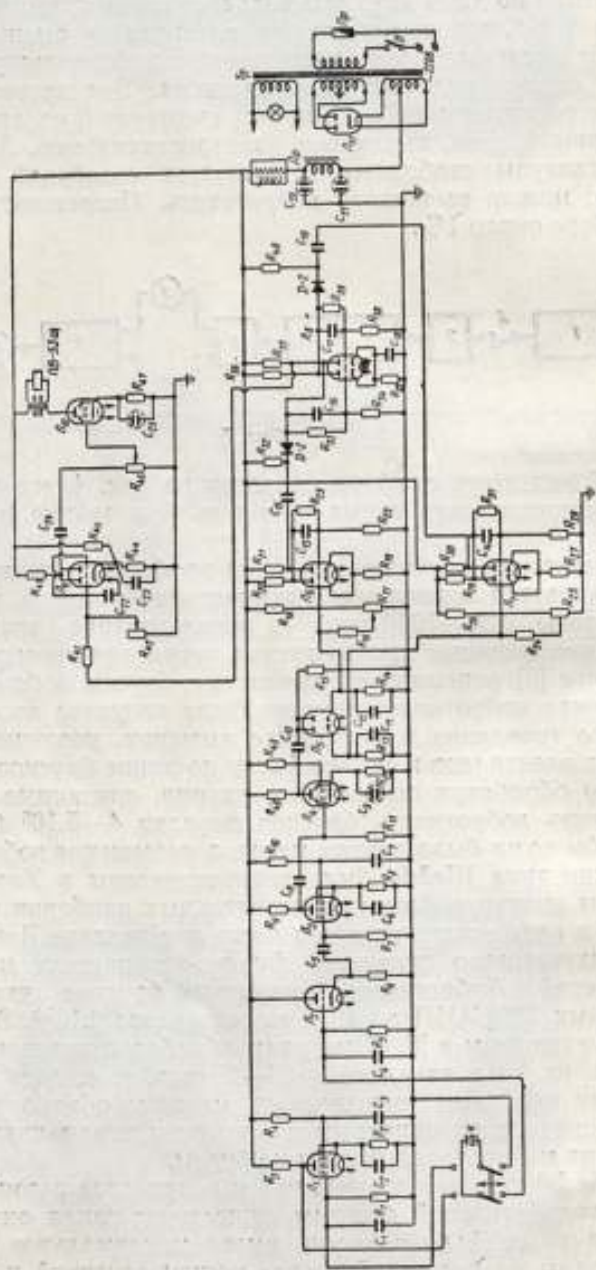


Fig. 6

шлифовывание фасок на брусках приводит к увеличению интервала между основной частотой и частотой крутильных колебаний до 4,6% (первоначальный интервал 0,5%) и увеличению добротности.

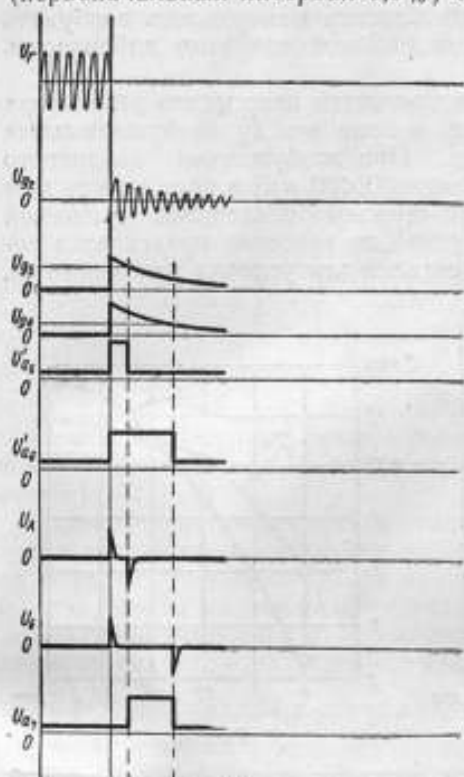


Рис. 7

- U_r — колебания резонатора в генераторной схеме L_1 (рис. 6);
- U_{g_2} — свободные затухающие колебания резонатора;
- U_{g_3}, U_{g_4} — напряжения на входах амплитудных дискриминаторов L_6 и L_7 и потенциалы их срабатывания;
- U_{a_1}, U_{a_2} — напряжения на выходах амплитудных дискриминаторов (L_6 и L_7);
- U_{a_3}, U_{a_4} — те же напряжения после дифференцирования RC -цепочками;
- U_{a_5} — напряжение на выходе оконечного триггерного каскада L_8 (рис. 6).

На рис. 8 приводится зависимость добротности от ширины фасок на брусках: 1 — брусок № 3; 2 — брусок № 4; 3 — брусок № 8. Из рисунка можно видеть, что при определенной ширине фасок добротность кварцевого бруска имеет максимальное значение. Рассчитать данный эффект теоретически пока не представляется возможным. Поэтому необходимо экспериментально подобрать соответствующие условия, при которых потери на связанные колебания будут минимальными.

Не только расширение интервалов между основной и парциальными частотами приводит к уменьшению потерь на связанные колебания, но также и уменьшение связи кварцевого резонатора с электродами при изменении ширины зазора между поверхностью кварцевого элемента и возбуждающими его электродами. На рис. 9 показано влияние ширины зазора на добротность кварцевых брусков: 1 — брусок № 3 с фасками;

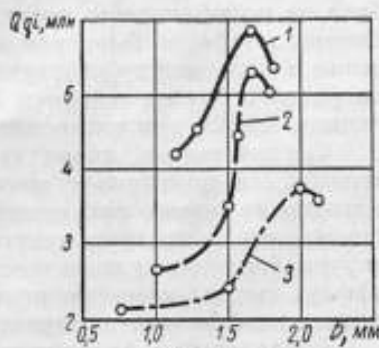


Рис. 8

2 — брусок № 5 без фасок; 3 — брусок № 7 с фасками. На рис. 10 приводится зависимость добротности кварцевых брусков от длины крайних и среднего электродов, причем ширина зазора между поверхностью кварца и электродами равна 22,4 мкм и остается постоянной в процессе данных экспериментов. На рис. 10 кривая 1 — зависимость добротности бруска от длины крайних электродов при постоянной длине среднего

электрода, равной 21 мм; 2 — зависимость добротности бруска от длины среднего электрода при постоянной длине крайних электродов, равной 21 мм.

Отдельные экземпляры кварцевых брусков нам удалось возбудить с зазором между ними и электродами 52,2 мм, при этом добротность брусков достигала $23-25 \cdot 10^6$.

Была исследована зависимость добротности кварцевого резонатора от внесения различных диэлектриков в поле между возбуждающими электродами и кварцевым элементом. При возбуждении кварцевого бруска электродами квадратного сечения $30 \times 30 \text{ мм}^2$ в поле между ним и электродами помещался с одной стороны плексиглас толщиной 1,25 мм. Добротность кварцевого бруска до внесения плексигласа составляла $8,9 \cdot 10^6$, а после — $2,2 \cdot 10^6$. Оставляя эти условия неизменными,

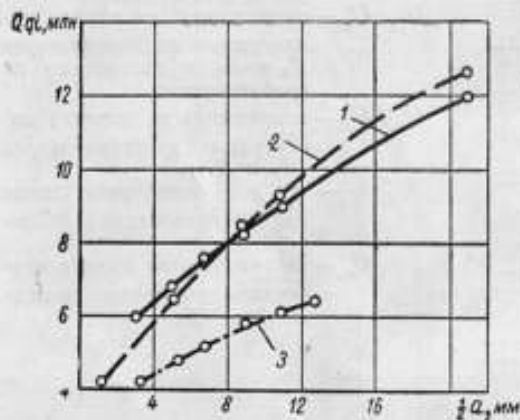


Рис. 9

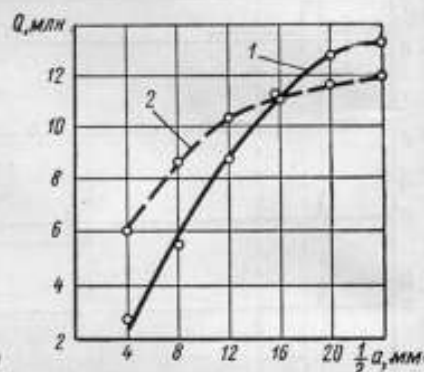


Рис. 10

мы помещали также с одной стороны стеклянную пластину толщиной 2 мм. Добротность уменьшилась до величины $3,8 \cdot 10^6$; при увеличении толщины стеклянной пластины в два раза добротность уменьшилась вдвое. Тогда, если кварцевый брусок поместить в стеклянный баллон, на который нанести методом катодного распыления электроды, и возбудить, добротность уменьшится почти на порядок по сравнению с вышеуказанным. При возбуждении бруска круглыми электродами диаметром 30 мм в поле между ним и электродами помещались два штабика из молибденового стекла диаметром 4,7 мм; добротность без стеклянных штабиков была равна $8,9 \cdot 10^6$, а со штабиками $3,2 \cdot 10^6$. При внесении в поле между кварцевым бруском и электродами шлифованного кварцевого бруска сечением $8 \times 8 \text{ мм}^2$ добротность уменьшалась до величины $8,0 \cdot 10^6$; при полированном бруске — до $8,7 \cdot 10^6$.

Следовательно, кварц как диэлектрик обладает наименьшими потерями. На внешнюю сторону трубки из такого материала нанесены методом катодного распыления электроды для возбуждения кварцевого бруска, что позволяет свести к нулю число молекул, мигрирующих внутри баллона, где находится кварцевый брусок. Возможно, этот эффект сыграл немалую роль в получении автором работы [3] весьма малого коэффициента старения.

Исследование влияния крепления кварцевых брусков на добротность проводилось следующим образом. Кварцевый брусок длиной 112 мм и сечением $20 \times 20 \text{ мм}^2$ помещался узловыми плоскостями на две нити из натурального шелка, закрепленные в плексигласовом держателе. Расстояние между нитями равно 56 мм. Диаметр возбуждающих бруска электродов фиксирован. На кварцевый брусок наносится карандашом штрихи через 2 мм. Воздух из-под колпака вакуумной установки откачивается до давления $5 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ При этих условиях снима-

лась зависимость добротности бруска № 2 частотой 48 кГц от крепления (рис. 11).

Температурный коэффициент частоты кварцевых брусков описываемого типа равен нулю при температуре 38—42°C (рис. 12). Есть основание полагать, что для кварцевых брусков X-среза может быть получен

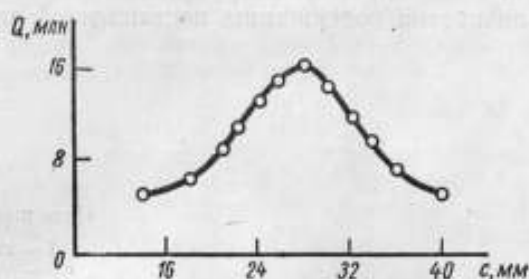


Рис. 11

нулевой температурный коэффициент частоты в диапазоне 0—20°C. Это может быть достигнуто путем вариации среза, зазора и геометрии бруска [8—11].

Измерение относительного отклонения частоты кварцевого резонатора в зависимости от питающих напряжений генератора проводится, как известно, при температуре нулевого температурного коэффициента частоты. Чтобы на изменение частоты от анодного напряжения не накладывалось изменение от накального напряжения, накал ламп стабилизировался. При этих условиях исследовалась зависимость частоты от питающих напряжений в схеме Пирса. Оказалось, что $\frac{\Delta f}{f} = 2 \cdot 10^{-10}$ при изменении питающих напряжений на 1%. При этом изменение фазовых сдвигов в схеме генератора исключалось.

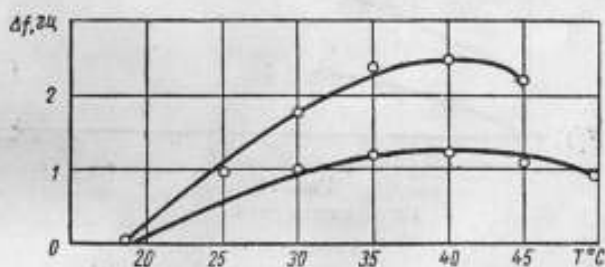


Рис. 12

Проведенными методами обработки кварца практически исключались поверхностные причины старения; мы задались целью свести к минимуму и контактные причины старения, т. е. непрерывное удлинение нитей, с помощью которых крепятся бруски, во времени. Проводились исследования с четырьмя видами нитей: шелк естественный, шелк искусственный, капрон и перлон. Диаметр нитей составляет 20—35 мк. Предварительно снимаются кривые Гука и гистерезисные петли для трех нитей одного вида, чтобы набрать статистические данные. Затем нити подвергаются n -кратному механическому растяжению и кратковременному прогреву до 220°C. В нитях возникают необратимые процессы. Снова снимаются кривые Гука и гистерезисные петли и определяются нагрузки разрыва. К обработанным нитям, длина каждой из которых составляет 30 см, подвешиваются нагрузки, по величине меньшие, чем нагрузки разрыва. Кривые старения этих нитей под действием нагрузки

приводятся на рис. 13, 14 и 15. Из приведенных рисунков можно видеть, что скорость изменения длины в функции времени наибольшая в начальный период у перлоновой нити. Однако нам представляется более целесообразным использовать для привязки кварцевых брусков нити из естественного шелка, так как, начиная с нагрузки 50 г, скорость старения не меняется в зависимости от нагрузки. Мы считаем, что методика старения нитей адекватна содержанию поставленной задачи.

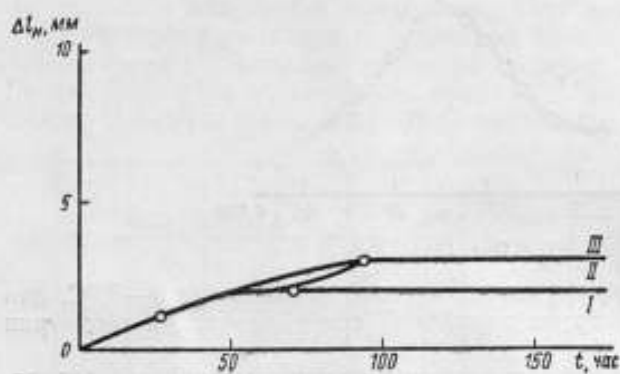


Рис. 13

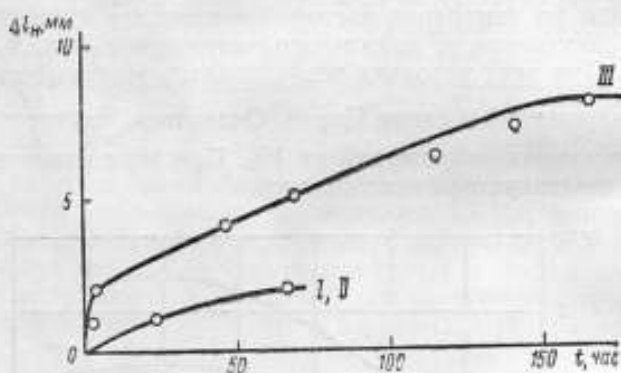


Рис. 14

Нить капроновая:

- I — под грузом 10 г;
- II — под грузом 20 г;
- III — под грузом 50 г.

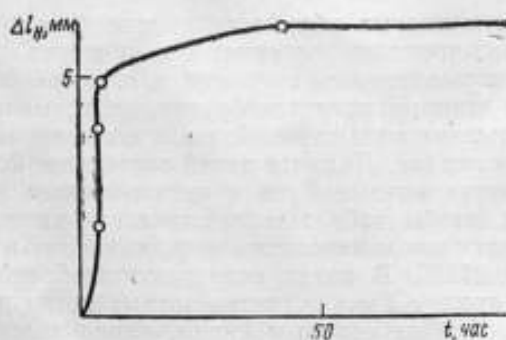


Рис. 15

Нить перлоновая под грузом 20 г.

В кварцевой лаборатории ВНИИФТРИ уже освоены и изготавливаются кварцевые резонаторы с брусками в качестве колебательных элементов добротностью $8-16 \cdot 10^6$ при зазоре 18 мм.

В заключение следует отметить, что в настоящее время необходимо проводить исследования не только по увеличению добротности как основного фактора стабилизирующих свойств кварцевого резонатора, но и по уменьшению влияния дестабилизирующих факторов, так как их влияние может играть доминирующую роль и свести на нет преимущества высокодобротных колебательных систем.

Статья поступила в мае 1960 г.

Литература

1. J. M. Schauli, J. H. Shoaf. PIRE, v. 42, 8, 1954.
2. H. T. Mitchell, A. L. Dobbie. Paper presented at Congres International de Chronometrie, Paris, France, Oktober 1954.
3. G. Becker. Archiv der elektrischen Obertragung, B. 12, Heft 1, 1958.
4. Е. Д. Новгородов. Измерительная техника, № 4, 1959.
5. А. Г. Смагин. Авторское свидетельство № 13449, 1959.
6. А. Г. Смагин. Кристаллография, № 6, 1959.
7. А. Г. Смагин. Доклады Академии наук СССР, т. 118, № 6, 1958.
8. Е. Д. Новгородов, Н. Х. Непаридзе. Измерительная техника, № 2, 1958.
9. А. Г. Смагин. Труды ВНИИФТРИ, сб. 2, 1958.
10. A. G. Smagin. Quartz Toroid as a Vibrating Element for Stabilization of Frequency Oscillators, Papers of XIII London General Assembly URSI, 1960.
11. A. G. Smagin. High Quality and High Stability quartz bars for USSR State Frequency Standards, Papers of XIII London General Assembly URSI, 1960.

ЗАВИСИМОСТЬ ДОБРОТНОСТИ И РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЫ КВАРЦЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ В ОБЛАСТИ 80—770°К

Кварцевые элементы в виде брусков находят применение в различных высокоточных кварцевых генераторах и часах, в связи с чем представляет интерес выяснить зависимость основных параметров этих элементов (добротность, резонансная частота) от изменения окружающей температуры.

Измерение добротности Q осуществлялось при изменении температуры через каждые $0,1^\circ$ путем измерения времени свободного затухания амплитуды колебания кварцевого элемента в определенное число раз, с применением специального автоматического прибора [1]. Погрешность измерения Q определяется непостоянством измерения времени затухания и для применяемого прибора составляет при $Q=2 \cdot 10^4$ около $\pm 3\%$, при $Q=6 \cdot 10^4$ и выше около $\pm 1\%$. $Q < 2 \cdot 10^4$ определялась по резонансным кривым исследуемых кварцевых элементов.

Измерение резонансной частоты f_0 выполнялось гетеродинным методом [2] при генерировании кварцевого элемента в схеме прибора для измерения Q или по резонансной кривой с использованием эталонной частоты и звукового генератора. Погрешность измерения f_0 не превышает $\pm 1 \cdot 10^{-7}$.

Для измерения в области температур 80—300°К вакуумированный кварцевый элемент помещался в массивный медный цилиндр, который опускался в сосуд Дьюара с жидким азотом. По прошествии 10—12 час., после испарения жидкого азота, температура медного цилиндра и кварцевого элемента медленно повышалась и за 36—40 час. достигала комнатной, в это время, примерно через каждую минуту, делалось измерение. Температура стенки стеклянного баллона кварцевого элемента измерялась медь-константановой термопарой с погрешностью, не превышающей $\pm 0,5^\circ\text{C}$. Градиент температур между верхней и нижней крышками медного цилиндра, измеренный дифференциальной термопарой, не превышал $0,1^\circ\text{C}$.

Для измерений в области температур 300—770°К кварцевый брусок привязывался вольфрамовой нитью диаметром около 0,03 мм в обычном коробчатом держателе [3], укрепленном в трубке из кварцевого стекла, в которой поддерживалось давление около $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Трубка из кварцевого стекла помещалась в толстостенный стальной цилиндр, укрепленный в электропечи. Температура ее стенки (против середины кварцевого бруска) измерялась с погрешностью около $\pm 0,5^\circ\text{C}$. Градиент температур между участками трубы, находящимися против краев кварцевого бруска, не превышал $0,2^\circ\text{C}$. Измерения в области 300—770°К проводились на протяжении 28—30 час., при этом результаты измерений f_0 при нагревании и остывании кварцевого бруска совпадали для одной и той же температуры в пределах $\pm 0,1$ гц.

Определение зависимости Q и f_0 от окружающей температуры осуществлялось для различных видов крепления и держателей кварцевых элементов:

1) для трех брусков с $f_0 = 100\,000$ гц (в области нулевого температурного коэффициента частоты) с креплением в двух узлах на шелковых нитях с металлическими электродами на расстоянии 2 мм от поверхности бруска. Результаты измерений приведены на рис. 1;

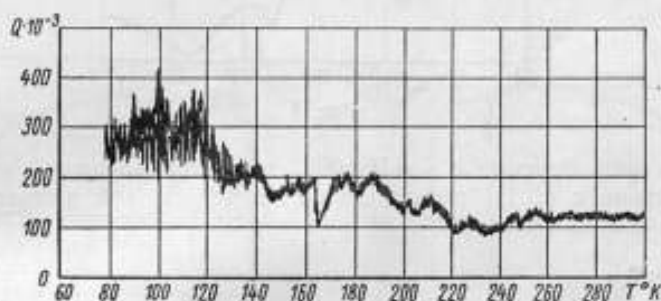


Рис. 1

2) для бруска с $f_0 = 60\,000$ гц с креплением и электродами, аналогичными п. 1, рис. 2;

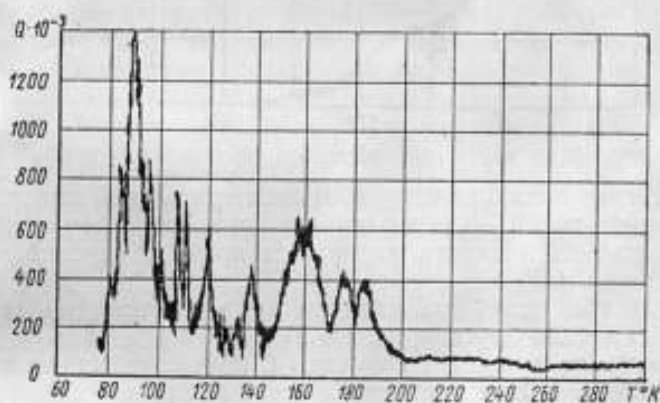


Рис. 2

3) для бруска с $f_0 = 100\,000$ гц с креплением, аналогичным п. 1, электродами, нанесенными напылением платины на поверхность бруска и очень тонкими проводниками, впаянными в узлах для подключения напряжения к электродам (рис. 3);

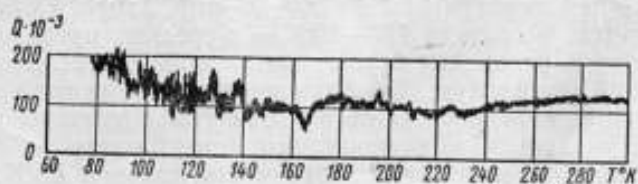


Рис. 3

4) для бруска с $f_0 = 100\,000$ гц с электродами, нанесенными напылением золота на поверхность бруска и тонкими впаянными проводниками для подключения напряжения и крепления бруска (рис. 4);

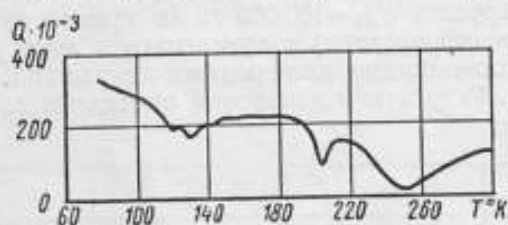


Рис. 4

5) для трех брусков с $f_0 = 100\,000$ гц с электродами и креплением (в соответствии с п. 1), выполненным вольфрамовой проволокой диаметром около 0,03 мм (рис. 5).

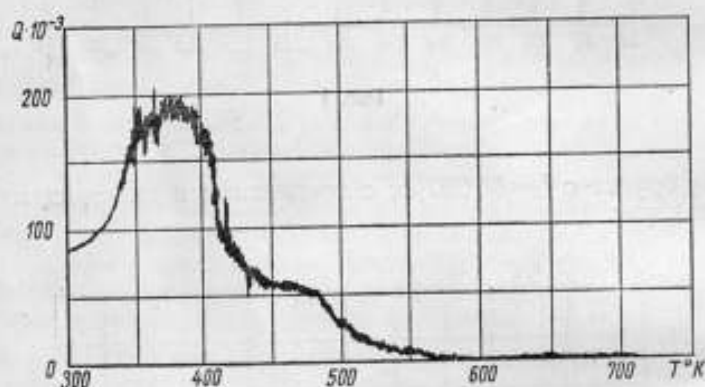


Рис. 5

Для проверки правильности работы измерительной аппаратуры при снятии графиков рис. 1—5 периодически измерялась добротность контрольного кварцевого элемента, которая за время измерений не изменялась более чем на $\pm 2\%$.

Из результатов измерений следует, что в области температур примерно 80—130°K (для брусков, пп. 1 и 3) и 80—200°K (для брусков, п. 2) имеют место резкие изменения величины Q вследствие привязки брусков шелковыми нитями. При повторении всего цикла измерений (от 80 до 300°K) для одного и того же кварцевого элемента (пп. 1 и 2), характер изменений Q остается один и тот же, однако величина Q для одинаковых значений температуры может отличаться до 25%. При креплении бруска на впаянных металлических проволочках (п. 4), получаются плавные изменения Q , аналогичные известным [4, 5], полученным для кварцевых пластинок, где наличие минимумов Q в некоторых температурных областях объясняется дислокационными явлениями. Повторные измерения Q кварцевых элементов (п. 4) воспроизводятся в пределах точности измерения.

С понижением температуры от 300 до 80°K добротность, как правило, повышается; в области 110—80°K — в среднем примерно от 2 до 20 раз; кроме того, различные бруски имеют меньшее увеличение в ряде других областей температур. Для одинаковой конструкции крепления и электродов (п. 1) изменение Q от температуры в среднем получается одинаковое. При дальнейшем понижении температуры до 4,3°K [6, 7] наблюдается еще два максимума добротности, так при 4,3°K $55-86 \cdot 10^6$ [6, 7].

При повышении температуры от 300 до 770°K у брусков наблюдается увеличение Q примерно в области 350—380°K, после чего до 770°K добротность уменьшается (рис. 5). Как видно из этого графика, в области температур 350—450°K наблюдаются скачкообразные изменения.

В связи с малой величиной Q при высоких температурах измерения осуществлялись по резонансной кривой кварцевого элемента. На рис. 6 приведены такие резонансные кривые для температуры 653 и 750°K, при которых Q равно, соответственно, всего лишь около 48 и 1,5.

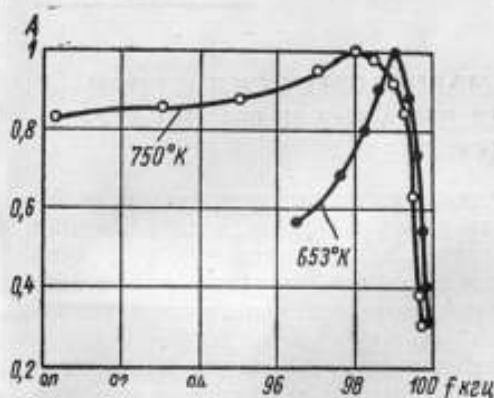


Рис. 6

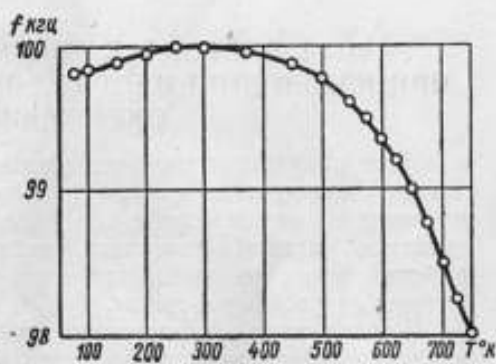


Рис. 7

Изменение f_0 от температуры (в области 80—300°K измерено по четырем брускам, пп. 1—2, и в области 300—770°K по трем брускам, п. 5) изображено на графике рис. 7, откуда следует, что это изменение имеет плавный характер. Результаты измерений разных кварцевых элементов с одинаковым устройством электродов хорошо согласуются между собой. Для кварцевых брусков с нанесенными на поверхность электродами зависимость f_0 от температуры в области 80—300°K имеет такой же характер, как и на графике рис. 7, но величина изменения f_0 (от значения при $T^0=310^0\text{K}$) с уменьшением температуры до 80°K получается меньше примерно на 20%.

Изменение f_0 происходит, главным образом, вследствие изменения геометрических размеров кварцевого бруска и электродов и упругих свойств кварца, причем влияние изменения размеров электродов в данном случае имеет заметную величину в связи с малым зазором между поверхностью кварцевого бруска и электродов.

Статья поступила в мае 1960 г.

Литература

1. Е. Д. Новгородов. Измерительная техника, № 4, 1959, стр. 33.
2. Е. В. Артемьева и В. Ф. Лубенцов. Инструкция для проверки частоты электрических колебаний высокостабильных генераторов. Министерство Финансов СССР, М., 1955.
3. A. Scheibe. Piezoelektrizität des Quarzes T. Sfeinkopff, Dresden, 1938.
4. H. E. Bömmel, W. P. Mason and A. W. Warner. «The Phys. Rev.», v. 99, № 6, 1955, p. 1894.
5. W. P. Mason. «The Phys. Rev.», v. 98, № 4, 1955, p. 1136.
6. D. L. White. «J. Appl. Phys.», v. 29, № 5, p. 856.
7. А. Г. Смагин. Сборник докладов. Научная сессия, посвященная столетию со дня рождения А. С. Попова, 1959, стр. 88.

Н. В. Никитин

**РАБОТА МНОГОКАСКАДНЫХ МАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ
ПРИ ИЗМЕНЕНИИ НАПРЯЖЕНИЯ ПИТАНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ
ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ**

При разработке схем многокаскадных магнитных усилителей, работающих как промежуточные усилители в устройствах для поддержания постоянства температуры и в ряде других вспомогательных устройств эталонов частоты, возникает необходимость стабилизации положения рабочей точки усилителя при изменении напряжения питания и температуры окружающей среды.

Рассматривая зависимость положения рабочей точки магнитного усилителя от питающего напряжения, необходимо вспомнить о наличии на характеристике одновременного намагничивания пермаллоя переменным и постоянным током 3-х зон, в которых одинаковые изменения магнитной индукции переменного магнитного поля, т. е. напряжения питания ($U_{\text{пит}}$) и постоянного подмагничивания, т. е. ампер-витков смещения ($aW_{\text{см}}$), по-разному влияют на изменение магнитной проницаемости пермаллоя, а следовательно, и тока нагрузки магнитного усилителя.

В 1-й зоне, при небольших индукциях и небольших подмагничиваниях

$$\left| \frac{+\Delta I'_n}{\Delta U_{\text{пит}}} \right| > \left| \frac{-\Delta I''_n}{\Delta a W_{\text{см}}} \right|,$$

где $\Delta U_{\text{пит}}$ и $\Delta a W_{\text{см}}$ — одинаковые по величине и знаку изменения напряжения питания и ампер-витков смещения. Это обычно имеет место при питании обмотки смещения выпрямленным переменным током от одного источника с обмотками переменного тока.

$\Delta I'_n$ — изменение тока нагрузки, вызванное изменением только напряжения питания на $\Delta U_{\text{пит}}$.

$\Delta I''_n$ — изменение тока нагрузки, вызванное изменением только ампер-витков смещения на $\Delta a W_{\text{см}}$.

В этом случае при $\Delta U_{\text{пит}} > 0$ результирующее изменение тока нагрузки

$$\Delta I_n = \Delta I'_n - \Delta I''_n > 0.$$

Во 2-й зоне при небольших индукциях и больших ампер-витках смещения

$$\left| \frac{+\Delta I'_n}{\Delta U_{\text{пит}}} \right| < \left| \frac{-\Delta I''_n}{\Delta a W_{\text{см}}} \right|.$$

В этом случае при $\Delta U_{\text{пит}} > 0$

$$\Delta I_n = \Delta I'_n - \Delta I''_n < 0.$$

На границе 1-й и 2-й зоны

$$\left| \frac{+\Delta I_n'}{\Delta U_{пит}} \right| = \left| \frac{-\Delta I_n''}{\Delta aW_{см}} \right|,$$

$$\Delta I_n = \Delta I_n' - \Delta I_n'' = 0,$$

т. е. ток нагрузки при изменении напряжения питания и смещения не изменяется.

В 3-й зоне, при больших индукциях и любых ампер-витках смещения

$$\Delta I_n = \Delta I_n' + \Delta I_n'',$$

т. е. изменение тока нагрузки при изменении напряжения питания и ампер-витков смещения имеет одинаковые знаки.

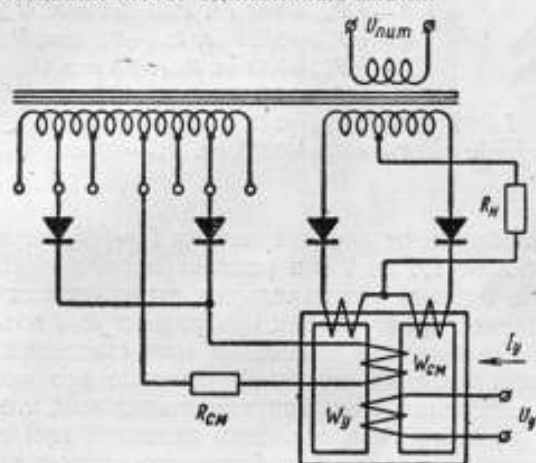


Рис. 1

Основываясь на вышеуказанном, можно получить компенсацию ухода тока нагрузки магнитного усилителя при изменении напряжения питания выбором рабочей точки усилителя на границе первой и второй зоны. На рис. 1 показана схема магнитного усилителя с внутренней

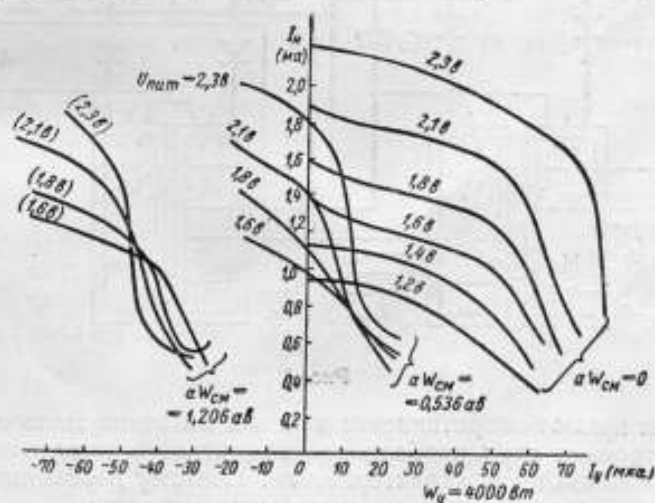
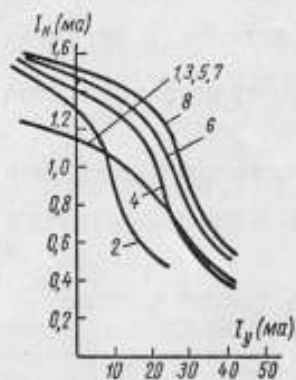


Рис. 2

обратной связью, а на рис. 2 характеристики $I_n = f(I_y)$ этого магнитного усилителя при различных значениях $U_{пит}$ и $aW_{см}$ (I_y — ток управления). Из рис. 2 можно видеть, что на некотором участке имеет место компен-

сация величины тока нагрузки I_n при изменении напряжения питания от 2,1 до 1,8 в и $aW_{см} = 0,536$ ав. Кривые на рис. 2 снимались при неизменной величине сопротивления $R_{см}$ в цепи смещения и изменение тока смещения производилось путем изменения напряжения смещения.



- 1 — $aW_{см} = 0,43$ ав, $R_{см} = 0$, $U_- = 1,6$ в;
 2 — $aW_{см} = 0,705$ ав, $R_{см} = 0$, $U_- = 2,0$ в;
 3 — $aW_{см} = 0,43$ ав, $R_{см} = 3,2$ ком, $U_- = 1,6$ в;
 4 — $aW_{см} = 0,595$ ав, $R_{см} = 3,2$ ком, $U_- = 2,0$ в;
 5 — $aW_{см} = 0,43$ ав, $R_{см} = 5,3$ ком, $U_- = 1,6$ в;
 6 — $aW_{см} = 0,545$ ав, $R_{см} = 5,3$ ком, $U_- = 2,0$ в;
 7 — $aW_{см} = 0,43$ ав, $R_{см} = 99$ ком, $U_- = 1,6$ в;
 8 — $aW_{см} = 0,525$ ав, $R_{см} = 99$ ком, $U_- = 2,0$ в.

Рис. 3

На рис. 3 изображены характеристики $I_n = f(I_y)$ при изменении напряжения питания от 1,6 до 2 в и различных величинах сопротивления смещения, но при одинаковых начальных ампер-витках смещения. Различное перемещение характеристик при разных $R_{см}$ объясняется следующим образом. На величину изменения тока смещения влияет изменение прямого сопротивления вентилях. Влияние это ясно заметно при сопротивлениях смещения, меньших нескольких ком, т. е. в тех случаях, когда величина прямого сопротивления вентилях при данном токе делается соизмеримой с величиной добавочного сопротивления смещения.

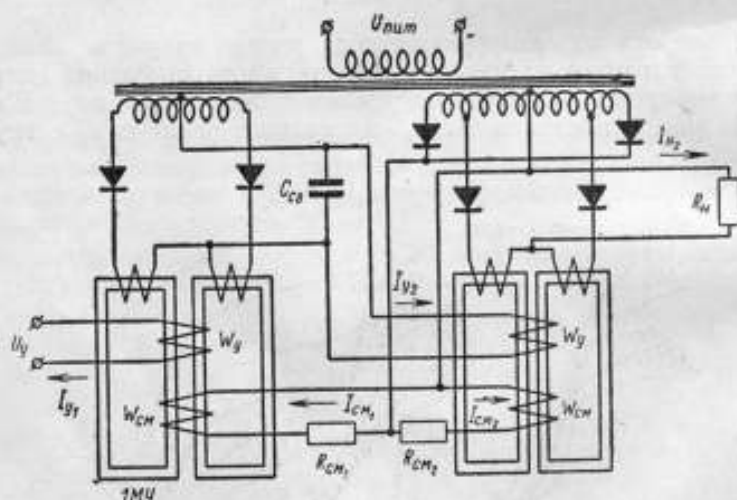


Рис. 4

Так как прямое сопротивление вентиля величина мало стабильная, то при построении схем необходимо стремиться к тому, чтобы оно не влияло на стабильность характеристики. Поэтому необходимо иметь в цепи смещения сопротивление порядка нескольких ком.

В качестве примера стабилизации рабочей точки магнитного усилителя рассмотрим методику выбора рабочей точки двухкаскадного усилителя, состоящего из магнитных усилителей, с внутренней обратной связью. Принципиальная схема такого усилителя приведена на рис. 4.

а характеристики каскадов с указанием направления действия токов управления и смещения на рис. 5.

Наладка усилителя сводится к следующему.

1. Выбирается оптимальный режим работы первого каскада магнитного усилителя путем подбора напряжения питания, ампер-витков смещения и величины емкости $C_{св}$, при включенном втором каскаде.

2. Выбирается оптимальный режим работы второго каскада магнитного усилителя путем подбора напряжения питания и ампер-витков смещения.

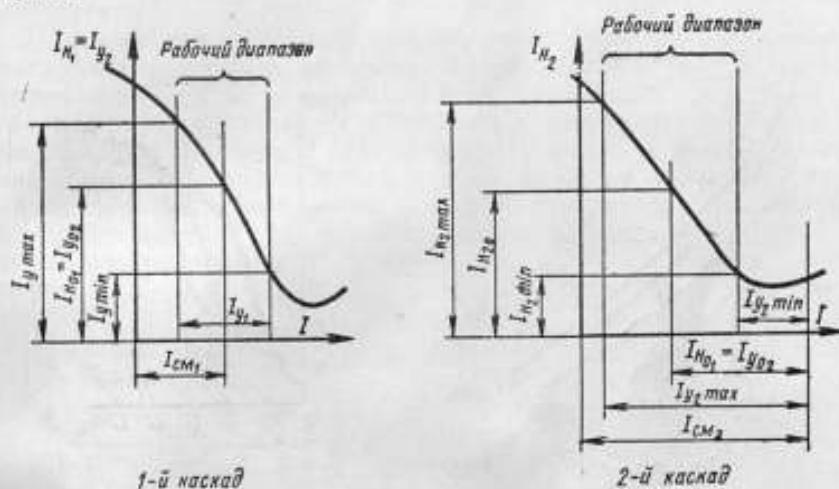


Рис. 5

3. Проверяется стабильность рабочей точки усилителя от изменения напряжения питания, т. е. отсутствие изменения тока нагрузки $\Delta I_{н2} = 0$ при изменении напряжения питания на $\Delta U_{пит}$:

$$\Delta I_{н2} = \Delta I_{н2}' + \Delta I_{н2}'' - \Delta I_{н2}''' = 0,$$

где $\Delta I_{н2}'$ — изменение тока нагрузки второго каскада из-за изменения напряжения питания второго каскада на $\Delta U_{пит}$;

$\Delta I_{н2}''$ — изменение тока нагрузки второго каскада из-за изменения тока смещения;

$\Delta I_{н2}'''$ — изменение тока нагрузки второго каскада из-за изменения тока управления (ΔI_{y2}), который равен:

$$\Delta I_{y2} = \Delta I_{н1} = \Delta I_{н1}' - \Delta I_{н1}''$$

где $\Delta I_{н1}'$ — изменение тока нагрузки первого каскада из-за изменения напряжения питания на $\Delta U_{пит}$;

$\Delta I_{н1}''$ — изменение тока нагрузки первого каскада из-за изменения тока смещения.

Таким образом, условие стабильной работы усилителя определяется равенством:

$$\Delta I_{н2} = 0, \text{ т. е. } \Delta I_{н2}' + \Delta I_{н2}'' = \Delta I_{н2}''', \quad (1)$$

а если первый каскад хорошо скомпенсирован, т. е. $\Delta I_{н1}' = \Delta I_{н1}''$ и $\Delta I_{н1} = \Delta I_{y2} = 0$, то:

$$\Delta I_{н2}' = \Delta I_{н2}'''. \quad (2)$$

При наладке не обязательно добиваться компенсации обоих каскадов в отдельности и достаточно выполнить равенство (1). Подбор компенсации осуществляется путем изменения $I_{см1}$ и $I_{см2}$. При этом положение рабочей точки на характеристике первого каскада может измениться, и результирующий коэффициент усиления несколько уменьшится. Если компенсацию таким образом получить не удалось, то необходимо изменить величину напряжения питания первого каскада и повторить наладку еще раз.

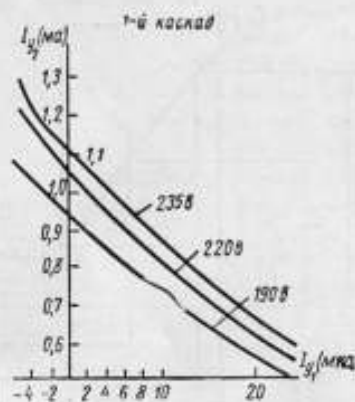


Рис. 6 а

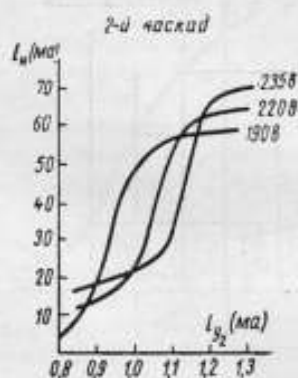


Рис. 6 б

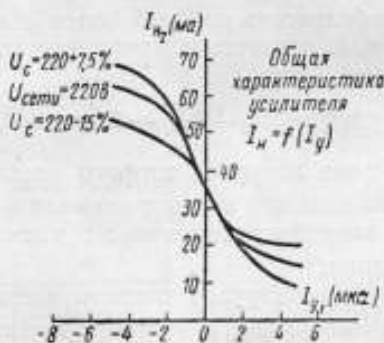


Рис. 6 в

На рис. 6 (а, б, в) приведены характеристики первого, второго каскадов и общие характеристики $I_{y2} = f(I_{y1})$ магнитного усилителя по рис. 4, налаженного по приведенной выше методике.

В качестве дополнительной меры, улучшающей компенсацию, можно рекомендовать включение в цепь смещения нелинейных сопротивлений (НПС) с тем, чтобы при данном изменении питающего напряжения получить по желанию большее или меньшее изменение тока смещения.

В качестве нелинейных сопротивлений возможно использование нелинейных полупроводниковых сопротивлений (НПС), разработанных ЛЭТИ им. Ульянова-Ленина, ламп накаливания с вольфрамовой угольной нитью, термосопротивлений, барретеров, стабилизаторов, насыщенных дросселей. Путем включения этих сопротивлений соответствующим образом возможно получить как увеличение, так и уменьшение

изменения тока смещения при одинаковых изменениях напряжения питания. Несколько примеров таких схем приведено на рис. 7 ($R_{\text{лин}}$ — линейное сопротивление).

Перейдем к выяснению зависимости положения рабочей точки магнитного усилителя с внутренней обратной связью от температуры. Температурная нестабильность магнитного усилителя вызывается рядом факторов:

1) температурной нестабильностью вентилей обратной связи;
2) изменением магнитных характеристик материала с изменением температуры;

3) изменением активного сопротивления обмоток магнитного усилителя с изменением температуры. При этом изменение сопротивления обмоток смещения не оказывает заметного влияния, так как величина тока смещения определяется величиной добавочного сопротивления в цепи смещения. Некоторое влияние может оказать изменение сопротивления обмоток переменного тока, а также обмоток управления, так как в целях лучшего согласования выходное сопротивление предыдущего каскада или датчика обычно выбирается примерно равным сопротивлению обмоток управления;

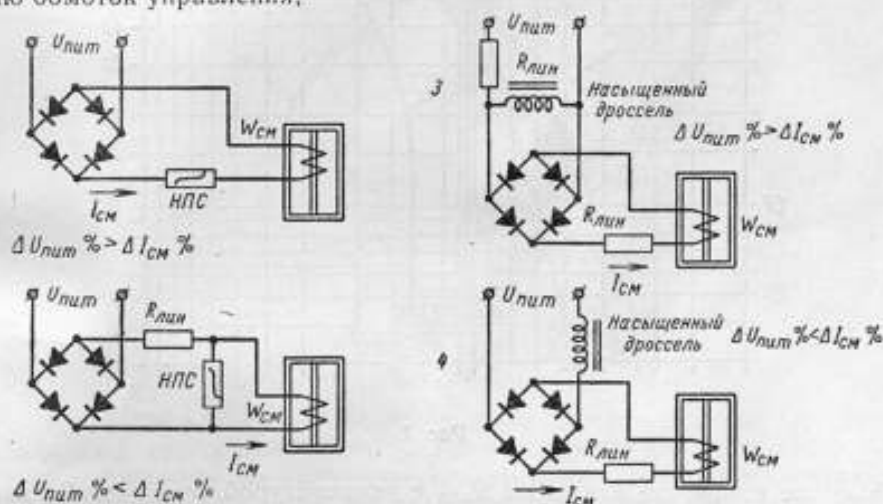


Рис. 7

4) изменением магнитных характеристик материала вследствие изменения давления обмоток на сердечник из-за изменения длины проводов с температурой. Уничтожить это явление можно путем помещения сердечника в специальную обойму, на которую наматываются обмотки.

Экспериментально установлено, что прямое сопротивление применяемых в магнитных усилителях вентилей типов ДГЦ-8, Д2В, ДГЦ-24, мало зависит от температуры и на стабильность схемы при небольших изменениях температуры не влияет.

Исследования магнитных усилителей с внутренней обратной связью показали, что при неудачном выборе вентилей обратной связи температурный уход характеристики может быть очень большим (рис. 9, кривые 1 и 3). Установлено, что этот уход в основном определяется изменением величины $R_{\text{обр}}$ вентилей с температурой. Была определена зависимость ухода нуля магнитных усилителей с внутренней обратной связью от величины $R_{\text{обр}}$ вентилей. Установлено, что при величинах $R_{\text{обр}} > 1 \text{ Мом}$ изменение величины $R_{\text{обр}}$ практически не влияет на уход характеристики. При $R_{\text{обр}} < 1 \text{ Мом}$ изменение $R_{\text{обр}}$ оказывает влияние на уход характеристики и тем больше, чем меньше величина сопротивления.

Таким образом, при выборе вентилях обратной связи необходимо иметь в виду, что $R_{обр}$ вентиля при приложенном к нему обратном напряжении должно быть не менее 1 Мом, т. е. в усилителях, имеющих $U_{пит} = 1-10$ в, необходимо использовать точечные диоды, которые имеют большое $R_{обр}$ при малых напряжениях и, сравнительно с плоскостными,

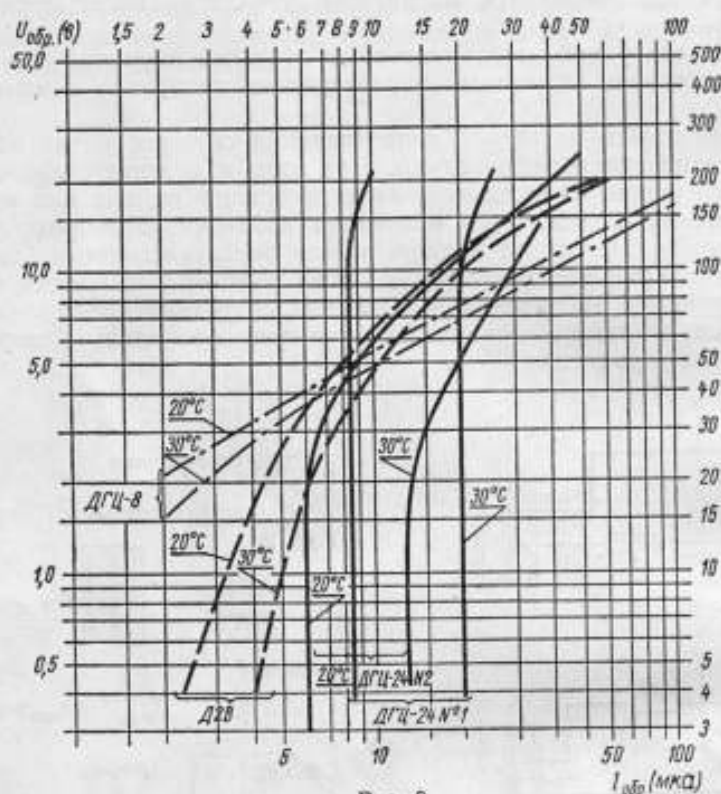


Рис. 8

небольшое изменение величины $R_{обр}$ с температурой (см. рис. 8), хотя прямое сопротивление точечных диодов больше, чем у плоскостных, и коэффициент усиления магнитного усилителя уменьшается.

Например, если в магнитный усилитель первого каскада (см. рис. 1) при $U_{пит} = 2$ в поставить диоды ДГЦ-24, имеющие $R_{обр}$ при данном напряжении равное 100 ком, то при увеличении температуры от 20 до 30°C обратное сопротивление вентилях уменьшится до 45 ком и рабочая точка усилителя уйдет на $\Delta I_y = 2,7$ мка (рис. 9, кривые 1, 3). Если же в этот усилитель поставить диоды ДГЦ-8, имеющие $R_{обр} = 1,2$ Мом, то при изменении температуры от 20 до 30°C $R_{обр}$ изменится до 0,95 Мом и уход рабочей точки будет равен $\Delta I_y = 0,6$ мка (рис. 9, кривые 4, 5). Величина этого ухода определяется другими факторами, влияющими на уход рабочей точки, что подтверждается (рис. 9, кривая 2), где показаны характеристики магнитного усилителя, снятые при вынесенных из термостата вентилях обратной связи.

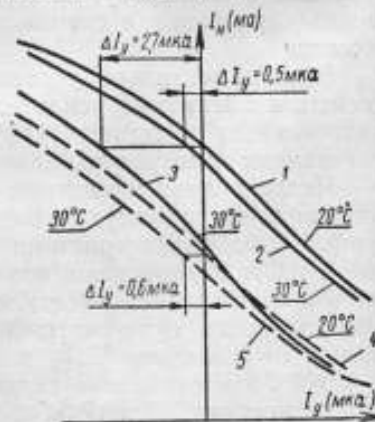


Рис. 9

Уход этот может быть скомпенсирован выполнением части или всего добавочного сопротивления смещения из материала, имеющего большой температурный коэффициент сопротивления, например, из меди или никеля.

Для магнитных усилителей с напряжением питания более 20 в возможно применение плоскостных диодов, так как обратное сопротивление их при таких напряжениях имеет порядок 1—2 Мом. На рис. 10 приведены характеристики такого усилителя при изменении температуры на 12,8°C.

На рис. 11 показаны характеристики $I_n = f(I_y)$ двухкаскадного магнитного усилителя (см. рис. 4) при изменении температур от 20 до 30°C. Часть добавочного сопротивления смещения второго каскада ($R_{см2}$) выполнена из меди. Из рис. 11 видно, что магнитный усилитель имеет хорошую компенсацию ухода рабочей точки при изменении температуры.

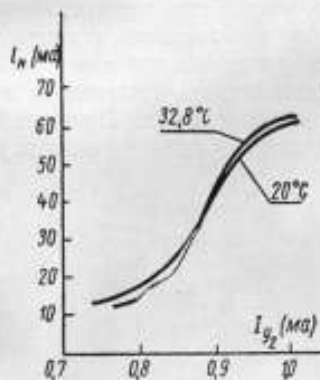


Рис. 10

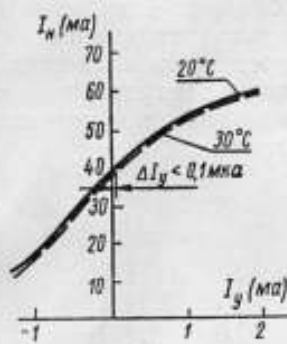


Рис. 11

Выводы

1. Описанный выше способ наладки многокаскадных магнитных усилителей даст возможность получать выходные характеристики, в достаточной степени не зависящие от изменения напряжения питания.

2. Влияния изменения температуры окружающей среды на магнитный усилитель можно избежать путем рационального выбора типа вентиля обратной связи.

Незначительные изменения, вызванные рядом других факторов, легко компенсируются применением в цепи смещения сопротивлений, имеющих большой температурный коэффициент сопротивления.

Статья поступила в ноябре 1959 г.

Литература

1. М. А. Розенблат. Магнитные усилители, изд. «Советское радио», 1956.
2. А. М. Пшеничников. Применение магнитных нуль-органов в телеизмерительных и регистрирующих устройствах. «Электричество», № 1, 1956.
3. А. М. Пшеничников. Зависимость смещения нуля магнитного нуль-органа от колебания напряжения питания. «Автоматика и телемеханика» № 1, 1957.
4. В. В. Пасынков. Нелинейные полупроводниковые сопротивления. Изд. института полупроводников АН СССР вып. 5, Ленинград, 1957.

МНОГОКАСКАДНЫЕ УСИЛИТЕЛИ ПОСТОЯННОГО ТОКА С КОМБИНИРОВАННЫМ ПРИМЕНЕНИЕМ МАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТРИОДОВ

В настоящее время при разработке устройств термостатирования высокостабильных кварцевых генераторов в качестве усилителей постоянного тока используются многокаскадные магнитные усилители. При построении схем многокаскадных магнитных усилителей встречаются большие затруднения в согласовании каскадов. Причиной этого является влияние токов четных гармоник последующего каскада на предыдущий каскад.

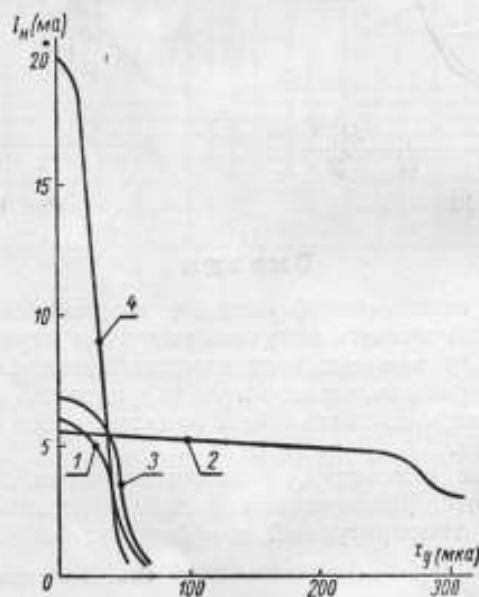


Рис. 1

На рис. 1 приведены кривые $I_n = f(I_y)$ для первого каскада двухкаскадного усилителя с внутренней обратной связью при работе на активную нагрузку $R_n = 110 \text{ ом}$ — кривая 1. На кривой 2 показана характеристика того же первого каскада, нагруженного на 2-й каскад. Как видно из кривых, включение второго каскада сильно снижает крутизну выходной характеристики первого каскада и резко ее искажает. Для разделения каскадов между ними включают большую емкость $C_{сн} = 50 + 100 \text{ мкф}$. Схема такого усилителя приведена на рис. 2, а характеристика $I_n = f(I_y)$ на рис. 1 обозначена кривой 3. Включение емкости увеличивает постоянную времени усилителя, увеличивает его габариты. Подбирая различные величины этой емкости можно получить различ-

ные коэффициенты усиления всей схемы; существенно увеличить коэффициент усиления схемы нельзя, так как характеристика первого каскада становится петлеобразной и работа всей схемы делается неустойчивой. Можно выполнить разделение каскадов магнитных усилителей с помощью полупроводниковых триодов. При этом, кроме развязки каскадов, получается дополнительное усиление. Небольшая величина входного сопротивления полупроводникового триода хорошо согласуется с выходом первого каскада магнитного усилителя. При работе второго каскада магнитного усилителя с внутренней обратной связью на четных гармониках от полупроводникового триода крутизна его характеристики несколько повышается, так как выходное сопротивление триода имеет величину порядка сотен ком и шунтирующее действие обмотки управ-

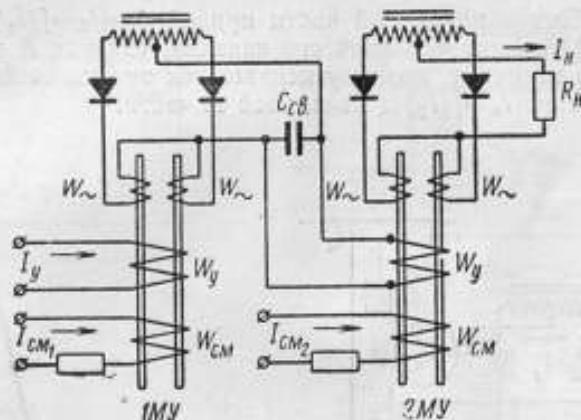


Рис. 2

ления на магнитный поток четных гармоник в среднем керне уменьшается. Уменьшается также постоянная времени усилителя, так как в цепь управления последовательно оказывается включенным выходное сопротивление полупроводникового триода.

$$\tau_{упр} = \frac{L_{упр}}{R_{упр} + R_{вых. тр}}$$

где $L_{упр}$ — индуктивность обмотки управления;

$R_{упр}$ — активное сопротивление обмотки управления;

$R_{вых. тр}$ — выходное сопротивление полупроводникового триода.

Разделительные полупроводниковые триоды не требуют дополнительного источника питания, так как для этой цели можно использовать напряжения постоянного смещения магнитного усилителя.

Возможны несколько вариантов схем включения полупроводникового триода в магнитный усилитель.

1. Схема без смещения (схема приведена на рис. 3, а характеристика — на рис. 7, кривая 1).

Достоинством схемы является хорошее согласование триода и магнитного усилителя. Величина входного сопротивления полупроводникового триода резко убывает при увеличении тока базы, поэтому крутизна характеристики магнитного усилителя $I_n = I_0 = f(I_y)$, включенного по рис. 3, будет значительно больше, чем при постоянной нагрузке.

Из кривой 3 (рис. 1) следует, что максимальный коэффициент усиления первого каскада магнитного усилителя с разделительной емкостью $C_{св} = 80$ мкф

$$K_{max} = \frac{\Delta I_n}{\Delta I_y} = 325.$$

При работе того же первого каскада на полупроводниковый типа ПЗБ (рис. 1, кривая 4).

$$K_{\max} = 600,$$

а общий коэффициент усиления первого каскада и триода ПЗБ

$$K_{\max} = 3100,$$

т. е. коэффициент усиления возрос почти в 10 раз.

К недостаткам схемы следует отнести:

1) трудность получения большой кратности изменения выходного тока триода, так как ток на выходе магнитного усилителя не может быть равен нулю, а следовательно вся характеристика триода не используется;

2) при работе в начальной части кривой $I_H = I_G = f(I_Y)$ магнитного усилителя коэффициент усиления его невелик, так как R входа триода имеет большую величину, поэтому искажается прямолинейность выходной характеристики $I_H = f(I_Y)$ в начальной ее части.

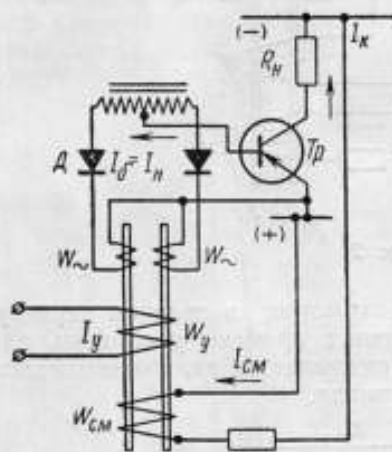


Рис. 3

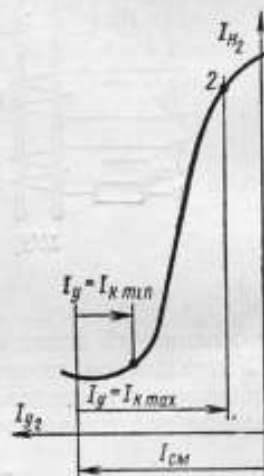


Рис. 4

При согласовании каскадов магнитного усилителя посредством полупроводниковых триодов необходимо обратить внимание на выбор положения рабочей точки второго каскада. Второй каскад работает удовлетворительно, если закрытому триоду ($I_K = I_{K.min}$) соответствует режим холостого хода магнитного усилителя (рис. 4). Если схема работает так, что закрытому триоду соответствует режим короткого замыкания магнитного усилителя (рис. 5), то минимальная величина тока нагрузки магнитного усилителя возрастет, и кратность выходного тока уменьшится. Объясняется это следующим образом. Замечено, что величина минимального тока нагрузки второго каскада зависит от величины выходного сопротивления триода. При схеме включения по рис. 5, режиму, близкому к холостому ходу магнитного усилителя, соответствует минимальное значение выходного сопротивления триода, так как триод при этом открыт, а следовательно, развязывающее действие его уменьшается. Это является одной из причин того, что схема без смещения триода в промежуточном каскаде оказывается крайне нежелательной для следующего каскада магнитного усилителя, так как при этом резко увеличивается величина минимального тока нагрузки.

2. Схема с положительным смещением на базу (рис. 6).

В данной схеме $I_0 = I_{нм\mu} - I_{см}$, т. е. $I_{хх\mu}$ компенсируется за счет $I_{см}$ и имеется возможность уменьшения тока базы до нуля или до любой требуемой величины. При этом появляется возможность работы в начальной части кривой магнитного усилителя; улучшается прямолиней-

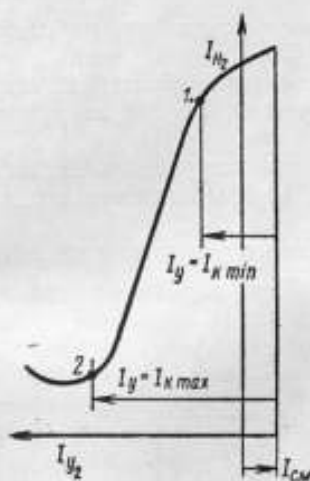


Рис. 5

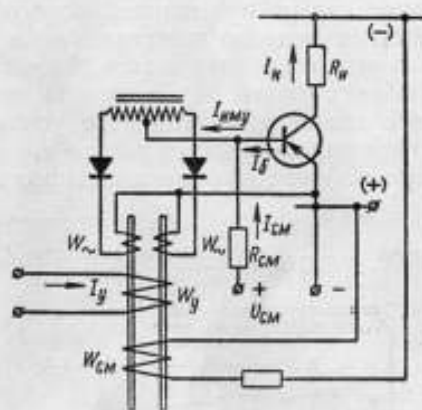


Рис. 6

ность выходной характеристики (рис. 7, кривая 2). Схема дает хороший результат при компенсации сравнительно небольшой величины $I_{хх\mu}$.

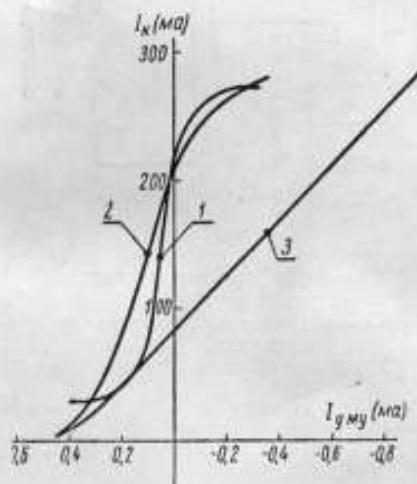


Рис. 7

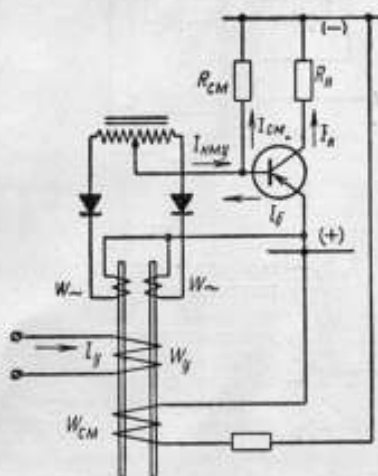


Рис. 8

Недостатком такой схемы является дополнительный источник питания $U_{см}$ достаточно большой величины (не менее U_K триода). При уменьшении $U_{см}$ уменьшается $R_{см}$ и цепь смещения начинает шунтировать выход магнитного усилителя.

3. Схема с отрицательным смещением на базу (рис. 8).

В данной схеме $I_0 = I_{см} - I_{нм\mu}$, т. е. $I_{к\mu}$ соответствует минимальный ток базы триода. При этом величина входного сопротивления триода

возрастает с увеличением I_6 , а следовательно, крутизна характеристики магнитного усилителя уменьшается (см. рис. 7, кривая 3).

Достоинством схемы является возможность получения прямолинейной выходной характеристики в большом диапазоне токов, в том числе при работе в начальной части характеристики магнитного усилителя.

Для создания смещения не требуется дополнительного источника питания.

4. Схема дифференциального магнитного усилителя, работающего на полупроводниковом триоде (рис. 9). Схема дает очень хороший результат как по прямолинейности выходной характеристики, так и по кратности изменения выходного тока, ввиду того, что ток нагрузки магнитного усилителя изменяется от нуля.

Выбор рабочей точки триода осуществляется заданием дополнительного смещения магнитного усилителя, перемещающего его характеристики параллельно самим себе.

При работе дифференциального магнитного усилителя на активное сопротивление получен $K_y = \frac{\Delta I_n}{\Delta I_y} = 715$. При работе на триод ПЗА $K_y = 4000$, а у отдельных образцов $K_y = 10000$.

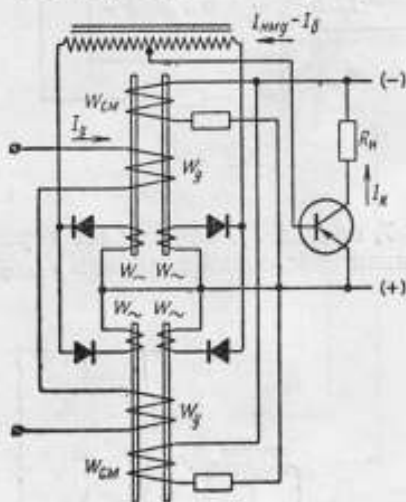


Рис. 9

I_{ny} — ток нагрузки магнитного усилителя;
 I_6 — ток базы;
 I_n — ток коллектора;
 R_n — сопротивление нагрузки;
 W_{CM} — обмотка смещения;
 W_y — обмотка управления;
 $W_~$ — обмотка цепи нагрузки.

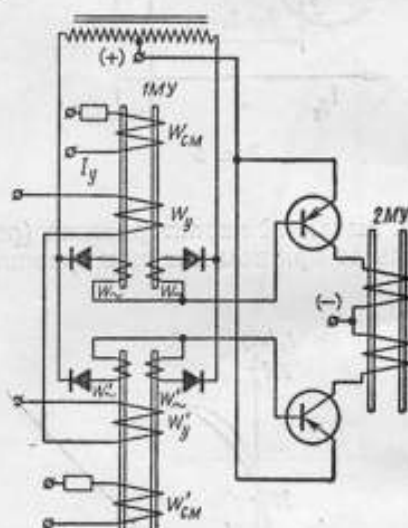


Рис. 10

1МУ — первый каскад магнитного усилителя;
 2МУ — второй каскад магнитного усилителя.

(Остальные обозначения, как в рис. 9).

5. Схема дифференциального магнитного усилителя с отдельными выходами и двумя разделительными триодами (рис. 10).

Схема имеет большой коэффициент усиления и обладает всеми достоинствами дифференциальных схем.

Каждая половина первого каскада является по сути дела простым магнитным усилителем с включением триода по схеме без смещения, а следовательно, обладает всеми ее недостатками.

Магнитный усилитель второго каскада имеет небольшую кратность изменения тока нагрузки, так как в режиме, близком к холостому ходу, один из триодов будет открыт.

6. Схема с заменой диодов в выходной цепи магнитного усилителя на триоды (рис. 11).

Схема имеет характеристики, аналогичные схеме без смещения (см. рис. 3), но в ней вместо трех полупроводниковых приборов (двух диодов и одного триода) применяется два полупроводниковых триода, т. е. уменьшается число элементов схемы.

Рассмотрим работу полупроводникового триода, включенного по схеме с общим эмиттером от магнитного усилителя. Коэффициент усиления триода, управляемого от магнитного усилителя, в сильной степени зависит от характера нагрузки включенной на выходе триода и схемы включения магнитного усилителя. На выходе магнитного усилителя имеется не постоянный, а пульсирующий ток, и в действительности триод работает как усилитель переменного тока. Таким образом коэффициент усиления триода зависит от величины полного сопротивления нагрузки (z_n). Например, при включении емкости параллельно активно-индуктивной нагрузке, каковой является обмотка второго каскада магнитного усилителя, z_n изменяется, и коэффициент усиления возрастает. Для разных типов магнитных усилителей форма пульсирующего напряжения на выходе различна, а следовательно, изменяется и коэффициент усиления включенных на них триодов. Особенно резко влияет характер нагрузки на коэффициент усиления триода, управляемого от дифференциального магнитного усилителя, так как напряжение на выходе его имеет форму очень острых пиков, которая резко изменяется при изменении характера нагрузки триода. Поэтому в практических схемах иногда приходится параллельно обмотке управления магнитного усилителя, включенного после триода, работающего от дифференциального магнитного усилителя, ставить небольшую емкость (например, C_1 , рис. 14).

Приведем несколько примеров схем многокаскадных усилителей с одновременным использованием магнитных усилителей и полупроводниковых триодов.

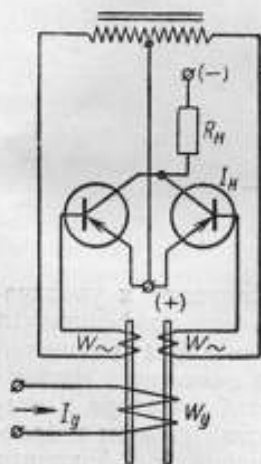


Рис. 11

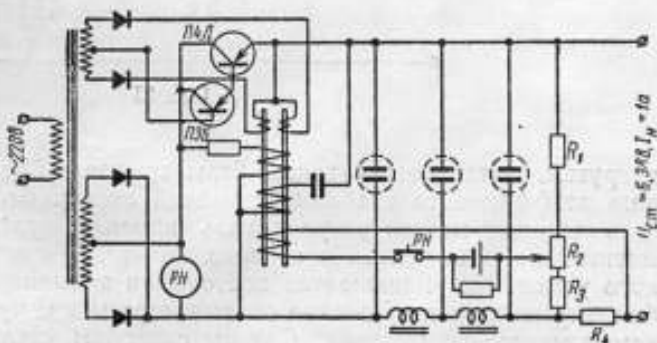


Рис. 12

Стабилизатор низкого напряжения (рис. 12)

Стабилизатор имеет следующие выходные данные: $U_n = 6,3$ в, $I_n = 1$ а. Стабильность напряжения равна 0,02% в течение часа и определяется в основном стабильностью опорной батареи типа НВМЦ-525. При использовании в качестве опоры нормального элемента стабильность схемы может быть повышена.

Регулирующим элементом стабилизатора служит двойной составной триод П4Д и ПЗБ. В качестве усилителя обратной связи используется простой магнитный усилитель с внутренней обратной связью.

Обмотка смещения магнитного усилителя включена на нестабилизированное напряжение, т. е. на то же напряжение, от которого питаются обмотки переменного тока магнитного усилителя. При этом появляется дополнительная возможность увеличить коэффициент стабилизации схемы. Для этого необходимо выбрать положение рабочей точки магнитного усилителя так, чтобы изменение тока нагрузки при изменении напряжения на обмотках переменного тока было меньше, чем изменение тока нагрузки при изменении тока смещения и вызываемые этим изменения были бы противоположны по знаку (см. [1, 2]), т. е.

$$\left[\frac{\Delta I_n \%}{\Delta U_{-} \%} \right]_{\text{при } \Delta W_{\text{см}} = \text{const}} < \left[- \frac{\Delta I_n' \%}{\Delta \Delta W_{\text{см}} \%} \right]_{\text{при } U_{-} = \text{const}}$$

где $\Delta \Delta W_{\text{см}}$ — изменение ампер-витков обмотки смещения, вызванное изменением $U_{\text{см}}$ в процентном отношении, равном изменению U_{-} .

Тогда при питании обмоток переменного тока и обмотки смещения от одного источника результирующее изменение тока нагрузки при изменении напряжения питания на ΔU_{-} будет равно $\Delta I_n - \Delta I_n' = -\Delta I_{\text{rea}}$, т. е. ток нагрузки магнитного усилителя уменьшается. Уменьшение тока

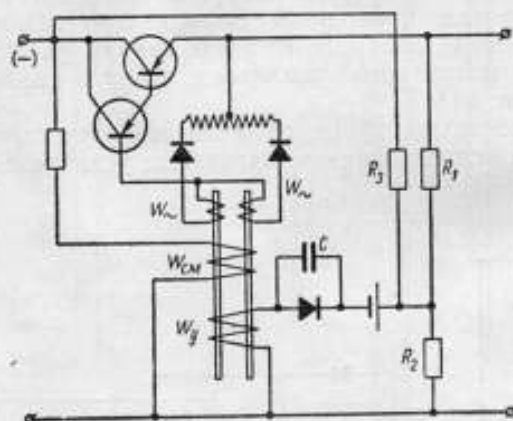


Рис. 13

нагрузки, являющегося током базы триода ПЗБ, приводит к увеличению коэффициента стабилизации всей схемы. Величину коэффициента стабилизации можно регулировать изменяя величину тока смещения магнитного усилителя. Кроме того, при такой схеме включения магнитного усилителя уменьшается постоянная времени стабилизатора и стабилизированное напряжение оказывается менее чувствительным к броскам напряжения питания. Другим способом увеличения коэффициента стабилизации стабилизатора является введение на вход магнитного усилителя напряжения, пропорционального нестабилизированному напряжению. Напряжение это снимается с делителя состоящего из сопротивлений R_2 и R_3 (рис. 13).

Измерительным элементом стабилизатора является делитель напряжения и опорная батарея. Обмотка управления магнитного усилителя включается на разность напряжений выхода делителя и опорной батареи. На схеме рис. 12 в цепи опорной батареи имеются контакты реле, отключающие батарею от магнитного усилителя при отключении напря-

жения питания. В противном случае батарея скоро разрядится. Возможен другой вариант выполнения схемы измерительного элемента, где в цепи батареи стоит диод ДГЦ-21 (рис. 13).

Для этой схемы I_y направлен встречно с полярностью батареи во всем диапазоне изменения напряжения. При отключении питания изменяется полярность тока в цепи батареи и величина его ограничивается диодом. Емкость, шунтирующая диод, поставлена для того, чтобы ДГЦ-21 не выпрямлял токов четных гармоник магнитного усилителя, что нарушает режим работы схемы.

В стабилизаторе имеется цепь гибкой отрицательной обратной связи, включенная для уничтожения автоколебаний схемы. В схеме предусмотрена токовая компенсация, для этого в цепь управления магнитного усилителя вводится дополнительное напряжение пропорциональное току нагрузки (сопротивление R_4 в схеме рис. 12), что приводит к компенсации его изменения.

Возможны три варианта включения измерительного элемента: до фильтра, после фильтра, включение двух измерительных элементов до и после фильтров. При включении измерительного элемента до фильтра кратковременная стабильность получается хорошей, так как постоянная времени фильтра не входит в постоянную времени усилителя обратной связи. Но стабилизированное напряжение, получается, как разность напряжения на измерительном элементе и падения напряжения на фильтре.

$$U_{\text{нагр}} = U_{\text{стаб}} - I_{\text{нагр}} R_{\Phi}$$

Падение напряжения на фильтре—величина нестабильная и зависящая от температуры нагрева обмотки дросселя фильтра под действием тока нагрузки. Следовательно, после включения стабилизатора во время прогрева обмотки дросселя напряжение на нагрузке будет изменяться. При установлении теплового режима дросселей величина R_{Φ} будет изменяться при изменении температуры окружающей среды.

Например, в схеме $R_{\Phi} = R_n$ при изменении температуры на $\Delta t = 1^\circ\text{C}$ $\Delta R_{\Phi} = \alpha \Delta t$, $R_n = 0,004$, $R_n = 0,4\% R_n$. При этом $\Delta U_n = -\Delta U_{\Phi} = -0,4\% R_n I_n = -0,4\% U_n$, т. е. изменение напряжения на нагрузке при изменении температуры на 1°C в 20 раз больше, чем одночасовая нестабильность всей схемы.

При включении измерительного элемента после фильтра постоянная времени фильтра входит в постоянную времени стабилизатора и кратковременная стабильность схемы ухудшается.

Лучший результат получается при наличии двух измерительных элементов, включенных до и после фильтра, и двух обмоток управления магнитного усилителя. В разработанной схеме измерительный элемент включается после фильтра, а компенсации быстрых изменений напряжения питания производится через цепь смещения магнитного усилителя. При этом кратковременные броски напряжения на нагрузке равны $0,02\% U_n$, т. е. равны часовой нестабильности.

Усилитель постоянного тока для системы автоматического регулирования температуры

Схема I (рис. 14)

Усилитель предназначен для питания нагревателя термостата $R_n = 100 \text{ ом}$, I_n изменяется от 50 до 250 ма. Коэффициент усиления по току 10000. Порог чувствительности усилителя порядка 10^{-12} вт при входном сопротивлении 100 ом.

Усилитель выполнен следующим образом. Первый каскад—дифференциальный магнитный усилитель с внутренней обратной связью

работает на полупроводниковый триод ПЗБ, включенный по схеме с общим эмиттером без смещения. Триод ПЗБ, являющийся вторым каскадом, служит развязкой между первым и вторым магнитным усилителями и дает дополнительное усиление. Третий каскад — простой магнитный усилитель с внутренней обратной связью. Управление на него от ПЗБ подается так, что закрытому триоду соответствует режим, близкий к режиму холостого хода магнитного усилителя. Управляющая обмотка второго магнитного усилителя зашунтирована емкостью C_1 для повышения коэффициента усиления триода ПЗБ. Четвертым каскадом является два параллельно соединенных триода ПЗВ. Триоды включены по схеме с общим эмиттером и отрицательным смещением на базу, при этом коэффициент усиления второго магнитного усилителя понижается, но получается большая кратность изменения выходного тока и хорошая прямолинейность характеристики. Полный коэффициент усиления системы по току $K_y = 1300000$.

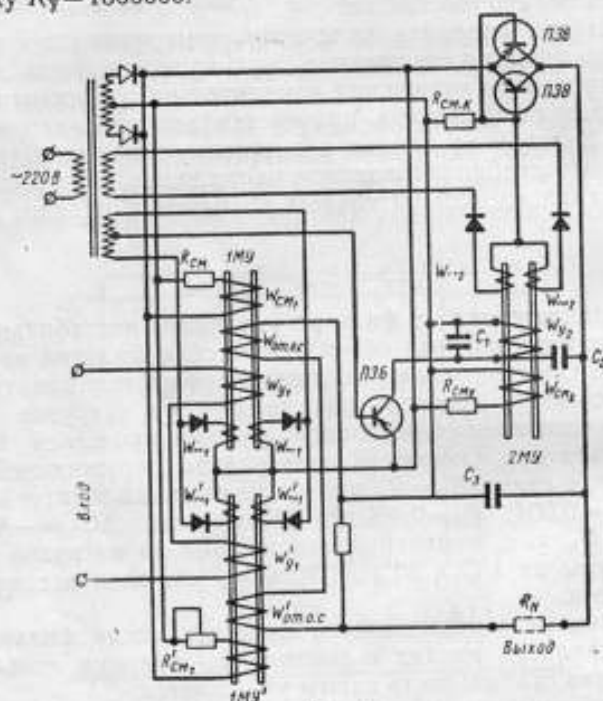


Рис. 14

R_{cm} — сопротивление смещения;
 $W_{от.об.св}$ — обмотка отрицательной обратной связи;
 $R_{cm.к}$ — сопротивление смещения коллектора;
 Индекс «1» или «2» означает каскад магнитного усилителя. Штрихом обозначена вторая половина push-пульного усилителя.

В усилителе введена отрицательная обратная связь по току. Обратная связь осуществляется введением части выходного тока на специальную обмотку обратной связи первого каскада. При этом, коэффициент усиления понижается до $K'_y = 12000$.

Введение такой обратной связи резко повышает стабильность усилителя. Так на основании данных, приведенных в [3], следует

$$\frac{1}{K_y} \ll \frac{W_{от.об.св}}{W_y} \cdot \frac{R_{ш}}{(R_{ш} + R_{от.об.св})}$$

$$K'_y = \frac{(R_{ш} + R_{от.об.св}) W_y}{R_{ш} \cdot W_{от.об.св}} \quad (1),$$

то

где $W_{от.об.св}$ — обмотка отрицательной обратной связи;
 W_{y_1} — обмотка управления первого каскада;
 $R_{ш}$ — сопротивление шунта цепи обратной связи;
 $R_{от.об.св}$ — сопротивление обмотки отрицательной обратной связи;
 K_y — коэффициент усиления по току усилителя без отрицательной обратной связи;
 K'_y — коэффициент усиления по току того же усилителя, но с введенной отрицательной обратной связью.

Определенная таким образом величина K'_y практически не зависит от изменения напряжения питания, частоты и температуры. Для разработанного усилителя $R_{ш}=0,17$ ом, $R_{от.об.св}=0,35$ ом, $W_{y_1}=3500$ вит., $W_{от.об.св}=1$ вит. Подставив эти значения в выражение (1), получим:

$$7,7 \cdot 10^{-7} \ll 9,35 \cdot 10^{-5} (1 \ll 120)$$

Так как условие (1) выполняется, то величина

$$K'_y = \frac{(R_{ш} + R_{от.об.св}) \cdot W_{y_1}}{R_{ш} \cdot W_{от.обр.св}} = 10700 \text{ будет стабильной.}$$

Стабильность выходного тока такого усилителя была проверена при его непрерывной работе в течение 3 месяцев.

При изменении напряжения питающей сети на $\pm 20\%$ получено отклонение выходного тока не более чем на $\pm 4\%$ номинального.

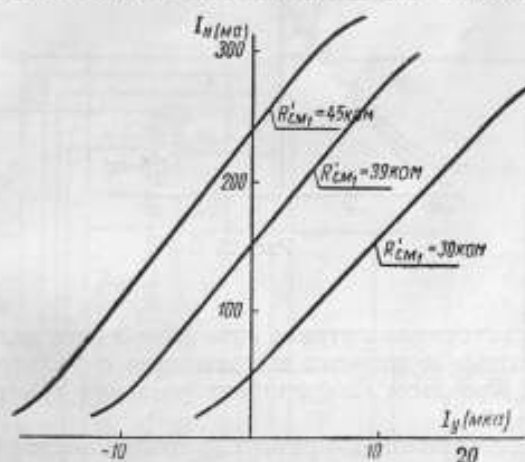


Рис. 15

В то же время испытанный одновременно двухкаскадный усилитель, выполненный на аналогичных магнитных усилителях без применения триодов и введения отрицательной обратной связи, дал нестабильность $\pm 15\%$ номинального.

При включении полной схемы усилителя в систему авторегулирования в ней возникли устойчивые автоколебания, для уничтожения которых применена гибкая отрицательная обратная связь, с выхода всего усилителя на вход третьего каскада через емкость C_2 .

Регулирование положения рабочей точки усилителя осуществляется изменением сопротивления смещения $R'_{см}$ одной из половин дифференциального магнитного усилителя. Такое регулирование допустимо, так как рабочая зона первого каскада во много раз меньше прямолинейного участка выходной характеристики первого магнитного усилителя. На рис. 15 показаны выходные характеристики усилителя при разных величинах сопротивления $R'_{см}$. Возможно также осуществлять регулирование положения рабочей точки изменением сопротивления $R_{см.к}$ смещения триодов ПЗВ.

На выходе усилителя имеется фильтрующий конденсатор $C_2=20$ мкф. Этот конденсатор, кроме уменьшения переменной составляющей тока нагрузки, служит для увеличения коэффициента усиления каскада на триодах ПЗВ. При малом токе коллектора, а следовательно, при малой величине падения напряжения на нагрузке, влияние этого конденсатора на напряжение источника питания невелико, так как большая часть напряжения приложена к переходу эмиттер — коллектор триодов ПЗВ. Напряжение источника питания при этом имеет величину, которая получается у двухполупериодного выпрямителя без фильтра. При увеличении $I_k=I_n$ влияние конденсатора на напряжение источника питания возрастает, так как большая часть напряжения приложена к нагрузке.

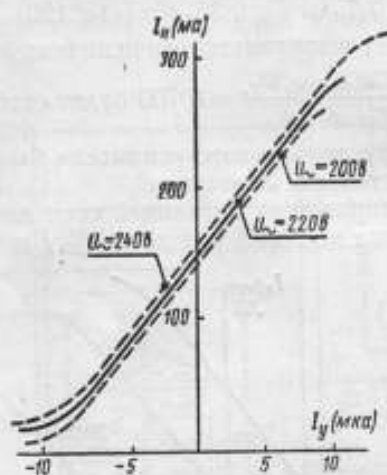


Рис. 16

Напряжение источника питания при этом имеет величину, которая получается у двухполупериодного выпрямителя с фильтром, т. е. возрастает в 1,4 раза. При этом коэффициент усиления триодов ПЗВ возрастает.

При однополупериодном выпрямителе коэффициент усиления триода увеличивается еще больше, но при этом величина пульсации будет очень большой.

На рис. 16 показаны выходные характеристики усилителя при разных напряжениях питания. Из кривых видно, что усилитель не зависит от напряжения питания при изменении последнего на $\pm 10\%$. Достигается это компенсацией во втором магнитном усилителе и выходных триодах.

Рабочая точка второго магнитного усилителя выбрана так, что соблюдается равенство

$$\left[\frac{\Delta I_n \%}{\Delta U - \%} \right]_{\text{при } a W_{cm} = \text{const}} < \left[\frac{-\Delta I_n' \%}{\Delta a W_{cm} \%} \right]_{\text{при } U = \text{const}}$$

Тогда, согласно описанному выше, при повышении напряжения питания рабочая точка второго магнитного усилителя несколько понизится, а так как ток управления второго магнитного усилителя возрастает, из-за возрастания I_k триода ПЗВ, то изменение величины выходного тока второго магнитного усилителя скомпенсируется не полностью и он несколько возрастет.

Рассмотрим как происходит компенсация в выходных триодах.

При увеличении напряжения питания ток $I_{н} = I_{нПЗБ}$ возрастает. Для того, чтобы привести его к прежнему значению, необходимо несколько понизить ток базы. В схеме со смещением на коллектор $I_{бПЗБ} = I_{смПЗБ} - I_{н2му}$. При увеличении напряжения питания возрастает одновременно ток смещения и не полностью скомпенсированный ток $I_{н2му}$. При этом выбран такой режим работы схемы, при котором $\Delta I_{н2му}$ был бы больше $\Delta I_{смПЗБ}$ на такую величину, чтобы $I_{б}$ уменьшилось до величины соответствующей постоянству $I_{кПЗБ} = I_{н}$.

Схема 2 (рис. 17)

Усилитель предназначен для работы в схеме автоматического поддержания температуры в термостате задающего генератора кварцевых часов, которые, кроме кварцевого генератора, состоят из декадных делителей частоты от 100 кГц до 1 гц и ряд других вспомогательных блоков. Для повышения надежности работы кварцевых часов все основные блоки схемы, в том числе и усилитель термостата, питаются от аккумуляторной батареи.

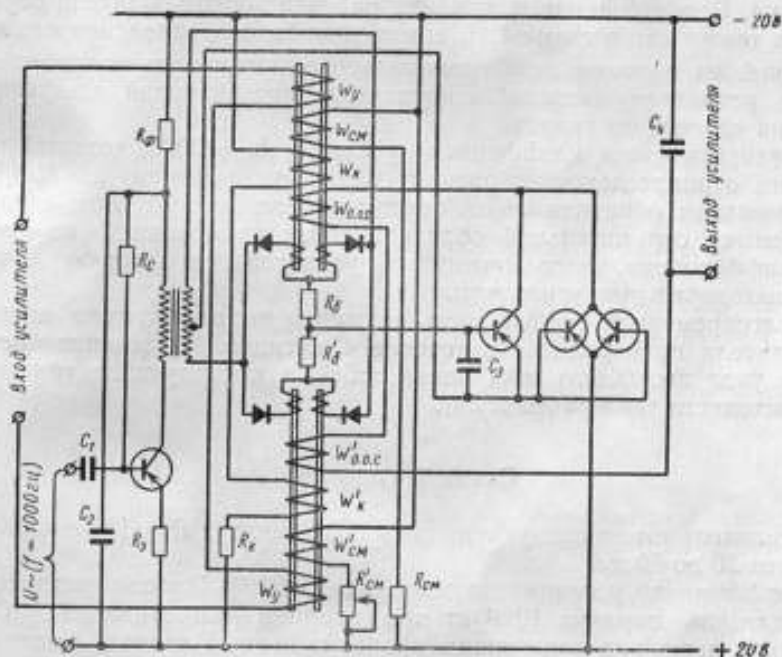


Рис. 17

$R_б$ — сопротивление базы;
 W_x, R_x — обмотки и сопротивление компенсации;
 $R_э$ — сопротивление эмиттера.
 (Остальные обозначения, как в рис. 9 и 14.)

Усилитель имеет следующие выходные данные: $R_{н} = 100 \text{ ом}$, $I_{н}$ изменяется от 50 до 150 ма. Коэффициент усиления по току равен 10000. Порог чувствительности усилителя порядка 10^{-12} ат при входном сопротивлении 100 ом.

Усилитель выполнен следующим образом: первый каскад — дифференциальный магнитный усилитель; второй каскад — двоянный триод, состоящий из триода ПЗБ и двух параллельно включенных триодов ПЗВ.

Для питания магнитного усилителя используется переменный ток частотой 1000 гц, взятый от делителей кварцевого генератора. Это является вполне допустимым, так как кварцевый генератор возбуждается и начинает работать при выключенном термостате, который служит только для стабилизации частоты генератора. Ввиду того, что с выхода делителя на частоте 1000 гц нельзя снять достаточной мощности, применяется один каскад усиления по переменному току на триоде ПЗВ с трансформаторным выходом.

Для компенсации изменения выходного тока усилителя при изменении напряжения аккумуляторной батареи в магнитном усилителе имеется компенсационная обмотка (W_n на рис. 17). При уменьшении напряжения аккумуляторной батареи уменьшается величина тока через компенсационную обмотку, ток нагрузки магнитного усилителя увеличивается и выходной ток всего усилителя остается неизменным.

Независимость величины выходного тока от уровня переменного напряжения, питающего магнитный усилитель, достигается в основном за счет выбора режима дифференциального магнитного усилителя, при котором выход его не изменяется от изменения напряжения питания. Кроме того, частичная компенсация получается за счет компенсационной обмотки, так как уровень переменного напряжения определяется напряжением аккумуляторной батареи, питающей усилитель переменного тока. Регулирование положения рабочей точки усилителя осуществляется также как в схеме 1, т. е. изменением сопротивления смещения $R_{см}$ одной из половин дифференциального магнитного усилителя. На выходе усилителя имеется конденсатор, повышающий коэффициент усиления двоякого триода.

Усилитель имеет коэффициент усиления $k_y = 30000$, который путем введения отрицательной обратной связи уменьшается до $k_y = 10000$. Отрицательная обратная связь осуществляется посредством специальной обмотки отрицательной обратной связи, намотанной на средний керн дифференциального магнитного усилителя, в которую подается часть выходного тока усилителя.

Долговременная стабильность величины выходного тока магнитного усилителя проверялась в течение 4 месяцев. В течение первого месяца уход выходного тока равен $\pm 5\%$, в последующие три месяца уход выходного тока равен $\pm 2\%$.

Схема 3 (рис. 18)

Усилитель имеет следующие выходные данные: $R_n = 100$ ом, I_n изменяется от 20 до 60 ма.

Коэффициент усиления по току равен 10000. Порог чувствительности усилителя порядка 10^{-11} вт при входном сопротивлении 100 ом. Усилитель выполнен следующим образом: первый каскад — магнитный усилитель с внутренней обратной связью, выполненный по схеме рис. 11, т. е. диоды в цепи нагрузки заменены на триоды типа ПЗВ. При этом коэффициент усиления первого каскада равен 400. В то время, как тот же усилитель с диодами имеет $K_y = 50$. Второй каскад — простой магнитный усилитель с внутренней обратной связью.

Общий коэффициент усиления всей схемы равен 80000. Путем введения отрицательной обратной связи он понижается до 10000. Отрицательная обратная связь осуществляется так же, как в схеме рис. 12.

В цепях эмиттеров триодов имеются сопротивления, стабилизирующие положение рабочей точки триодов и уменьшающие зависимость усилителей от температуры. Кроме того, подбором величины этих сопротивлений можно хорошо согласовать выход магнитного усилителя с триодами и тем самым увеличить его коэффициент усиления.

Конденсатор C_1 , установленный на обмотке управления второго каскада, предназначен для повышения коэффициента усиления первого каскада.

Схема имеет малую зависимость выходного тока от изменения напряжения питания на $\pm 10\%$.

В заключение следует отметить, что совместное применение магнитных усилителей и полупроводниковых триодов позволяет создать высоко-

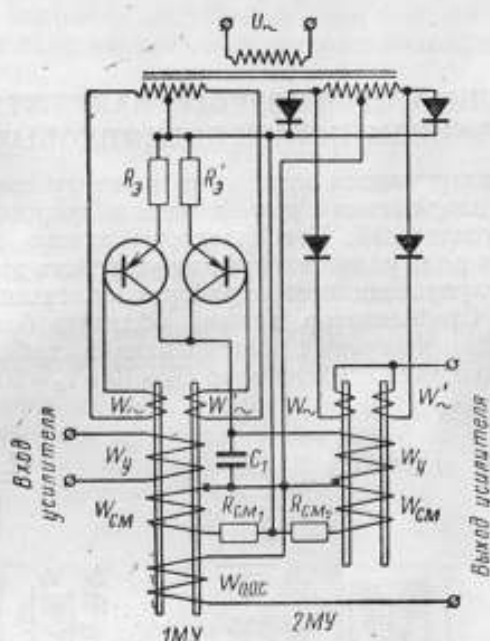


Рис. 18

стабильные усилители постоянного тока, которые найдут широкое применение в устройствах стабилизации напряжения и температуры эталонов частоты.

Статья поступила в марте 1959 г.

Литература

1. А. М. Пшеничников. Зависимость смещения нуля магнитного нуля-органа от колебаний напряжения питания. «Автоматика и телемеханика», № 1, 1957.
2. А. М. Пшеничников. Применение магнитных нуля-органов в телеизмерительных и регистрирующих устройствах. «Электричество», № 1, 1956.
3. М. А. Розенблат. Магнитные усилители. Изд. «Советское Радио», 1956.

СТАБИЛИЗАТОРЫ НИЗКОГО НАПРЯЖЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТРИОДОВ

В работе рассматриваются возможные варианты выполнения стабилизаторов низкого напряжения с применением полупроводниковых триодов и магнитных усилителей. Стабилизаторы такого типа предназначены для питания ряда радиотехнических устройств эталонов частоты, выполненных на полупроводниковых приборах и питающихся от аккумуляторной батареи. Стабилизатор должен обладать большим коэффициентом стабилизации и хорошей долговременной стабильностью. В качестве примера приводится стабилизатор $U_n = 10$ в $I_n = 50$ ма.

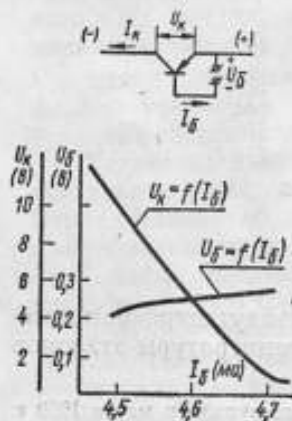


Рис. 1

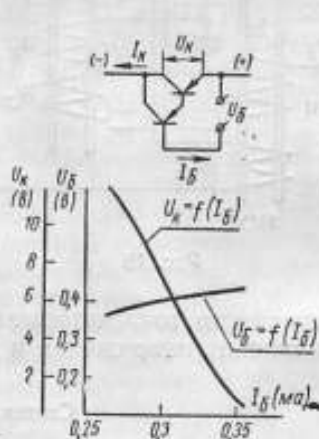


Рис. 2

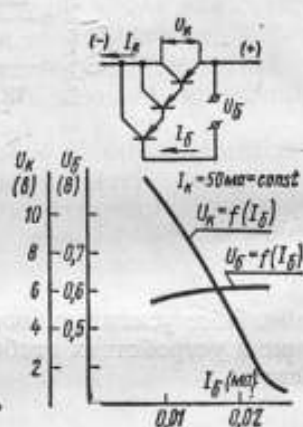


Рис. 3

Рассматриваются схемы с последовательным включением регулирующего элемента как наиболее экономичные. Во всех приведенных схемах в качестве регулирующего элемента применяются полупроводниковые триоды. На рис. 1 показаны входная характеристика $U_n = f(I_g)$ и переходная характеристика $U_g = f(I_g)$ триода ПЗБ, работающего как регулирующий элемент при постоянном токе нагрузки $I_n = I_n = 50$ ма. Для увеличения коэффициента усиления регулирующего элемента можно применять составные триоды. На рис. 2 показаны характеристики $U_n = f(I_g)$ и $U_g = f(I_g)$ двойного составного триода, состоящего из триодов ПЗА и ПЗБ, при постоянном токе нагрузки $I_n = I_n = 50$ ма. На рис. 3 даны аналогичные характеристики тройного составного триода, состоящего из триодов ПЗБ, ПЗА и ПЗБ. Из сравнения характеристик видно, что мощность, необходимая для изменения падения напряжения на регулирующем элементе U_n от 1 до 10 в, соответственно равна:

- для одного триода $P_g = 12$ мвт,
- для двойного триода $P_g = 2.6$ мвт,
- для тройного триода $P_g = 0.35$ мвт.

Таким образом, включение составного триода существенно понижает входную мощность регулирующего элемента, а следовательно, и необходимый коэффициент усиления промежуточного усилителя.

Все рассматриваемые схемы стабилизаторов можно классифицировать по принципу выполнения отдельных узлов:

измерительного элемента

а) получение опорного напряжения при помощи нелинейного моста, состоящего из ламп накаливания с вольфрамовой нитью и манганиновых сопротивлений,

б) получение опорного напряжения при помощи высокостабильных сухих элементов, нормальных элементов и опорных полупроводниковых стабилизаторов:

промежуточного усилителя

а) на полупроводниковых триодах.

б) на магнитных усилителях.

Стабилизаторы с промежуточным усилителем на кристаллических триодах и нелинейным мостом в качестве измерительного элемента

При разработке схем такого типа большое значение имеет вопрос согласования входа промежуточного усилителя с выходом нелинейного моста. Схема включения полупроводникового триода T_4 на нелинейный мост показана на рис. 4.

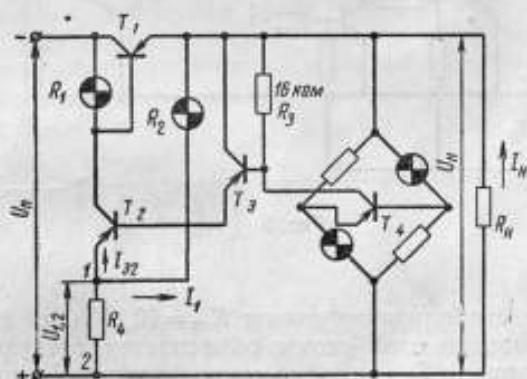


Рис. 4

Эта схема имеет следующие недостатки.

Сопротивление перехода эмиттер — коллектор и нагрузочное сопротивление включены параллельно одному из плеч моста, что понижает стабильность работы моста во времени, из-за непостоянства во времени сопротивления перехода эмиттер — коллектор. Чтобы уменьшить влияние триода на работу моста, желательно сопротивление нагрузки триода выбирать по возможности большим.

Испытанные образцы триодов обладают недостаточной чувствительностью при малых напряжениях на базе.

Для повышения чувствительности первого каскада усилителя были применены неуравновешенные мосты, хотя они обладают меньшей долговременной стабильностью.

При наличии оттайки на батареях питания или при наличии компенсационной батареи хорошие результаты можно получить при использо-

вании схемы стабилизатора, изображенной на рис. 5. Промежуточный усилитель в этой схеме построен по типу ламповых усилителей с потенциометрической связью каскадов, описанной в [1].

На рис. 4 изображена схема стабилизатора, работающая от одного источника питания (без отпайки). Регулирующий элемент — кристаллический триод типа ПЗБ. Измерительный элемент — нелинейный мост, состоящий из двух ламп накаливания 6 *вт*; 110 *в* и двух марганциновых сопротивлений. Промежуточный усилитель выполнен на триодах ПЗА и ПБА. Нагрузка входного каскада промежуточного усилителя равна 16 *ком*. Мост разбалансирован на 0,12 *в*.

Нагрузкой выходного каскада промежуточного усилителя служит лампа накаливания. При увеличении напряжения на участке коллектор — база регулирующего триода сопротивление лампы возрастает, что позволяет повысить коэффициент усиления промежуточного усилителя за счет компенсации изменения величины напряжения питания выходного каскада.

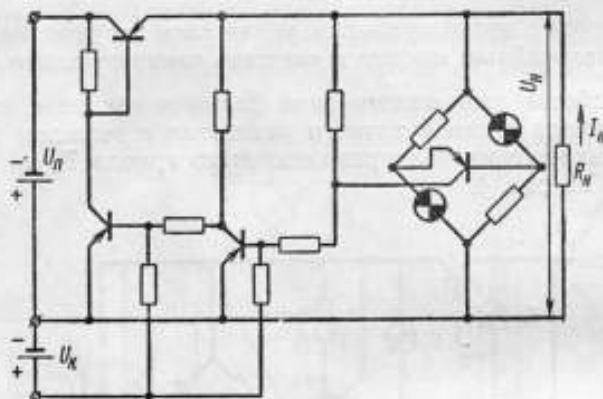


Рис. 5

Коэффициент стабилизации схемы $K_{ст} = 10$. Малая величина коэффициента стабилизации этой схемы объясняется следующим образом. В цепь эмиттера триода T_2 включено сопротивление R_4 , которым вводится большая отрицательная обратная связь, получающаяся вследствие изменения напряжения $U_{1,2}$ на сопротивлении R_4 при изменении тока $I_{2,3}$. Рассмотрим возможные пути стабилизации напряжения $U_{1,2}$.

$$U_{1,2} = R_4(I_{2,3} + I_1) = R_4 I_{2,3} + R_4 I_1 = U'_{1,2} + U''_{1,2}.$$

Напряжение $U'_{1,2}$ можно считать постоянным при условии, что $U_n = \text{const}$; напряжение $U''_{1,2}$ изменяется при изменении тока $I_{2,3}$. Уменьшить зависимость $U_{1,2}$ от $I_{2,3}$ можно путем увеличения тока I_1 , при этом составляющая $U''_{1,2}$ по сравнению с $U'_{1,2}$ увеличивается и общая зависимость $U_{1,2}$ от $I_{2,3}$ уменьшается, но этот путь ведет к увеличению потерь стабилизированной мощности, что нежелательно.

Второй путь заключается в уменьшении величины тока $I_{2,3}$ при неизменных значениях R_4 и R_2 . Достигается это включением в качестве регулирующего элемента составного триода (рис. 6).

Уменьшить отрицательную обратную связь можно путем применения схемы дифференциального усилителя.

Возможны два варианта схемы с дифференциальным усилителем.

а) Управление дополнительным триодом от потенциометра, включенного на стабилизированное напряжение. На рис. 6 показана схема с составным регулирующим триодом и составными триодами в дифференциальном усилителе при включении дополнительного триода на потенциометр. Большой коэффициент усиления этой схемы позволяет работать при симметричном нелинейном мосте и получить коэффициенты стабилизации $K_{ст} = 150-200$.

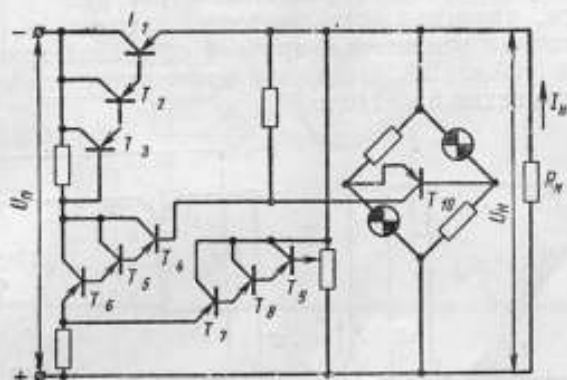


Рис. 6

б) Управление дополнительным триодом от нелинейного моста (рис. 7). При этом в цепь одного из триодов дифференциального усилителя необходимо поставить еще один каскад по схеме с общим эмиттером для согласования фаз (триод T_4). Схема (рис. 7) имеет коэффициент стабилизации $K_{ст} = 50-100$.

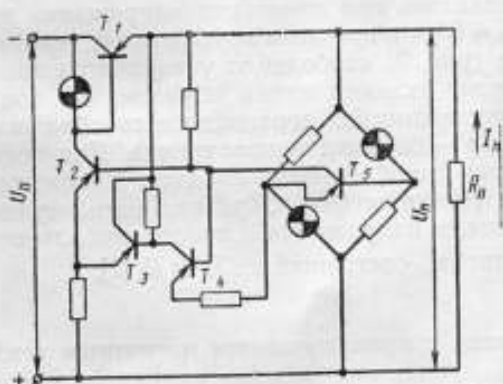


Рис. 7

Схемы стабилизаторов с промежуточным усилителем на кристаллических триодах и высокостабильным сухим элементом, применяемых в качестве опоры

Эту группу схем можно разделить на два вида.

а) Схема с опорным элементом в цепи регулирующего триода (рис. 8). В качестве регулирующего элемента применен тройной составной триод, состоящий из триодов П2Б, П3А, П3Б. В качестве опорного элемента можно использовать накаливаемую батарею типа НВМЦ; окислительный элемент типа ОР, нормальный элемент.

Схема испытывалась при изменении напряжения источника питания от 10,6 до 22 в и $U_n = 10$ в. $I_n = 50$ ма, при этом коэффициент стабилизации схемы равен $K_{ст} = 50$.

Стабилизатор имеет следующий недостаток. При случайном отключении источника питания по цепи опорного элемента потечет ток порядка 5—10 ма, что приведет к изменению величины его напряжения при последующем включении, а в случае нормального элемента к выходу его из строя.

б) Схема с промежуточным усилителем (рис. 9).

В стабилизаторе применен регулирующий элемент в виде триода ПЗБ, промежуточный усилитель — тройной составной триод, состоящий из двух триодов П6А и ПЗА. Нагрузкой промежуточного усилителя служит лампа накаливания 6 вт 110 в.

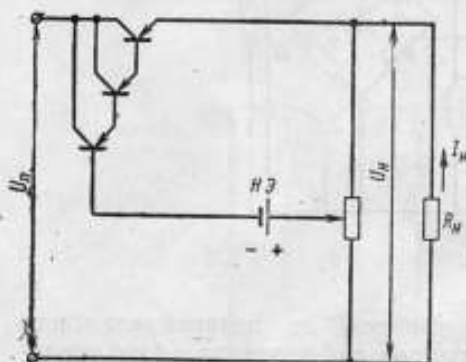


Рис. 8

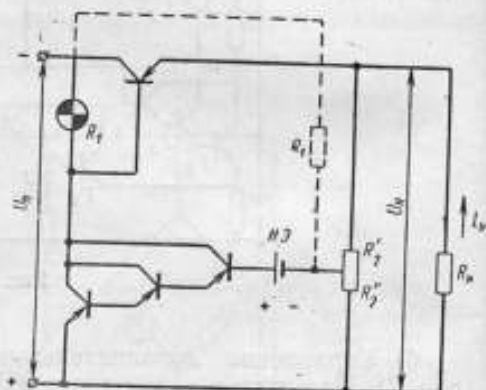


Рис. 9

Схема испытывалась при изменении напряжения питания от 11 до 25 в и $U_n = 10$ в. $I_n = 50$ ма, при этом коэффициент стабилизации $K_{ст} = 30$.

Стабилизатор (рис. 9) свободен от указанного выше недостатка; так как опорный элемент включен таким образом, что ток через него при отключении источника питания ограничивается обратным сопротивлением перехода эмиттер — база составного триода. Для повышения коэффициента стабилизации такой схемы вводится положительная обратная связь по питающему напряжению. Обратная связь осуществляется подачей на вход усилителя напряжения, пропорционального напряжению питания, через делитель, состоящий из R_1 и R_2 .

Стабилизатор с промежуточным магнитным усилителем

На рис. 10 представлена схема стабилизатора с регулирующим элементом в виде триода ПЗБ, измерительным элементом в виде нелинейного моста и промежуточным магнитным усилителем.

Питание магнитного усилителя осуществляется от собственного LC-генератора, включенного на нестабилизированное напряжение. Генератор собран на составном триоде (ПЗА и ПЗБ) по схеме с индуктивной обратной связью. Связь с нагрузкой трансформаторная.

Включение составного триода понижает влияние нагрузки на частоту генератора и тем самым повышает стабильность работы схемы. Включение генератора на нестабилизированное напряжение, во-первых, уменьшает потребление устройством стабилизированной мощности; во-вторых, при таком включении повышение напряжения питания генератора приводит к некоторому изменению частоты генерации и, тем самым, повышает

коэффициент усиления магнитного усилителя, а следовательно, и коэффициент стабилизации всей схемы. То есть в схему вводится положительная обратная связь по питающему напряжению через частоту генератора.

В некоторых режимах работы стабилизатор возбуждается. Для повышения устойчивости его работы и фильтрации переменной составляющей тока выхода магнитного усилителя в схему вводятся конденсаторы C_1 ; C_2 и сопротивления R_1 ; R_2 .

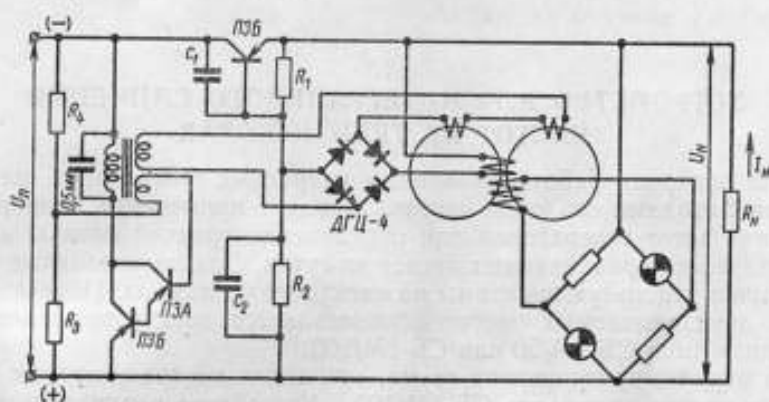


Рис. 10

Схема испытана при изменении питающего напряжения от 13 до 25 в при $U_n = 10$ в и $I_n = 50$ ма, при этом коэффициент стабилизации $K_{ст} = 300$.

Рассмотренные выше схемы стабилизаторов низкого напряжения могут найти применение при разработке устройств питания кварцевых генераторов, делителей частоты, линейных усилителей и ряда других устройств, выполненных на полупроводниковых триодах. Возможно применение таких схем для питания стабилизированным напряжением накалов электронных ламп.

Статья поступила в ноябре 1959 г.

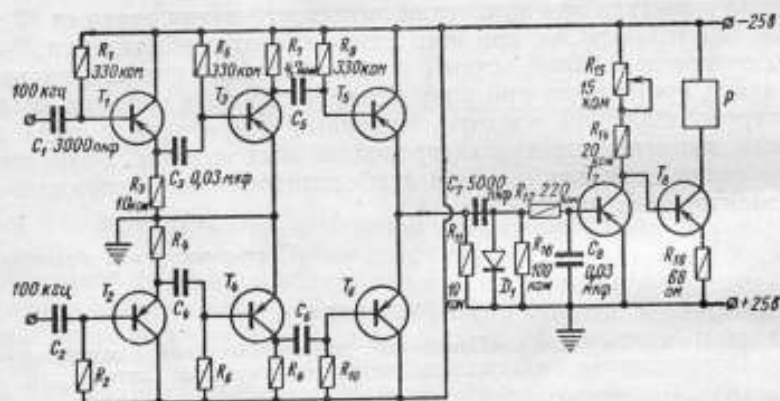
Литература

1. А. М. Бонч-Бруевич. «Применение электронных ламп в экспериментальной физике». Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва, 1956.
2. Б. Н. Кононов. «Стабилизаторы напряжения на полупроводниковых триодах». «Приборостроение» № 10, 1956.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО СЛИЧЕНИЯ ЧАСТОТ НА ТРАНЗИСТОРАХ

Для контроля работы эталонных кварцевых генераторов, наряду с другими методами сличения частот, находят применение непрерывные сличения частот генераторов для определения средней величины изменения разности сравниваемых частот за сутки. Для интегральных сличений обычно используются схемы на электронных лампах. Подсчет числа биений двух сличаемых частот осуществляется электромеханическими счетчиками типа СБ-1М/50 или СБ-1М/100.

На рисунке представлена схема, собранная на транзисторах П1Е и П2В и счетчике импульсов СБ-1М/100. Устройство предназначено для подсчета числа биений частот двух 100-кГц генераторов.



Колебания частоты 100 кГц напряжением 0,05—0,5 в от двух сличаемых между собой генераторов подаются на входы двух одинаковых каналов усиления. Эмиттерные повторители T_1 и T_2 имеют входное сопротивление порядка нескольких десятков килоом. Усилители на триодах T_3 и T_4 усиливают напряжение частот 100 кГц до 5—9 в. Смещение двух частот происходит в общей нагрузке R_{11} эмиттерных повторителей T_5 и T_6 . После детектирования диодом частота биений поступает на вход усилителя постоянного тока на триодах T_7 и T_8 . $R_{12}C_8$ выполняет роль фильтра. Величина сопротивлений R_{14} , R_{15} и R_{16} зависит от начальных коллекторных токов $I_{к0}$ триодов T_7 и T_8 . При налаживании усилителя эти сопротивления подбираются к каждому триоду. В коллекторной цепи триода T_8 стоит счетчик типа СБ-1М/100 с током срабатывания 6 ма. При соответствующем выборе режима работы усилителя коллекторный ток триода T_8 может меняться от 0,5 до 25 ма при изменении напряжения сигнала на входе. Переменным сопротивлением R_{15} можно изменять максимальный ток коллектора триода T_8 . Усилитель обеспечивает достаточно четкую работу счетчика.

При измерении температуры от 15 до 30°C дрейф рабочей точки усилителя незначителен и не приводит к нарушению четкости срабатывания счетчика. Желательно применение триодов T_7 и T_8 с малыми обратными коллекторами токами $I_{к0}$. Триоды T_1 — T_7 типа П1Е, T_8 —П2В.

При напряжении сличаемых частот от 1 в и выше первые два каскада из обоих каналов усиления можно исключить и подавать напряжение непосредственно на базы триодов T_5 и T_6 .

Статья поступила в марте 1960 г.



ДВЕ СХЕМЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТРАНЗИСТОРОВ

Стабилизатор низкого напряжения на транзисторах

В высокостабильных ламповых генераторах прибегают к стабилизации питающих напряжений. Для стабилизации тока накала ламп генератора обычно применяются бареттеры. Однако бареттерам присущ ряд существенных недостатков: они обеспечивают низкий коэффициент стабилизации (обычно 5—10), обладают большой инерционностью и недолговечностью в работе. В настоящее время промышленностью выпускаются полупроводниковые приборы, которые могут быть с успехом использованы для стабилизации напряжения накала ламп эталонных генераторов.

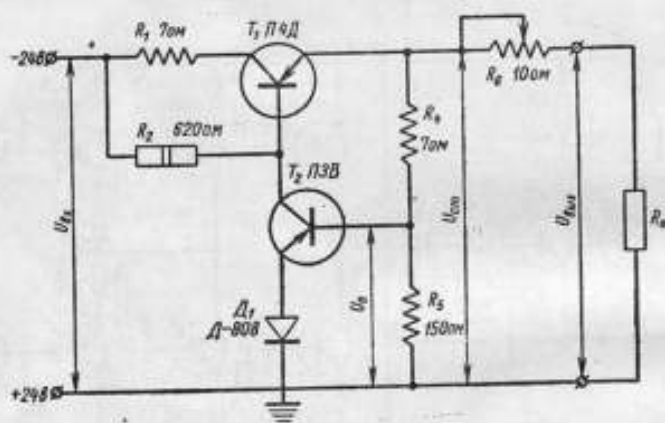


Рис. 1

В одном из кварцевых генераторов лаборатории частоты и времени НГИМИП для стабилизации тока накала ламп генератора и буферных каскадов был применен электронный стабилизатор на транзисторах (рис. 1). В стабилизаторе применены два мощных триода П4Д, П3В и кремниевый стабилитрон Д-808.

Мощный триод T_1 , включенный последовательно с источником питания и нагрузкой, выполняет роль плавно регулируемого сопротивления. Сопротивление коллектор—эмиттер пропускающего триода T_1 управляется выходным током, усиленным управляющим триодом T_2 . Изменение выходного напряжения стабилизатора проявляется прежде всего как изменение тока через сопротивление R_4 , а следовательно, и тока базы триода T_2 . Возрастание этого тока приводит к увеличению тока коллектора триода T_2 и снижает ток базы пропускающего триода T_1 . Уменьшение тока базы триода приводит к снижению тока эмиттера, что эквивалентно увеличению сопротивления пропускающего триода. Аналогичный процесс регулирования происходит при уменьшении напряжения.

Для получения высокой степени стабилизации выходного напряжения усилитель постоянного тока на триоде T_2 должен иметь высокий коэффициент усиления по току. С другой стороны, ток эмиттера этого триода должен быть достаточным для насыщения диода D_1 . Этим требованиям лучшим образом удовлетворяет триод типа ПЗВ. В качестве пропускающего триода для токов нагрузки до 1,5 а можно использовать триоды П4Д. Опорное напряжение создается кремниевым стабилитроном типа Д-808. Благодаря этому на эмиттере триода T_2 поддерживается постоянное напряжение. Правильный выбор тока насыщения через кремниевый стабилитрон обеспечивает постоянство напряжения на эмиттере T_2 при изменении входного напряжения в определенных пределах. Для этого ток эмиттера T_2 должен быть достаточным для нормальной работы стабилизатора. Однако этот ток выбирается меньше предельно допустимого для диода D_1 с тем, чтобы при повышении внешней температуры и в результате собственного разогрева диода избежать превышения порога стабилизации.

Стабилизированное напряжение на нагрузке $U_{ст}$ примерно равно напряжению U_0 между базой триода T_2 и землей. Напряжение U_0 равно сумме напряжений на диоде D_1 и на переходе база — эмиттер триода T_2 , достигающего 1,5—2 в. Величина напряжения на переходе база — эмиттер T_2 изменяется при изменении режима работы триода и при колебаниях напряжений $U_{вх}$ и $U_{ст}$. Поскольку напряжение U_0 является опорным, то изменение напряжения на переходе база — эмиттер будет являться источником нестабильности выходного напряжения. Поэтому желательно, чтобы напряжение U_0 было как можно ближе к напряжению на кремниевом стабилизаторе. Режим работы триода T_2 (рис. 1) выбран таким, чтобы напряжение на переходе база — эмиттер было равно $\sim 0,3$ в.

При выборе параметров делителя напряжения R_4 , R_5 необходимо учитывать следующее. Через делитель должен протекать достаточно большой ток (порядка 50—80 ма) для того, чтобы при колебаниях напряжения и соответствующих им изменениях тока базы триода T_2 не возникало дополнительного ощутимого падения напряжения на делителе за счет изменения тока базы. На базу триода должно быть подано такое смещение и выбрана такая величина сопротивления R_2 с тем, чтобы был реализован максимальный коэффициент усиления триода, ток эмиттера достигал значения порядка 20—25 ма и падение напряжения на переходе база — эмиттер было минимальным.

Наибольший ток нагрузки стабилизатора определяется максимальным возможным током эмиттера, который безопасен для триода T_1 , а также допустимым током через кремниевый стабилитрон. От рассматриваемого стабилизатора был получен ток нагрузки до 1,5 а при условии интенсивного отвода тепла от корпуса триода T_1 . Ток базы триода T_1 существенно меньше коллекторного тока T_2 и недостаточен для обеспечения насыщения кремниевого стабилитрона. Величина этого тока определяется в основном подбором сопротивления R_2 .

Переменное сопротивление R_6 служит для регулирования напряжения на нагрузке от 8,5 до 4,5 в. Нагрузкой стабилизатора являются накалы трех ламп 6Ж1П. При выбранном напряжении накала в 4,8 в общий ток нагрузки равен 460 ма. Практически величина выходного напряжения $U_{ст}$ колеблется от 8,3 до 9 в в зависимости от параметров примененного кремниевого стабилитрона.

Изменение обратного тока коллектора триода T_2 при изменении температуры незначительно сказывается на нестабильности выходного напряжения. Режим работы триода T_1 существенно зависит от температуры. При недостаточном теплоотводе изменение внешней температуры может приводить к существенному изменению тока через триод.

Это связано с ухудшением условий теплообмена при больших температурах из-за увеличения относительной температуры триода.

Для интенсивного отвода тепла от триода T_1 при токе нагрузки 0,5 а он крепится на стойке из медной пластины площадью 90 см²; сверху на триод плотно надевается радиатор от лампы ГИ-12. В этом случае температура радиатора близка к комнатной и изменение последней не сказывается на стабильности выходного напряжения.

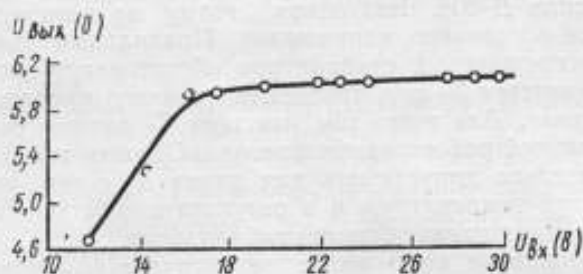


Рис. 2

На рис. 2 представлена зависимость стабилизированного напряжения от входного напряжения $U_{вх}$ и при токе нагрузки 510 ма. Из графика видно, что при изменении входного напряжения на ± 5 в среднее значение коэффициента стабилизации порядка 100.

Применение транзисторов для автоматического регулирования температуры

При термостатировании кварцевых генераторов с применением ртутных терморегуляторов, автоматическое включение-выключение подогрева термостата осуществляется с помощью электронно-механического реле, собранного на лампе.

Предлагается простая, надежная и экономичная схема аналогичного реле (рис. 3) с применением транзистора вместо лампы.

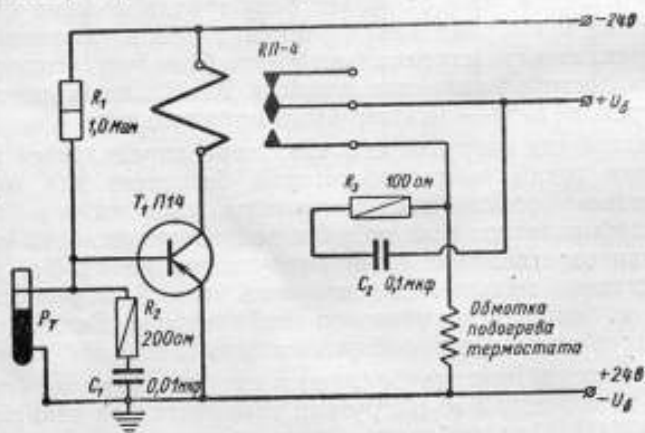


Рис. 3

В коллекторную цепь триода T_1 включена обмотка реле РП-4 сопротивлением 2250 ом. Контакты реле отрегулированы для работы с «преобладанием». Смещение на базу триода T_1 осуществляется с помощью сопротивления R_1 . Между базой триода и землей включается ртутный регулятор P_T термостата. В положении, когда цепь ртутного регулятора размыкается, ток коллектора достигает большой величины и

обмотка подогрева термостата подключается через контакты реле к источнику питания U_6 . При соединении базы триода с землей через ртутный регулятор P_4 ток базы сильно уменьшается, соответственно уменьшается ток коллектора, что приводит к срабатыванию реле и отключению обмотки подогрева.

R_2C_1 и R_3C_2 служат в качестве искрогасительных контуров.

Для указанных в схеме рис. 3 величин параметров, режим работы реле характеризуется следующими данными:

- 1) Максимальный ток коллектора триода 5—6 ма.
- 2) Минимальный ток коллектора триода 50—60 мка.

Изменение коллекторного тока в этих пределах обеспечивает надежную работу реле РП-4, ток срабатывания которого порядка 1,0—1,5 ма.

3. Ток, проходящий через ртутный регулятор, равен 20—50 мка и зависит от режима работы и типа транзистора. Желательно применение триодов с малыми обратными токами коллектора.

Статья поступила в марте 1960 г.

Литература

1. И. А. Ухин «Стабилизаторы напряжения на полупроводниковых триодах». В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение». Под ред. Я. А. Федорова. Вып. 3, изд-во «Советское радио», 1958.
2. В. Вершин «Применение кремниевых стабилизаторов». «Радио», № 8, 1959.
3. Д. Каррол. Электронные схемы на полупроводниковых триодах, 1959.
4. Отчет по теме № 55, НГИМИП, 1959.

В. Н. Титов

**ВЛИЯНИЕ ШУМОВ НА НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ЧАСТОТЫ
КВАРЦЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ**

В 1950 г. в «Известиях Академии наук СССР» были опубликованы статьи [1, 2], в которых рассматривалось воздействие естественных шумов лампового генератора на стабильность его частоты. Показано, что под воздействием этих шумов (от дробового эффекта и тепловых флуктуаций) фаза колебания непрерывно сбивается, что приводит к конечному изменению фазы, накапливающемуся по диффузионному закону:

$$\overline{\Delta\varphi^2} = Dt, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi$ — вызванное за время t под действием шума изменение фазы, а D — «коэффициент диффузии», зависящей от природы шума, его величины, а также от параметров схемы.

Частота — это отношение разности между фазой φ_2 в конце интервала времени измерения t и фазой φ_1 в начале этого интервала к продолжительности самого интервала

$$\omega = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{t}. \quad (2)$$

Изменение фазы приводит к изменению частоты, т. е. к ее нестабильности

$$\overline{\Delta\omega^2} = \frac{\overline{\Delta\varphi^2}}{t^2} = \frac{D}{t}. \quad (3)$$

Обозначим через $\delta\omega$ среднее квадратичное уклонение частоты за интервалы времени t

$$\delta\omega = \sqrt{\overline{\Delta\omega^2}}.$$

Тогда в относительном выражении получим:

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{D}{t}}. \quad (4)$$

Из формулы (4) видно, что с уменьшением интервалов времени измерения относительная нестабильность частоты возрастает.

Для лампового генератора, представленного на рис. 1, коэффициент диффузии, обусловленной дробовым эффектом, равен [1]:

$$D_s = \frac{eI}{5C^2U^2}, \quad (5)$$

где e — заряд электрона;

I — анодный ток;

C — емкость анодного контура;

U — амплитудное значение напряжения на нем.

Тепловой шум вызывает появление коэффициента диффузии:

$$D_i = \frac{\omega k T}{C U^2 Q}, \quad (6)$$

где k — постоянная Больцмана;
 T — абсолютная температура;
 Q — добротность контура.

Можно показать, что D_i обычно на много порядков меньше, чем D_s , т. е. существенное значение имеет только шум, вызванный дробовым эффектом.

При $C = 50$ пкф, $U = 100$ в, $I = 10$ ма значение D около 10^{-5} . При частоте в 1 Мгц ($\omega = 6 \cdot 10^8$ рад/сек) суточная нестабильность составит $2 \cdot 10^{-12}$, часовая 10^{-11} , минутная 10^{-10} и секундная $5 \cdot 10^{-10}$.

Однако нестабильность лучших ламповых генераторов не менее чем $10^{-5} - 10^{-6}$. Эта нестабильность вызывается техническими причинами — нестабильностью параметров схемы, питающих напряжений, температуры и т. д., и носит название технической нестабильности в отличие от естественной нестабильности, вызываемой естественными шумами генератора.

В накопления естественной и технической нестабильности есть существенная разница. Как видно из формулы (4), естественная нестабильность возрастает с уменьшением интервалов измерения частоты. Техническая нестабильность, напротив, уменьшается, так как за малые интервалы времени параметры генераторной схемы меняются мало. Поэтому на очень малых интервалах времени естественная нестабильность превышает техническую. Чтобы обнаружить естественную нестабильность И. Л. Берштейну [1] пришлось измерять нестабильность частоты за интервалы времени порядка миллионов долей секунды, что осуществлялось сравнением фазы сигнала с фазой того же сигнала, задержанного в длинном кабеле.

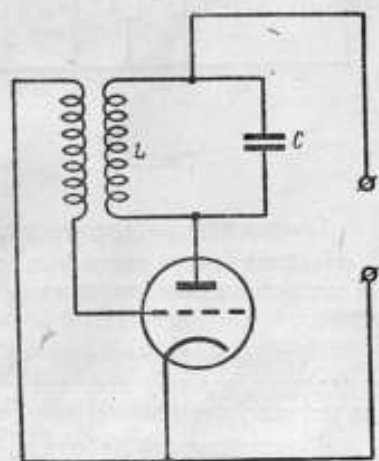


Рис. 1

Кварцевый генератор принципиально не отличается от лампового генератора, однако его техническая нестабильность намного меньше, чем нестабильность лампового генератора. В свою очередь внутрисхемные шумы также должны вызывать нестабильность частоты кварцевых генераторов.

Известно, что в стабильных кварцевых генераторах увеличение стабильности напряжений питания и температуры лишь до известного предела снижают нестабильность генератора. Естественно предположить, что в этом случае мы имеем дело с нестабильностью, обусловленной шумами генератора.

Работы по определению нестабильности кварцевого генератора были предприняты в 1953—1954 гг. Л. Д. Брызжевым и В. Н. Титовым в Харьковском государственном институте мер и измерительных приборов.

Для этой цели были созданы два одинаковых кварцевых генератора, собранных по реостатно-емкостной схеме, питаемых одинаковым источником и помещенных в один и тот же термостат. Технические при-

чны должны одинаково сказываться на обоих генераторах, поэтому изменение частоты одного генератора по отношению к другому, обусловленное техническими причинами, должно было быть сравнительно небольшим.

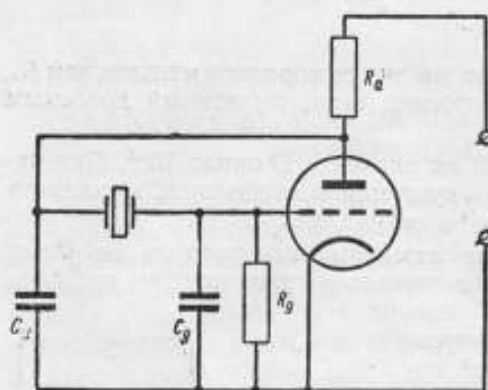


Рис. 2

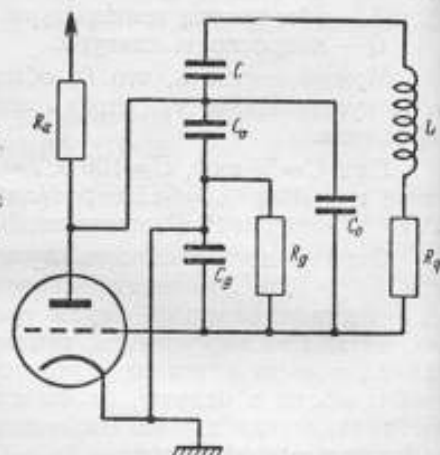


Рис. 3

Сравнение частот проводилось за интервалы времени 1—5 сек. Наблюдаемая нестабильность по порядку величины соответствовала погрешности измерения и, вообще говоря, могла быть определена неверно.

Чтобы наблюдаемый эффект стал много больше, чем погрешность измерения, можно повысить точность измерения или уровень шумов, что должно повысить величину наблюдаемого эффекта.

В описываемой работе избран второй путь.

В отличие от лампового генератора кварцевый генератор (рис. 2), эквивалентная схема которого изображена на рис. 3, содержит сложный колебательный контур.

В реостатно-емкостной схеме на частоте генерации сопротивления R_a и R_g по величине значительно превышают реактивные сопротивления емкостей C_a и C_g , которые они шунтируют, а поэтому могут быть отброшены.

Из оставшихся $C_0 \ll C_a$ и $C_0 \ll C_g$, поэтому также может быть отброшено.

В оставшейся цепи последовательную емкость C_g можно считать как короткое замыкание по сравнению с емкостью C . Остается упрощенный контур, как показано на рис. 4.

Колебательный контур состоит из L , R_q и параллельной емкости C , так как в этом случае емкостью C_a можно пренебречь.

Напряжение шума подано на емкость C_a , напряжение шума на ветви L и R_q будет тем же, так как изменение напряжения скачком на емкости C_a на величину ΔU приведет к изменению напряжения на ветви, состоящей из последовательных емкостей C_a и C_g на ту же величину, поскольку L

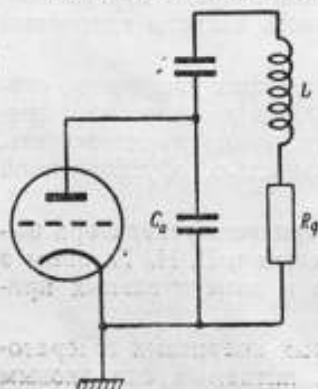


Рис. 4

для мгновенных толчков представляет очень большое сопротивление. Поэтому диффузия фазы будет иметь величину

$$D_s = \frac{eI}{5C_a^2 U^3},$$

где U — амплитудное значение напряжения на емкости C ; оно в C_a/C раз больше, чем напряжение U_a на емкости C_a , т. е.:

$$D_s = \frac{eIC^2}{5C_a^4 U_a^2} \quad (7)$$

Аналогично:

$$D_t = \frac{\omega kTC}{U_a^2 C_a^2 Q} \quad (8)$$

Пусть мы имеем генератор, у которого $C_a = 620$ пкф, $U_a = 6$ в, $I_a = 2$ ма, $C = 0,01$ пкф, $\omega = 600\,000$ рад/сек и $Q = 200\,000$.

Тогда $D_s = 1,2 \cdot 10^{-15}$ сек $^{-1}$,

и при $T = 300^\circ\text{K}$

$$D_t = 9 \cdot 10^{-18} \text{ сек.}^{-1},$$

в этом случае величиной D_t по сравнению с D_s можно пренебречь.

Соответствующая $D_s = 1,2 \cdot 10^{-15}$ сек $^{-1}$ суточная нестабильность будет равна $2 \cdot 10^{-16}$. Соответственно часовая нестабильность будет $1 \cdot 10^{-15}$, минутная $0,8 \cdot 10^{-14}$, секундная $6 \cdot 10^{-14}$. Чтобы нестабильность, вызванная шумами, стала превышать техническую нестабильность ее нужно увеличить в несколько миллионов раз, т. е. коэффициент диффузии увеличить в несколько триллионов раз. Иными словами анодный ток генераторной лампы должен составлять миллиарды ампер.

Такой ток, конечно, не может быть создан, но может быть создан шум, эквивалентный прохождению такого тока. Чтобы спектральный состав этого шума был аналогичен дробовому шуму, искусственный шум получается многократным усилением дробового шума диода.

Усилие в k раз шума по напряжению эквивалентно увеличению анодного тока в k^2 раз.

В 1959 г. во Всесоюзном научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений были поставлены эксперименты по воздействию искусственных шумов на кварцевый генератор. В качестве источника шума был взят диод с анодным током 2 ма. Создаваемый им шум усиливался широкополосным усилителем и вводился в кварцевый генератор. Для этого параллельно генераторной лампе ставилась усилительная лампа, на сетку которой подавался усиленный шум. Анодный ток этой лампы содержал шум, во много раз превышающий шум от дробового эффекта усилительной и генераторной ламп. Регулированием коэффициента усиления лампы менялся уровень шума. Кварцевый генератор изображен на рис. 5. Частота кварцевого генератора, подвергнутого воздействию шума, сравнивалась с частотой аналогичного генератора, не подвергнутого действию шума.

Частоты генераторов были близки к 100 кГц; их разность была около 1 гц.

* Более строгий вывод формулы (7), произведенный Г. А. Елкиным, дан в приложении.

Для кратковременного сличения частот была создана установка, принцип действия которой заключался в следующем. Два сигнала синусоидальной формы частотой 100 кГц искажались в острые импульсы и подавались на дискриминатор совпадений. При совпадении импульсов по фазе вырабатываемый сигнал приводил в действие печатающий хронограф. Сигналы совпадений следовали с частотой около 1 гц. Погрешность измерения составляла около 0,001 сек., т. е. примерно около 0,001 периода биения.

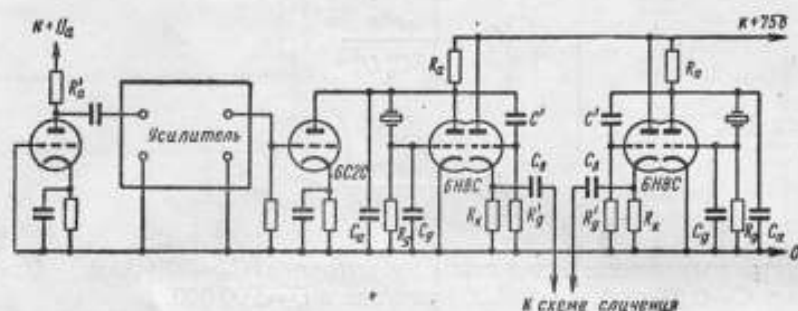


Рис. 5

С целью удобного рассмотрения процесса на график наносились последовательно отклонения фазы колебания от средней фазы в этот момент времени. Средняя фаза определялась из 250 периодов разностной частоты, следующих друг за другом. Иными словами на график наносились: $\Delta\varphi = \varphi(t) - [\omega t + \varphi(0)]$,

$$\omega = \frac{\varphi(T) - \varphi(0)}{T},$$

где T — продолжительность 250 периодов разностной частоты.

На рис. 6 (измерение № 5) приведен график изменения отклонения фазы со временем для генераторов, не подверженных действию искусственных шумов.

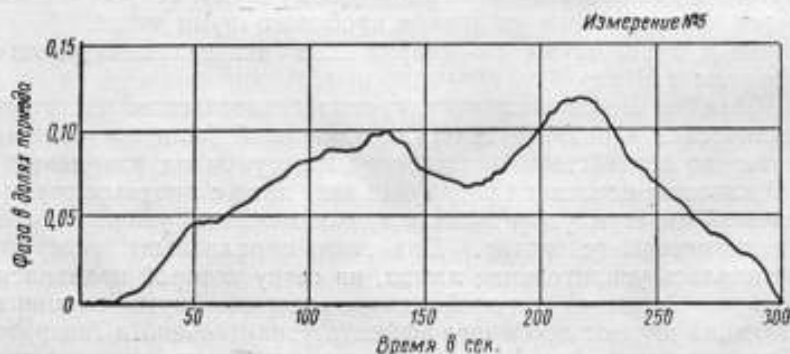


Рис. 6

Ток генераторной лампы составлял всего 2 ма. Наибольшее отклонение составило примерно 0,1 периода, т. е. $0,2T$ на протяжении примерно 175 сек., средняя частота за этот интервал отличалась от средней частоты за 350 сек. на $3,6 \cdot 10^{-3}$ рад/сек или в относительном выражении на $6 \cdot 10^{-9}$. Эта величина характеризует техническую нестабильность.

На рис. 7 (измерение № 7) дан такой же график для генератора, подвергнутого воздействию шума, эквивалентного анодному току в 80 а, максимальное отклонение фазы также составляет примерно 0,1 периода, т. е. нестабильность осталась примерно такой же.

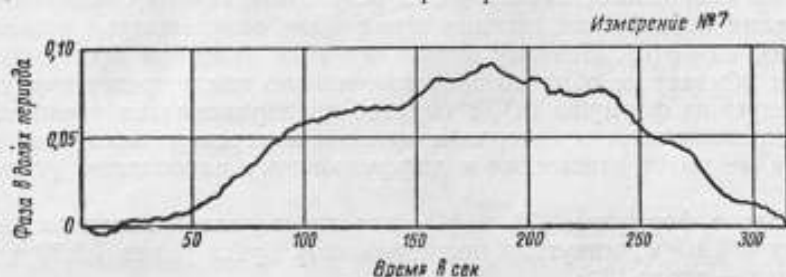


Рис. 7

Для генератора, подвергнутого действию шума, эквивалентного анодному току в 400 а, характер изменения фазы остается таким же, как и в предыдущих случаях.

Только для генераторов, подвергнутых действию шума, эквивалентного анодному току в 4—5 миллиардов ампер (рис. 8, измерение № 18 и рис. 9, измерение № 19) характер изменения фазы заметно изменяет-

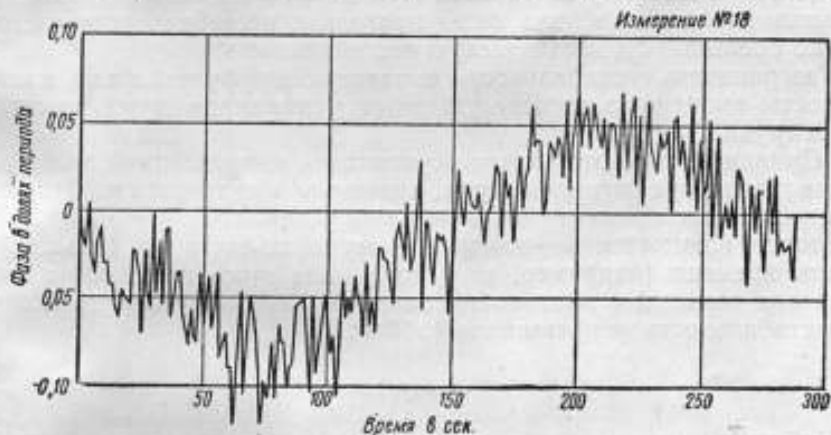


Рис. 8

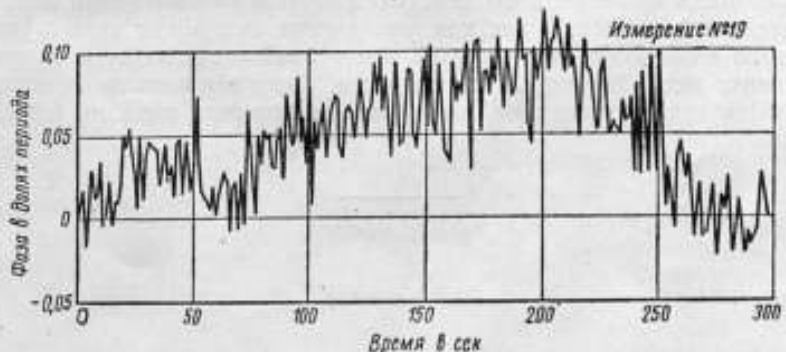


Рис. 9

ся. За интервалы времени порядка 1—5 сек. фаза претерпевает изменения порядка 0,1 периода, т. е. за эти интервалы нестабильность частоты увеличивается до нескольких единиц 10^{-7} . Однако за интервалы времени в 3 мин. она по-прежнему не превышает $0,5-1,0 \cdot 10^{-8}$.

Из графиков рис. 8 и рис. 9 видно, что, несмотря на резкие кратковременные изменения фазы, они заметным образом не накапливаются. Объяснить это можно непосредственным сложением сигнала шума с сигналом кварцевого генератора. В результате такого сложения после устранения воздействия сигнала шума фаза возвращается к среднему значению $\omega t + \varphi(0)$. Поэтому вызванная этим явлением нестабильность частоты убывает не обратно пропорционально квадратному корню, как это следует из формулы (4), а обратно пропорционально первой степени продолжительности интервала времени измерения частоты, т. е. это явление не имеет отношения к диффузионному накоплению отклонения фазы.

Согласно формулам (7) и (4), для шума, эквивалентного анодно-му току в $4 \cdot 10^9$ а, минутная нестабильность будет равна $1,6 \cdot 10^{-8}$, трехминутная — около 10^{-8} .

Если трехминутное отклонение частоты относить не к средней частоте, а к частоте, усредненной за шестиминутный интервал, величина нестабильности уменьшится в $\sqrt{2}$ раз, т. е. будет равно $0,7 \cdot 10^{-8}$. Определенная по графикам рис. 8 и рис. 9 трехминутная нестабильность заметно не превосходит эту величину.

К сожалению, дальнейшее увеличение шума приводит к таким кратковременным изменениям фазы, что сравнение частот становится невозможным. Поэтому не удалось шум довести до такого уровня, чтобы вызванная им диффузия фазы привела к нестабильности частоты, заметно превышающей техническую нестабильность.

Разграничить нестабильность, вызванную диффузией фазы, и нестабильность, вызванную непосредственным наложением шума на сигнал, весьма трудно.

Принципиально это можно осуществить компенсацией сигнала на выходе генератора сигналом шума, поданным в противофазе. Это сложный и тонкий эксперимент с сомнительным успехом.

Вторая возможность — измерение нестабильности за большие интервалы времени (например, за сутки); для этого необходимо иметь генераторы высокой стабильности, например, чтобы суточная техническая нестабильность не превышала $1 \cdot 10^{-10}$.

Вывод

Наблюдающаяся у лучших кварцевых генераторов нестабильность не может быть объяснена воздействием шумов генераторной лампы на колебательный процесс, так как увеличение мощности этих шумов по сравнению с обычной даже в триллионы раз не приводят к заметному увеличению нестабильности. Причинами нестабильности генераторов могут быть технические причины, природа которых пока не ясна.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для реостатно-емкостной схемы составим уравнение Кирхгофа. Емкостью C_0 пренебрежем. Направление тока будем считать таким, как представлено на эквивалентной схеме (рис. 10).

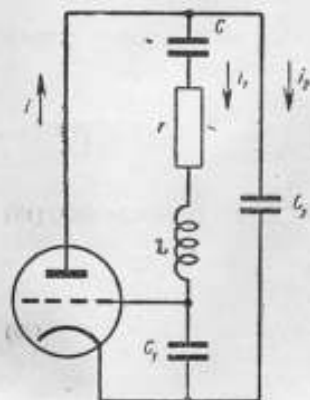


Рис. 10

$$\frac{1}{C} \int i_1 dt + r i_1 + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C_1} \int i_1 dt = \frac{1}{C_2} \int i_2 dt, \quad (9)$$

$$i = i_1 + i_2 = f(U) + i_{\text{лп}}, \quad (10)$$

U — напряжение на сетке лампы, равное

$$U = \frac{1}{C_1} \int i dt. \quad (11)$$

Предположим, что ток лампы зависит от напряжения на сетке следующим образом:

$$i_{\text{лп}} = f(U) = -SU + BU^3, \quad (12)$$

тогда, преобразуя выражения (9), (10), (11), (12), имеем:

$$LC_1 \ddot{U} + rC_1 \dot{U} + \left(\frac{C_1}{C} + 1 + \frac{C_1}{C_2} \right) U + \frac{S}{C_2} U - \frac{B}{C_2} U^3 = \frac{1}{C_2} i_{\text{лп}} \quad (13)$$

или

$$\ddot{U} + \frac{r}{L} \dot{U} + \left(\frac{1}{LC} + \frac{1}{LC_1} + \frac{1}{LC_2} \right) U + \frac{S}{LC_1 C_2} U - \frac{B}{LC_1 C_2} U^3 = \frac{1}{LC_1 C_2} i_{\text{лп}}. \quad (13')$$

Обозначим:

$$\frac{1}{LC} = \omega_0^2; \quad \frac{r}{L} = 2\delta; \quad \frac{S}{LC_1 C_2} = a; \quad \frac{B}{LC_1 C_2} = b; \quad \frac{1}{LC_1 C_2} = C.$$

Тогда:

$$\ddot{U} + 2\delta \dot{U} + \omega_0^2 U + aU - bU^3 = Ci_{\text{лп}}. \quad (13'')$$

Представим:

$$U = u(t) \sin \theta,$$

где:

$$\theta = \omega_0 t + \varphi(t).$$

Тогда:

$$\ddot{U} = \ddot{u} \sin \theta + u (\omega_0 + \dot{\varphi}) \cos \theta, \quad (14)$$

$$\dot{U} = -u \omega_0 (\omega_0 + 2\dot{\varphi}) \sin \theta + 2\omega_0 \dot{u} \cos \theta, \quad (15)$$

и

$$\dot{U} = -3\omega_0^2 \dot{u} \sin \theta - \dot{u} \omega_0^2 (\omega_0 - 3\dot{\varphi}) \cos \theta, \quad (16)$$

а также

$$U^3 = u^3 \sin^3 \theta = \frac{3}{4} u^3 \sin \theta - \frac{1}{4} u^3 \sin 3\theta,$$

и

$$i_m(t) = F_{\parallel} \sin \theta + F_{\perp} \cos \theta.$$

Приравняв член при $\sin \theta$, имеем:

$$(-2\delta\omega_0 + a)u - \frac{3}{4} bu^3 - 2\omega_0^2 \dot{u} - 4\delta\omega_0 u \dot{\varphi} = cF_{\parallel}. \quad (17)$$

Пренебрегая последними членами, имеем:

$$u_0^2 = \frac{a - 2\delta\omega_0^2}{\frac{3}{4}b}$$

или

$$n = u_0 + x.$$

Откуда:

$$\frac{3}{2} u_0^2 bx + 2\omega_0^2 \dot{x} + 4\delta\omega_0 u \dot{\varphi} = -cF_{\parallel}. \quad (18)$$

Аналогично, приравняв члены при $\cos \theta$, имеем:

$$4\delta\omega_0 \dot{x} - 2\omega_0^2 u_0 \dot{\varphi} = cF_{\perp} \quad (19)$$

откуда, подставляя значение x , равное:

$$x = u_0 Q\varphi + \frac{c}{4\omega_0 \delta} \int F_{\perp} dt$$

в выражение (18), будем иметь:

$$\ddot{\varphi} [2\omega_0^2 u_0 Q + 4\delta\omega_0 u_0] + \frac{3}{2} bu_0^3 Q \dot{\varphi} = -cF_{\parallel} - \frac{3}{4} bu_0^2 \frac{QC}{\omega_0^2} \int F_{\perp} dt - QC F_{\perp}. \quad (20)$$

Продифференцируем:

$$\ddot{\varphi} \cdot 2\omega_0^2 u_0 Q \left(1 + \frac{1}{Q^2}\right) + \frac{3}{2} bu_0^3 Q \dot{\varphi} = -c\dot{F}_{\parallel} - QC\dot{F}_{\perp} - \frac{3}{4} \frac{bu_0^2}{\omega_0^2} QC\dot{F}_{\perp}. \quad (21)$$

откуда:

$$\overline{\dot{\varphi}}_{\omega}^2 = \frac{\omega^3 C^2 \overline{F_{\parallel \omega}^2} + Q^2 C^2 \left[\omega^3 + \frac{1}{4} \left(\frac{bu_0^2}{\omega_0^2} \right)^2 \right] \overline{F_{\perp \omega}^2}}{\frac{9}{4} b^2 u_0^6 Q^2 + 4\omega_0^4 u_0^2 Q^2 \omega^2}. \quad (22)$$

Для $i_m(t)$ справедливо [3]

$$\overline{F_{\parallel \omega}^2} = \overline{F_{\perp \omega}^2} = g(\omega).$$

Подставив эти значения в (22), имеем

$$\overline{\dot{\varphi}}_{\omega}^2 = g(\omega) \frac{\left[\frac{1}{2} \left(\frac{bu_0^2}{\omega_0^2} \right) QC \right]^2 + (1 + Q^2) C^2 \omega^2}{\frac{9}{4} b^2 u_0^6 Q^2 + 4\omega_0^4 u_0^2 Q^2 \omega^2}. \quad (23)$$

Представим (23) в виде:

$$\overline{\varphi^2} = \frac{(1+Q^2) C^2}{4 \omega_0^4 u_0^2 Q^2} \cdot \frac{\Delta_2^2 - \omega^2}{\Delta_1^2 + \omega^2} g(\omega),$$

где

$$\Delta_1 = \frac{3}{4} \frac{b u_0^2}{\omega_0^2},$$

$$\Delta_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{b u_0^2}{\omega_0^2}.$$

Найдем пределы при $\omega \rightarrow 0$

$$\overline{\varphi_0^2} = \frac{1}{9} \cdot \frac{C^2}{u_0^2 \omega_0^4} g(0)$$

и при $\omega \rightarrow \infty$

$$\overline{\varphi_\infty^2} = \frac{1}{4} \cdot \frac{C^2}{u_0^2 \omega_0^4} g(\infty),$$

$$g(0) = g(\infty).$$

Как видно $\overline{\varphi_0^2}$ и $\overline{\varphi_\infty^2}$ одного порядка. Без особого ущерба для точности можем считать:

$$\overline{\varphi^2} = \text{const} = \overline{\varphi_0^2}.$$

Тогда:

$$\overline{\varphi^2} = \frac{1}{9} \cdot \frac{C^2}{C_1^2 C_2^2 u_0^2} g(0)$$

или

$$\Delta \overline{\varphi^2} = \pi \overline{\varphi^2} \tau = \frac{2}{9} \cdot \frac{C^2 e I_0}{C_1^2 C_2^2 u_0^2} \tau$$

Откуда:

$$D = \frac{2}{9} \cdot \frac{C^2 e I_0}{C_1^2 C_2^2 u_0^2} \quad (24)$$

При резонансе $C_1 u_0 = C_2 U_a$, где U_a — напряжение на аноде лампы. Тогда:

$$D = \frac{2e I_0 C^2}{9 C_2^4 U_a^2} \quad (7')$$

Коэффициент диффузии, определяемый формулой (7'), отличается от определяемого по формуле (7) примерно на 10%.

Статья поступила в феврале 1960 г.

Литература

1. И. Л. Берштейн. Флуктуация амплитуды и фазы лампового генератора. Изв. АН СССР, т. XIV, № 2, 1950.
2. Г. С. Горелик. Нелинейные колебания, интерференция и флуктуация. Изв. АН СССР, т. XIV, № 2, 1950.
3. В. И. Бунимович. Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах. Изд. «Советское радио», М., 1951.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ В СЛУЖБЕ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ

А. И. Константинов

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГЕНЕРАТОРА ХГИМИП ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ ЧАСТОТЫ КВАРЦЕВОГО ГЕНЕРАТОРА В СЛУЖБЕ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ

В настоящее время требование к постоянству значения воспроизводимой эталонной частоты электрических колебаний для решения многих весьма важных задач определяется относительной погрешностью $1 \cdot 10^{-9}$ и $1 \cdot 10^{-10}$. Возможная точность поддержания постоянства воспроизведения эталонной частоты с помощью астрономических определений времени, выполняемых современной службой времени, принципиально ограничивается относительной погрешностью $1 \cdot 10^{-6}$, так как сама природа астрономического времени (TU_2) включает неравенства этого порядка.

Астрономам известны методы исключения неравномерности астрономического времени TU_2 ; выравненное время TU_2 , называемое эфемеридным временем (TE), уже не обладает известными неравенствами. Однако определение эфемеридного времени требует проведения трудоемких, пока не обеспечивающих необходимой точности, астрономических наблюдений. Задача систематического определения эфемеридного времени еще не решена как постоянно действующая служба эфемеридного времени; достижимая точность его определения современными средствами позволяет найти значение воспроизводимой частоты только в среднем за год с ошибкой не лучше $2-3 \cdot 10^{-9}$. Поэтому поддержание эталонной частоты в интервале года с ошибкой не более $1 \cdot 10^{-9}$ должно решаться не астрономическими средствами.

В Харьковском государственном институте мер и измерительных приборов (ХГИМИП) сотрудником института А. Я. Лейкиным построен и с марта 1958 г. введен в постоянную эксплуатацию молекулярный генератор (Астрономический журнал, XXXVI, 4, 1959). С 1959 г. молекулярный генератор ХГИМИП использовался в службе времени ВНИИФТРИ в качестве хранителя времени.

Относительно молекулярного генератора каждые сутки определялось мгновенное значение частоты генератора кварцевых часов КХЗ. Часы КХЗ являются рабочими часами службы времени ХГИМИП, в системе показаний которых регистрировалось время передачи сигналов точного времени. Это дало возможность определить ход часов КХЗ как в системе астрономического времени TU_2 , так и в системе передач сигналов нового типа Вашингтона и Лондона. При этом предполагалось, что секундные сигналы кварцевых часов КХЗ синфазны с частотой резонатора КХЗ, а секундные радиосигналы передач WWV (Вашингтон) и MSF (Лондон) синфазны с несущей частотой этих радиостанций, контролируемой цезиевыми реперами частоты в Вашингтоне и Лондоне. Данные, сообщаемые в бюллетенях служб времени США и Великобритании, показывают, что отклонение излучаемых частот, жестко связанных по фазе с секундными сигналами, от частоты цезиевых реперов, в среднем за полмесяца не превышает $\pm 2 + \pm 3 \cdot 10^{-10}$.

Значение частоты F_M молекулярного генератора вычислялось по соотношениям:

$$F_M = F_0 + \Delta F, \quad (1)$$

$$\Delta F = \frac{f - f_M}{f_0} \cdot F_0, \quad (2)$$

$$f = f_0 - g \cdot \frac{f_0}{86400}, \quad (3)$$

где F_0 — приближенное значение частоты молекулярного генератора, относительно которого определялись мгновенные значения частоты f_M кварцевого генератора;

g — суточный ход кварцевых часов относительно времени TU_2 или иной системы времени;

f_0 — номинальное значение частоты кварцевого генератора.

Приведенные соотношения оказываются абсолютно точными, если для кварцевых часов выполняются следующие два равенства:

$$U_{t+\Delta t} - U_t = \frac{86400}{f_0} \int_t^{t+\Delta t} (f - f_0) \cdot dt, \quad (4)$$

$$\frac{86400}{f_0} \int_t^{t+\Delta t} (f - f_0) \cdot dt = \frac{86400}{f_0} (f_{cp} - f_0) \cdot \Delta t, \quad (5)$$

где

$$f_{cp} = \frac{f_t + f_{t+\Delta t}}{2}.$$

Здесь: U_t и $U_{t+\Delta t}$ — поправки кварцевых часов в моменты t и $t+\Delta t$;

f — мгновенное значение частоты кварцевого резонатора;

f_t и $f_{t+\Delta t}$ — мгновенные значения частоты кварцевого резонатора в моменты t и $t+\Delta t$.

Первое равенство равносильно условию непрерывной синфазности частоты кварцевого резонатора и секундных сигналов кварцевых часов; второе равенство — линейности изменения во времени частоты кварцевого резонатора в интервале Δt , т. е. в интервале между дискретными определениями значения мгновенной частоты, например, в интервале суток.

Погрешность в определении частоты молекулярного генератора, вносимая невыполнением равенств (4) и (5), была подсчитана путем сопоставления значений частоты молекулярного генератора ХГИМИП, полученных через пару кварцевых часов — КХЗ и КХ1. Частота кварцевых генераторов этих часов определялась относительно молекулярного генератора, сличение часов КХ1 и КХЗ между собой производилось как методом непрерывного счета биений на основной частоте, так и по секундным сигналам. Средняя квадратическая относительная погрешность, вносимая невыполнением равенств (4) и (5), получилась равной $\pm 2 \cdot 10^{-10}$.

При определении частоты молекулярного генератора вошли погрешности, связанные с регистрацией сигналов точного времени. Величина этих погрешностей больше в 1958 г., чем в 1959 г. При определении частоты молекулярного генератора относительно цезия Вашингтона и Лондона эти ошибки больше, чем при определении частоты относительно TU_2 . В среднем относительная средняя квадратическая ошибка определения частоты молекулярного генератора, связанная с погрешностями регистрации радиосигналов на интервале в 1 месяц для 1958 г., оказалась равной $\pm 2 \cdot 10^{-9}$, и в 1959 г. — менее $\pm 1 \cdot 10^{-9}$.

По формулам (1), (2) и (3) со среднемесячными значениями частоты кварцевого генератора f_M и хода кварцевых часов g получены значения частоты молекулярного генератора ХГИМИП для середины месяца, которые приведены в табл. 1 и для наглядности изображены графически (см. рисунок).

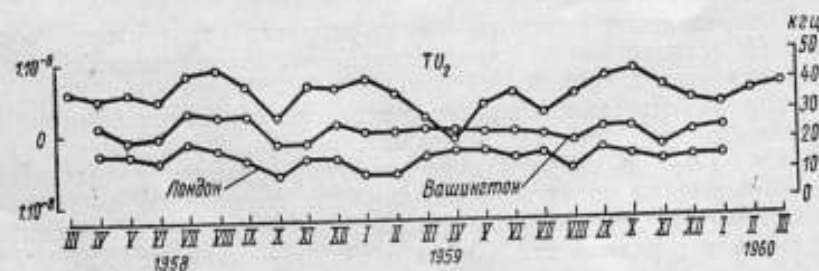
Таблица 1

Значения частоты молекулярного генератора ХГИМИП

Дата	ТУ ₂			Вашингтон			Лондон		
	F_M	$F_M - F_{cp}$	$\frac{F_M - F_{cp}}{F_0}$	F_M	$F_M - F_{cp}$	$\frac{F_M - F_{cp}}{F_0}$	F_M	$F_M - F_{cp}$	$\frac{F_M - F_{cp}}{F_0}$
1958 г.									
Март	38	+1	+0,4	—	—	—	—	—	—
Апрель	36	-1	-0,4	27	+3	+1,2	18	+3	+1,2
Май	38	+1	+0,4	22	-2	-0,8	17	+2	+0,8
Июнь	35	-2	-0,8	23	-1	-0,4	15	0	0
Июль	44	+7	+2,8	32	+8	+3,2	21	+6	+2,4
Август	46	+9	+3,6	30	+6	+2,4	19	+4	+1,6
Сентябрь	40	+3	+1,2	30	+6	+2,4	15	0	0
Октябрь	29	-8	-3,2	20	-4	-1,6	10	-5	-2,0
Ноябрь	40	+3	+1,2	26	-4	-1,6	16	+1	+0,4
Декабрь	39	+2	+0,8	27	+3	+1,2	16	+1	+0,4
1959 г.									
Январь	42	+5	+2,0	24	0	0	10	-5	-2,0
Февраль	37	0	0	24	0	0	10	-5	-2,0
Март	29	-8	-3,2	25	+1	+0,4	16	+1	+0,4
Апрель	21	-16	-6,4	24	0	0	18	+3	+1,2
Май	33	-4	-1,6	24	0	0	18	+3	+1,2
Июнь	37	0	0	24	0	0	15	0	0
Июль	30	-7	-2,8	23	-1	-0,4	17	+2	+0,8
Август	36	-1	-0,4	20	-4	-1,6	11	-4	-1,6
Сентябрь	41	+4	+1,6	25	+1	+0,4	18	+3	+1,2
Октябрь	44	+7	+2,8	25	+1	+0,4	16	+1	+0,4
Ноябрь	38	+1	+0,4	19	-5	-2,0	14	-1	-0,4
Декабрь	34	-3	-1,2	24	0	0	15	0	0
1960 г.									
Январь	32	-5	-2,0	25	+1	+0,4	15	0	0
Февраль	36	-1	-0,4	—	—	—	—	—	—
Март	39	+2	+0,8	—	—	—	—	—	—
Среднее	37			24			15		

Примечания:

1. Значения в колонке F_M являются десятыми и сотыми долями килограмма дополняющими целое число килограмма — 23870129.
2. Относительные уклонения частоты в графе $\frac{F_M - F_{cp}}{F_0}$ приведены в $1 \cdot 10^{-4}$



По приведенным отклонениям частных значений частоты молекулярного генератора от среднего значения за два года вычислены средние квадратические погрешности частных значений. Погрешности даны в табл. 2 отдельно для 1958 г. и 1959—1960 гг. в абсолютной мере (в кгц) и в относительной мере (в $1 \cdot 10^{-9}$).

Таблица 2
Средние квадратические погрешности среднемесячных значений частоты молекулярного генератора ХГИМИП

Год	ТУ ₂		Вашингтон		Лондон	
	кгц	$1 \cdot 10^{-9}$	кгц	$1 \cdot 10^{-9}$	кгц	$1 \cdot 10^{-9}$
1958	$\pm 0,047$	$\pm 2,0$	$\pm 0,046$	$\pm 1,9$	$\pm 0,032$	$\pm 1,3$
1959—1960	$\pm 0,059$	$\pm 2,5$	$\pm 0,018$	$\pm 0,7$	$\pm 0,027$	$\pm 1,1$

Приведенные в табл. 2 погрешности включают, кроме собственно нестабильности частоты молекулярного генератора ХГИМИП, погрешности измерений и неравномерности шкалы времени ТУ₂ или шкалы времени, воспроизводимой сигналами времени Вашингтона и Лондона.

Анализ результатов, приведенных в табл. 1, показывает, что нестабильность частоты молекулярного генератора составляет не более половины величины погрешностей, приведенных в табл. 2. Таким образом, можно утверждать, что воспроизводимость обусловленного значения частоты с помощью молекулярного генератора ХГИМИП оценивается величиной 0,02 кгц или в относительной мере менее $1 \cdot 10^{-9}$.

Так как методика определения частоты молекулярного генератора включает как промежуточное звено, определение частоты и хода кварцевых часов в службах времени и частоты ХГИМИП и ВНИИФТРИ, то справедливо заключение, что с помощью молекулярного генератора ХГИМИП можно определять значение частоты кварцевых генераторов в Харькове и Москве с погрешностью, меньшей $\pm 1 \cdot 10^{-9}$. Относительные погрешности определения значения частоты кварцевого генератора с помощью молекулярного генератора ХГИМИП выразятся значениями, приведенными в табл. 2.

При определении действительного значения частоты кварцевого генератора с помощью экстраполяции поправок часов на основе астрономических наблюдений и группового хранителя времени, как показал опыт, в лучшем случае можно получить результат на порядок хуже, т. е. с погрешностью $1 \cdot 10^{-8}$.

В перспективе представляется, что в качестве исходного эталона частоты необходимо использовать эфемеридное время. Разность между длительностями суток в системе эфемеридного времени и в системе времени ТУ₂ на протяжении нескольких лет может меняться на величину порядка 1 мсек, что в переводе на относительную меру примерно соответствует $1 \cdot 10^{-8}$. Воспроизведение шкалы времени и частоты в системе эфемеридного времени, имея преимущества в смысле равномерности шкалы времени и постоянства частоты, приведет к значительному отклонению этой шкалы от шкалы времени и частоты в системе ТУ₂, которая имеет существенное значение для решения многих технических и научных задач.

Поэтому можно рекомендовать следующее решение.

а) Каждый год на годичном интервале определяется частота молекулярного генератора относительно времени ТУ₂. Значение частоты молекулярного генератора относительно эфемеридного времени предполагается известным по ранее сделанным определениям.

б) Значение частоты молекулярного генератора, определенное по TU_2 за прошедший год ($N-1$), служит для воспроизведения частоты в текущем году (N).

в) По мере определения эфемеридного времени контролируется постоянство частоты молекулярного генератора относительно этого времени и одновременно определяется поправка к воспроизведенной частоте для приведения ее в систему эфемеридного времени.

Если обозначить:

f_{0N} — значение излучаемой эталонной частоты в N -ом году, определенное относительно молекулярного генератора, частота которого F_0 определена в системе эфемеридного времени;

f_N — значение излучаемой частоты в N -ом году, определенное относительно молекулярного генератора, частота которого F_N определена относительно времени TU_2 в $N-1$ -ом году,

то можно написать соотношение

$$f_{0N} = f_N(1 + K).$$

Коэффициент K определяется выражением

$$K = \frac{F_N - F_0}{F_0}.$$

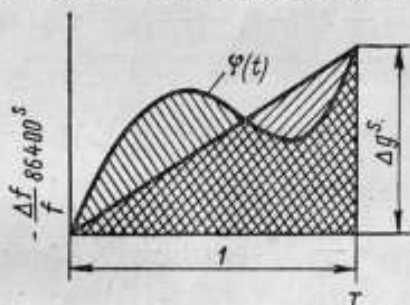
Ежегодная публикация значения коэффициента K позволит потребителям при необходимости сопоставить с высокой степенью точности свои частотные измерения, сделанные в разные годы.

Статья поступила в феврале 1960 г.

СОВМЕСТНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СРАВНЕНИЙ КВАРЦЕВЫХ ЧАСОВ И СРАВНЕНИЙ ИХ ЧАСТОТ С ЧАСТОТОЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГЕНЕРАТОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНЕЙШИХ ИЗМЕНЕНИЙ ПОПРАВOK КВАРЦЕВЫХ ЧАСОВ

Принято считать, что частота молекулярного генератора не изменяется с течением времени и что сравнения частоты кварцевого генератора с частотой молекулярного генератора позволяют определять, на сколько изменяется частота кварцевого генератора за интервал времени между сравнениями.

Пусть, изображенная на рисунке кривая представляет изменение частоты генератора кварцевых часов по отношению к частоте молекулярного генератора в течение некоторых суток. Из сравнений с молекулярным генератором получаем величину ординаты в конце суток. Тогда изменение поправки кварцевых часов за сутки по данным сравнения с молекулярным генератором будет



кулярным генератором получаем величину ординаты в конце суток. Тогда изменение поправки кварцевых часов за сутки по данным сравнения с молекулярным генератором будет

$$\Delta U = \frac{\Delta g}{2}$$

Допустим, что изменение частоты генератора кварцевых часов в течение этих суток может быть выражено функцией $\varphi(t)$. Если бы эта функция была известна, то изменение поправки часов за сутки могло бы быть определено интегрированием

$$\Delta U = \int_0^T \varphi(t) dt.$$

Разность $\frac{1}{2} \Delta g - \int_0^T \varphi(t) dt = v$ представляет ошибку определения

изменения поправки часов, полученную из мгновенных сравнений с молекулярным генератором по сравнению с действительным ее изменением.

Предположим, что с молекулярным генератором непосредственно сравниваются несколько генераторов кварцевых часов, сравниваемых, кроме того, между собой посредством непрерывного счета биений их основных частот так называемым интегральным методом.

Результаты мгновенных сравнений кварцевых генераторов 1, 2, 3, ... N с молекулярным генератором для одних и тех же суток обозначим через $\Delta g_1, \Delta g_2, \Delta g_3, \dots, \Delta g_N$.

Результаты интегральных сравнений этих кварцевых генераторов (числа биений за сутки) обозначим через $n_{1,2}, n_{1,3}, \dots, n_{1,N}$ и через $n_{1,2}, n_{1,3}, \dots, n_{1,N}$ для предшествующих и данных суток соответственно. Для перевода их в относительные ходы введем соответствующие множители K .

Очевидно, что разность $K(n_{1,2} - n_{1,2}) = K\Delta n_{1,2}$ дает действительную разность изменений поправок часов, т. е.

$$K\Delta n_{1,2} = \int_0^T \varphi_1(t) dt - \int_0^T \varphi_2(t) dt$$

Напишем теперь следующую систему равенств

$$K\Delta n_{1,2} = \frac{1}{2} \Delta g_1 - v_1 - \left(\frac{1}{2} \Delta g_2 - v_2 \right),$$

$$K\Delta n_{1,3} = \frac{1}{2} \Delta g_1 - v_1 - \left(\frac{1}{2} \Delta g_3 - v_3 \right),$$

.....

$$K\Delta n_{1,N} = \frac{1}{2} \Delta g_1 - v_1 - \left(\frac{1}{2} \Delta g_N - v_N \right),$$

$$K\Delta n_{1,1} = \frac{1}{2} \Delta g_1 - v_1 - \left(\frac{1}{2} \Delta g_1 - v_1 \right) \text{ (добавлено условно)}$$

Суммируя эти равенства и взяв среднее, получим:

$$\frac{K}{N} \sum_1^N \Delta n_{1,i} = \frac{1}{2} \Delta g_1 - v_1 - \frac{1}{2N} \sum_1^N \Delta g_i + \frac{1}{N} \sum_1^N v_i$$

или

$$\frac{1}{2} \Delta g_1 - v_1 = \frac{K}{N} \sum_1^N \Delta n_{1,i} + \frac{1}{2N} \sum_1^N \Delta g_i - \frac{1}{N} \sum_1^N v_i$$

Если величины v_i для разных кварцевых генераторов в одни и те же сутки можно считать независимыми, то при большом числе генераторов последнее слагаемое будет мало отличаться от нуля. Тогда по последней формуле можно определить действительное значение изменения поправки часов l :

$$\Delta U_1 = \frac{1}{2} \Delta g_1 - v_1 = \frac{K}{N} \sum_1^N \Delta n_{1,i} + \frac{1}{2N} \sum_1^N \Delta g_i$$

При желании далее можно получить изменения поправок всех остальных часов.

Таким образом, для полноценного использования молекулярного генератора целесообразно производить регулярные ежедневные непосредственные сравнения с ним всех высокоточных кварцевых генераторов (часов), имеющих между собой интегральные сравнения.

Статья поступила в июне 1960 г.

О СОРТИРОВКЕ МОЛЕКУЛ АММИАКА ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В молекулярных генераторе и усилителе на пучке молекул аммиака [1], [2] электрическое поле отсортировывает молекулы, находящиеся на верхнем инверсионном уровне. Необходимость изменения естественной населенности инверсионных подуровней обуславливается тем, что при комнатной температуре два энергетических уровня молекулы, между которыми разность энергии соответствует радиочастоте, примерно одинаково населены. Настоящая работа посвящена расчету трех систем электрической сортировки молекул аммиака в пучке по инверсионным уровням.

Постановка задачи

Рассмотрим два инверсионных уровня 1 и 2. Как известно [2], в постоянном электрическом поле \vec{E} энергия молекулы NH_3 в состоянии J, K, M равна

$$W = \frac{W_1^0 + W_2^0}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{W_1^0 - W_2^0}{2}\right)^2 + E^2 d_{12}^2}, \quad (1)$$

где W_1^0 и W_2^0 энергии в нулевом приближении верхнего и нижнего инверсионных уровней соответственно, E — напряженность постоянного электрического поля, d_{12} — матричный элемент дипольного момента, равный $\frac{dMK}{J(J+1)}$, d — дипольный момент молекулы NH_3 .

Как известно, $W_1^0 - W_2^0$ равно $h\nu_0$, где ν_0 — частота перехода между состояниями 1 и 2. Знак «+» соответствует верхнему, а «-» — нижнему инверсионному уровню. Сила, действующая на молекулу в постоянном электрическом поле, равна

$$\vec{F} = -\text{grad } W = \mp \frac{\left(d \frac{MK}{J(J+1)}\right)^2 E \text{ grad } E}{\sqrt{\left(\frac{h\nu_0}{2}\right)^2 + \left(\frac{MK}{J(J+1)} d E\right)^2}}. \quad (2)$$

Эта формула показывает, что молекулы NH_3 отклоняются лишь в неоднородном поле и сила, действующая на молекулу, находящуюся на верхнем инверсионном уровне, равна по величине и противоположна по направлению силе, действующей на молекулу, находящуюся на нижнем инверсионном уровне. Следовательно, любое электрическое поле, фокусирующее молекулы верхнего инверсионного уровня будет дефокусировать молекулы нижнего инверсионного уровня. Таким образом, фокусировка молекул аммиака является одновременно и сортировкой по инверсионным уровням.

Обозначим через N'_{JKM+} и N'_{JKM-} числа молекул, попавших в резонатор и находящихся на верхнем и нижнем инверсионных уровнях. Можно следующим образом определить коэффициент эффективности сортирующей системы:

$$\alpha = \frac{N'_{JKM+} - N'_{JKM-}}{N'_{JKM+} + N'_{JKM-}} \quad (3)$$

Если предположить на выходе источника молекул косинусоидальное распределение интенсивности пучка, то

$$N'_{JKM+} = \int_0^{\theta_2} N_{JKM+} \cos \theta d\theta = N_{JKM+} \sin \theta_1, \quad (4a)$$

$$N'_{JKM-} = \int_0^{\theta_2} N_{JKM-} \cos \theta d\theta = N_{JKM-} \sin \theta_2, \quad (4b)$$

где N_{JKM+} и N_{JKM-} — числа молекул, вылетающих из источника за 1 сек. в состоянии J, K, M на верхнем и нижнем инверсионных уровнях соответственно, а θ_1 и θ_2 — углы захвата молекул сортирующей системой, т. е. если молекула вылетела из источника под углом, меньшим чем θ_1 или θ_2 соответственно для верхнего и нижнего инверсионных уровней, то она попадет в резонатор. Так как $N_{JKM+} \approx N_{JKM-}$, θ_1 и θ_2 малы, то коэффициент эффективности можно написать в виде

$$\alpha = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1 + \theta_2} \quad (5)$$

При оценке качества сортирующей системы, предназначенной для молекулярного генератора, можно исходить из следующих соображений:

1. Для получения максимальной интенсивности генерации нужно, чтобы количество активных молекул в резонаторе было максимальным, т. е. нужно, чтобы коэффициент α стремился к единице.

2. Для получения наибольшей стабильности частоты колебаний молекулярного генератора необходимо, чтобы пучок молекул аммиака, пролетающих через резонатор, был по возможности параллельным. Таким образом, угол, под которым молекулы влетают в резонатор, должен быть минимальным.

2n-полюсная сортирующая система

Рассмотрим 2n-полюсный конденсатор с осью симметрии Z (рис. 1). Полное решение уравнения Лапласа для потенциала V внутри конденсатора в цилиндрических координатах имеет вид:

$$V(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} r^{mn} (A_m \cos mn\varphi + B_m \sin mn\varphi), \quad (6)$$

где n — число пар полюсов.

Для определения постоянных интегрирования будем исходить из следующих граничных условий: на цилиндре радиуса a зависимость потенциала от φ имеет вид, указанный на рис. 2. Это приближение тем точнее, чем больше n . Разлагая потенциал на этом цилиндре в ряд Фурье, получим:

$$V(a, \varphi) = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{V_0}{a} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin mn\beta \sin mn\varphi}{m^2 n}, \quad (7)$$

где V_0 — потенциал на полюсах.

Приравняв коэффициенты в формуле (6), при $r=a$, к коэффициентам в формуле (7), получим (пренебрегая членами, которые на порядок меньше первого) следующее выражение для потенциала

$$V(r, \varphi) = V_0 \frac{r^n}{a^n} \frac{4}{\pi} \frac{\sin n\beta}{n\beta} \sin n\varphi. \quad (8)$$

Тогда внутри конденсатора напряженность поля будет равна

$$E = n V_0 \frac{r^{n-1}}{a^n} \frac{4}{\pi} \frac{\sin n\beta}{n\beta}. \quad (9)$$

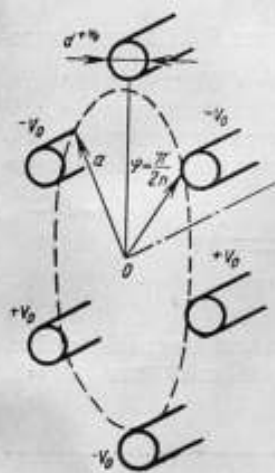


Рис. 1

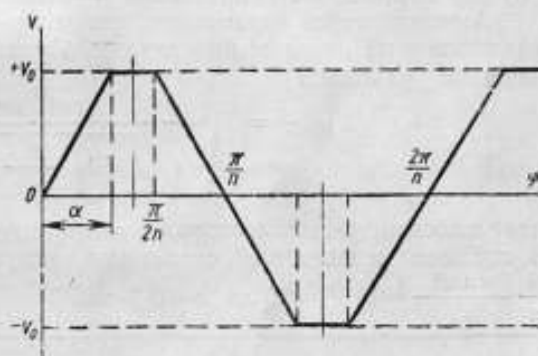


Рис. 2

Для всех достижимых на практике полей сила, действующая на молекулу в приосевой области, будет:

$$F_r = \mp \frac{\left(d \frac{MK}{J(J+1)} \right)^2 V_0^2 \left(\frac{4}{\pi} \frac{\sin n\beta}{n\beta} \right)^2 n^2 (n-1) r^{2n-3}}{\frac{h\nu_0}{2}} \quad (10)$$

$$F_\varphi = 0,$$

$$F_z = 0.$$

Здесь знак «-» соответствует верхнему инверсионному уровню, а знак «+» — нижнему.

Решая уравнения движения с учетом постоянства скорости молекул вдоль оси Z , получим следующее выражение для траектории:

$$Z - Z_0 = \pm \int \frac{dr}{\sqrt{p_0^2 \mp \frac{B}{mV_z^2} \frac{1}{n-1} r^{2(n-1)}}}. \quad (11)$$

где $p_0 = \left(\frac{dr}{dZ} \right)_{r=0}$, а $B = \frac{\left(d \frac{MK}{J(J+1)} \right)^2 V_0^2 \left(\frac{4}{\pi} \frac{\sin n\beta}{n\beta} \right)^2 n^2 (n-1)}{\frac{h\nu_0}{2}}$.

Для молекул верхнего инверсионного уровня тангенс угла захвата $\text{tg } \theta_1$ будет равен тому значению ρ_0 , при котором $\left(\frac{dr}{dZ}\right)_{r=a} = 0$, т. е.

$$\text{tg } \theta_1 = \frac{\frac{dMK}{J(J+1)}}{V \sqrt{h\nu_0}} \frac{1}{\sqrt{\frac{mV_z^2}{2}}} V_0 \frac{\pi}{a} \frac{4}{\pi} \frac{\sin n\beta}{n\beta} \quad (12)$$

Это выражение показывает, что $\text{tg } \theta_1$ увеличивается с уменьшением скорости молекул V_z и диаметра системы a , с увеличением числа пар полюсов и напряжения на них. Множитель $\frac{4}{\pi} \frac{\sin n\beta}{n\beta}$ мало отличается

от 1; при $\beta=0$ он равен 1 или 2, а при $\beta = \frac{\pi}{2n}$ он равен 0,8. Длину системы L можно получить с помощью значения Z при $r=a$. Можно показать, что при постоянном напряжении L увеличивается с возрастанием n .

Аналитическое определение тангенса угла захвата для молекул, находящихся на нижнем инверсионном уровне, невозможно. Графическое решение уравнения

$$(Z)_{Z=L} = \left(\int \frac{dr}{\sqrt{\rho_0^2 + \frac{B}{mV_z^2} \frac{1}{n-1} r^{2(n-1)}}} \right)_{r=a}$$

дает значение ρ_0 , при котором $Z=L$ при $r=a$ для различных значений n . В таблице приведены численные результаты расчета для $M=1$, $\frac{4}{\pi} \frac{\sin n\beta}{n\beta} = 1$, $V_0=20$ кв, $a=0,3$ см.

n	2	3	4	5	6
θ_1	3°,5	5°	7°	8°,5	9°,5
θ_2	0°,5	0°,7	1°	1°,2	1°,5
$\theta_1 - \theta_2$	3°	4°,3	6°	7°,3	8°
α	0,75	0,75	0,75	0,75	0,73

В случае квадрупольного конденсатора [3] все выражения интегрируются точно. При $\nu_0=23\,870$ мгц, $J=K=3$, $M=1, 2, 3$, $a=0,3$ см, $V_0=20$ кв, получим:

$$M=1, L=10 \text{ см}, \theta_1=3^\circ,5, \theta_2=0^\circ,5, \alpha=0,75;$$

$$M=2, L=10 \text{ см}, \theta_1=6^\circ,5, \theta_2 < 0^\circ,5, \alpha > 0,85;$$

$$M=3, L=10 \text{ см}; \theta_1=10^\circ, \theta_2 < 0^\circ,5, \alpha > 0,90.$$

Кольцевая сортирующая система

Пусть пучок молекул NH_3 движется вдоль оси системы колец Z (ось Z является осью симметрии периодического электростатического поля). Потенциал четных колец положительный, а нечетных — отрицательный; его абсолютную величину обозначим через V_0 (рис. 3).

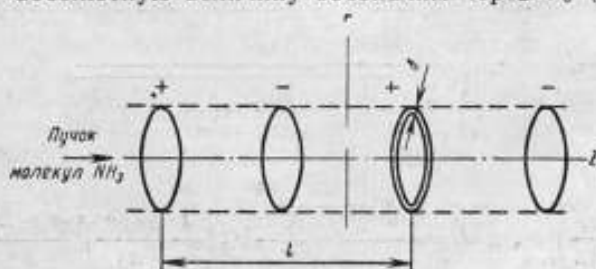


Рис. 3

Как и в случае $2n$ -полюсного конденсатора, потенциал V внутри колец получается из решения уравнения Лапласа в цилиндрических координатах. Постоянные интегрирования получаются из граничных условий в предположении, что на цилиндре радиуса a потенциал имеет

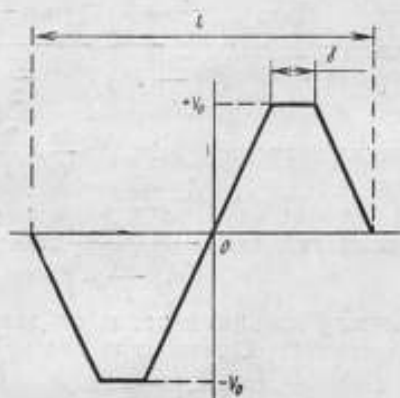


Рис. 4

вид, указанный на рис. 4. Выбрав начало координат, как это показано на рис. 4, получим выражение для потенциала

$$V(r, Z) = V_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4}{m\pi} \frac{\sin \frac{m\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{l}\right)}{\frac{m\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{l}\right)} \cdot \frac{I_0\left(\frac{2\pi}{l} mr\right)}{I_0\left(\frac{2\pi}{l} ma\right)} \sin m \frac{2\pi}{l} Z, \quad (13)$$

где I_0 — модифицированные функции Бесселя нулевого порядка. С достаточной степенью точности имеем:

$$V(r, Z) = V_0 \frac{4}{\pi} \frac{\sin \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{l}\right)}{\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{l}\right)} \cdot \frac{I_0\left(\frac{2\pi}{l} r\right)}{I_0\left(\frac{2\pi}{l} a\right)} \sin 2\pi \frac{Z}{l}. \quad (14)$$

Выражение для поля имеет вид:

$$E = \frac{V_0}{I_0\left(\frac{2\pi}{l} a\right)} \frac{\sin \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{l}\right)}{\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{l}\right)} \frac{2\pi}{l} \sqrt{I_0^2\left(\frac{2\pi}{l} r\right) \sin^2 \frac{2\pi}{l} Z + I_1^2\left(\frac{2\pi}{l} r\right) \cos^2 \frac{2\pi}{l} Z}. \quad (15)$$

Отсюда непосредственно следует выражение для силы, действующей на молекулу NH_3 , находящуюся в электрическом поле системы заряженных колец. В приосевой области приближенный расчет траектории дает:

$$r = \frac{V_0 r}{\sqrt{\frac{3\pi}{l} \frac{a}{m}}} \sin^2 \sqrt{\frac{3\pi}{l} \frac{\gamma}{m V_0^2}} \cdot \frac{2\pi}{l} Z, \quad (16)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{4\nu_0} \left(\frac{dMK}{J(J+1)} \right)^2 \frac{V_0^2}{I_0^2\left(\frac{2\pi}{l} a\right)} \left(\frac{2\pi}{l} \right)^2 \frac{\sin \frac{2\pi}{l} \left(1 - \frac{2\delta}{l}\right)}{\frac{2\pi}{l} \left(1 - \frac{2\delta}{l}\right)}.$$

Отсюда получаем:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta_1 &= \left(\frac{V_{0r}}{V_{0z}} \right)_{r=a} = \frac{a}{V_{0z}} \sqrt{\frac{y}{m} \frac{3\pi}{l}} = \\ &= \sqrt{3} \frac{\frac{dMK}{J(J+1)}}{\sqrt{mV_{0z}^2}} \frac{V_0}{\sqrt{h\nu_0}} \frac{2\pi}{l} \frac{a}{I_0 \left(\frac{2\pi}{l} a \right)} \frac{4 \sin \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{l} \right)}{\pi \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{l} \right)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Определим, при каких значениях величин $\frac{2\pi}{l}$, $\frac{2\pi}{l} a$, $\frac{\delta}{l}$, угол θ_1 мак-

симальный. Можно показать, что $\frac{2\pi a}{I_0 \left(\frac{2\pi}{l} a \right)}$ максимально при $l=4a$,

т. е. если расстояние между кольцами равно их диаметру, что экспери-

ментально подтверждается (4). Однако при этом l должно быть воз-

можно меньшим. Коэффициент $\frac{\sin \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{l} \right)}{\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\pi}{l} \right)}$ максимален, если $\delta = \frac{l}{2}$,

однако, как увидим дальше, система эффективна лишь при достаточно малых δ . Таким образом, при $a=0,3$ см, $l=1,1$ см, $\delta=0,01$ см, $V_0=20$ кв, получим $\theta_1 \approx 4^\circ$. Угол θ_2 можно рассчитать так же, как и в случае 2π -полюсного конденсатора; проведенный расчет дает $\theta_2 \approx 0,5^\circ$, откуда $\alpha=0,75$.

В приведенном выше расчете предполагалось, что $\frac{2\pi}{l} r \ll 1$. Если r меняется от 0 до a , то нетрудно показать, что значение силы не более чем в 3 раза больше полученного, что соответствует углу захвата не более чем в 1,7 раз больше полученного; при этом следует отметить, что полученные результаты занижены.

При $M=1$ длину системы нужно выбрать равной 5,5 см для того, чтобы пучок молекул, вылетая из сортирующей системы, был параллельным. Тогда число пар колец равно 7.

Бифилярная спиральная сортирующая система

Выражение для потенциала внутри заряженной бифилярной спирали может быть получено введением спирально-цилиндрической системы координат (рис. 5). Рассмотрим спираль с радиусом a , шагом h

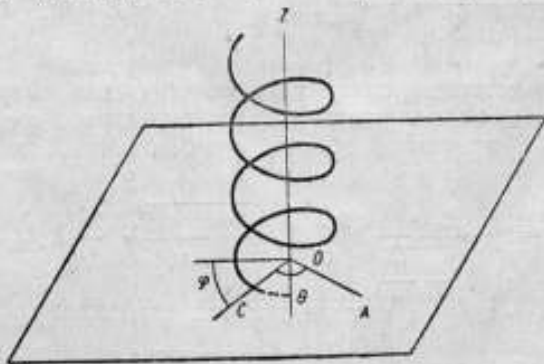


Рис. 5

и осью Z . Через точку A , поле в которой мы хотим определить, проведем плоскость, перпендикулярную оси Z и пересекающуюся с ней в точке O , а со спиралью в точке C . Положение точки в пространстве опре-

деляется радиус-вектором $r(OA)$, высотой Z и углом $\vartheta = \angle COA$. Переходя к спирально-цилиндрической системе координат:

$$r=r; \varphi = \frac{2\pi}{h} Z + \vartheta; Z=Z,$$

получим уравнение Лапласа

$$\Delta V = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \left(\frac{1}{r^2} + \frac{4\pi^2}{h^2} \right) \frac{\partial^2 V}{\partial \vartheta^2} + \frac{4\pi}{h} \frac{\partial^2 V}{\partial \vartheta \partial Z} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} = 0. \quad (18)$$

В этой системе координат потенциал не зависит от Z : в этом можно убедиться, заметив, что все точки с одними и теми же r и ϑ имеют один и тот же потенциал, т. е. спирали шага h , расположенные вдоль оси Z будут эквипотенциальными кривыми. Поэтому уравнение Лапласа принимает такой вид:

$$\Delta V = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \left(\frac{1}{r^2} + \frac{4\pi^2}{h^2} \right) \frac{\partial^2 V}{\partial \vartheta^2} = 0. \quad (19)$$

Решение этого уравнения будем искать в виде

$$V(r, \vartheta) = A(r) B(\vartheta). \quad (20)$$

Подставляя (20) в (19), можно получить уравнения для $A(r)$ и $B(\vartheta)$; тогда общее решение имеет вид:

$$V(r, \vartheta) = \sum_{m=0}^{\infty} \left[A_m I_m \left(\frac{2\pi}{h} mr \right) + B_m K_m \left(\frac{2\pi}{h} mr \right) \right] [D_m \cos m\vartheta + C_m \sin m\vartheta], \quad (21)$$

где n — целое число, а I_m и K_m — модифицированные функции Бесселя 1-го и 2-го рода m -го порядка. Постоянные интегрирования определяются из граничных условий. Так как мы ищем решение внутри спиралей, а на оси потенциал должен быть конечным, то $B_m = 0$. Если выбрать начало координат посередине между отрицательной и положительной спиралью, то $D_m = 0$, так как в этой точке по соображениям симметрии потенциал равен нулю. Тогда общий вид потенциала будет

$$V(r, \vartheta) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m I_m \left(\frac{2\pi}{h} mr \right) \sin m\vartheta. \quad (22)$$

Для определения постоянных C_m предположим, что при $r=a$ потенциал имеет вид, указанный на рис. 4, где δ — диаметр проводящей спирали. Можно показать, что это приближение достаточно точно для применяемых на практике проводов. При нулевом диаметре это приближение уже не верно.

Разложим в ряд Фурье выражение для потенциала на границе и определим постоянные интегрирования. Тогда, переходя к цилиндрической системе координат, получим

$$V(r, Z, \varphi) = V_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4}{m\pi} \frac{\sin m \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{R} \right)}{m \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{R} \right)} \cdot \frac{I_m \left(\frac{2\pi}{h} mr \right)}{I_m \left(\frac{2\pi}{h} ma \right)} \sin \frac{2\pi}{h} Z. \quad (23)$$

Производя расчеты, подобные тем, которые были сделаны для $2n$ -полюсного конденсатора и кольцевой системы, получим для угла захвата следующее выражение:

$$\operatorname{tg} \vartheta_1 = \frac{a}{\sqrt{m V_Z^2}} \frac{d}{I_1 \left(\frac{2\pi}{h} a \right)} \frac{MK}{J(J+1)} \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 V_0 \frac{4}{\pi} \frac{\sin \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{R} \right)}{\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{R} \right)} \sqrt{\frac{3}{8k\nu_0}}. \quad (24)$$

Максимальное значение для $\operatorname{tg} \theta_1$ получается из тех же соображений, что и в случае колец (в результатах нужно заменить l на h). Для численных значений, использованных в предыдущем параграфе, получим

$$\operatorname{tg} \theta_1 = 0,04 \text{ или } \theta_1 = 3^\circ; \theta_2 \approx 0,5^\circ; \alpha = 0,73.$$

Заключение

Проведенное рассмотрение показывает, что в случае $2n$ -полюсного конденсатора количество молекул верхнего инверсионного уровня, попавшее в резонатор, увеличивается с уменьшением диаметра системы и увеличением числа полюсов и их диаметра. Однако с увеличением числа полюсов и их диаметра молекулы нижнего инверсионного уровня лишены возможности покинуть систему, что нарушает ее нормальную работу, поэтому диаметр полюсов целесообразно взять маленьким (из подобных соображений следует, что диаметр колец или спиралей δ нужно тоже брать маленьким). Следует еще отметить, что, так как поле растет пропорционально r^n , при увеличении n , поле в приосевой области практически исчезает и появляется лишь в краевой поверхности. Это означает, что молекулы, вылетевшие под углом, меньшим $\varphi = \operatorname{arctg} \frac{a}{L}$, не подвергаются действию сортирующей системы, а для уменьшения φ нужно удлинить систему.

Из вышеуказанных соображений кажется целесообразным выбрать систему 6- или 8-полюсную с малым диаметром и длиной большей, чем для квадруполь.

Результаты, полученные для различных сортирующих систем при оптимальных условиях, показывают, что с точки зрения сортировки их эффективность примерно одинакова. Однако расчеты для колец и особенно для спиралей — приближенные и заниженные, что необходимо учесть при проведении сравнений.

Статья поступила в августе 1960 г.

Литература

1. Н. Г. Басов и А. М. Прохоров. УФН, 57, 485, 1955.
2. I. P. Gordon, H. I. Zeiger, C. H. Townes. Phys. Rev. 99, 1264, 1955.
3. Н. Г. Басов. Радиотехника и Электроника, 1, 752, 1956.
4. Glogston, Heffner. J. Appl. Phys. 25, 436, 1954.

ОПЕЧАТКИ

Страница	В каком месте	Напечатано	Должно быть
74	11 строка снизу	$U'_{1,2}$	$U'_{3,2}$
76	15 строка снизу	R^o	R_2
84	15 строка снизу, формула (3)	$\frac{1}{t}$	$\frac{D}{t}$
92	11 строка снизу, формула (20)	Φ	Φ

Стр.
3

то-
не-
ль-
го
н-
16

ВНИИФТРИ, вып. 39 (119), Стандартгиз, Москва, 1962

18
37
46

... температуры окружающей среды	50
... Многокаскадные усилители постоянного тока с комбини- рованным применением магнитных усилителей и полупроводниковых триодов	58
Н. В. Никитин. Стабилизаторы низкого напряжения с использованием полупроводниковых триодов	72
Е. И. Долбак. Устройство для интегрального сличения частот на транзисторах	78
Е. И. Долбак. Две схемы с применением транзисторов	80
Флуктуации в кварцевых генераторах	
В. Н. Титов. Влияние шумов на нестабильность частоты кварцевых генераторов	84
Молекулярные генераторы в службе времени и частоты	
А. И. Константинов. Использование молекулярного генератора ХГИМИП для определения действительного значения частоты кварцевого генератора в службе времени и частоты	94
Д. Ю. Белоцерковский. Совместное использование интегральных срав- нений кварцевых часов и сравнений их частот с частотой молекулярного генера- тора для определения вероятнейших изменений поправок кварцевых часов	99
А. А. Сокова. О сортировке молекул аммиака электрическим полем	101

Редактор М. И. Крутицкая

Техн. редактор А. Е. Матвеева

Корректоры: А. Г. Старостин, Г. И. Климова

Г-04754. Сдано в наб. 14/XI 1961 г. Подп. к печ. 5/IV 1962 г. Форм. бум. 70×108^{1/16}
3,375 бум. л. 6,75 п. л. 9,25 усл. п. л. Тир. 3000 экз. Цена 46 коп.

Тит. «Московский печатник», Москва, Лялин пер., 6. Зак. 2606

Максимальное значение для $\operatorname{tg} \theta_1$ получается из тех же соображений, что и в случае колец (в результатах нужно заменить l на h). Для численных значений, использованных в предыдущем параграфе, получим

$$\operatorname{tg} \theta_1 = 0,04 \text{ или } \theta_1 = 3^\circ; \theta_2 \approx 0,5^\circ; \alpha = 0,73.$$

Заключение

Проведенное рассмотрение показывает, что в случае $2n$ -полюсного кондензатора количество молекул верхнего инверсионного уровня, появившееся в результате взаимодействия с полем диаметра системы и

увели-

полюс-

ны во-

ту, по-

добно

тоже

пропе-

тичес-

чает,

верг-

удли-

У

сист-

для

опти-

эфф-

бен-

уче-

Литература

1. Н. Г. Басов и А. М. Прохоров, УФН, 57, 485, 1955.
2. I. P. Gordon, H. I. Zeiger, C. H. Townes, Phys. Rev. 99, 1264, 1955.
3. Н. Г. Басов, Радиотехника и Электроника, 1, 752, 1956.
4. Glogston, Heffner, J. Appl. Phys. 25, 436, 1954.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Вопросы измерения частоты	
М. З. Ключмель. Нестабильность частоты, вносимая умножителями частоты в связи с фликер-эффектом	5
М. З. Ключмель, В. Н. Титов. К вопросу об определении частоты нестрого гармонического процесса в связи с измерением частот высокостабильных генераторов	7
В. Н. Титов. О спектральной чистоте выходного сигнала двухкаскадного умножителя частоты	11
М. З. Ключмель, В. Н. Титов и Г. А. Елкин. Методы непосредственного получения суммарной и разностной частот	16
Исследование кварцевых резонаторов	
А. Г. Смагин. Исследование свойств кварцевых резонаторов	18
А. Г. Смагин. Об исследовании высокочастотных кварцевых брусков	37
Н. Ф. Жданова и В. Ф. Лубенцов. Зависимость добротности и резонансной частоты кварцевых элементов от температуры в области 80—770°K	46
Аппаратура для кварцевых часов	
Н. В. Никитин. Работа многокаскадных магнитных усилителей при изменении напряжения питания и температуры окружающей среды	50
Н. В. Никитин. Многокаскадные усилители постоянного тока с комбинированным применением магнитных усилителей и полупроводниковых триодов	58
Н. В. Никитин. Стабилизаторы низкого напряжения с использованием полупроводниковых триодов	72
Е. И. Долбак. Устройство для интегрального сличения частот на транзисторах	78
Е. И. Долбак. Две схемы с применением транзисторов	80
Флуктуации в кварцевых генераторах	
В. Н. Титов. Влияние шумов на нестабильность частоты кварцевых генераторов	84
Молекулярные генераторы в службе времени и частоты	
А. И. Константинов. Использование молекулярного генератора ХГИМИП для определения действительного значения частоты кварцевого генератора в службе времени и частоты	94
Д. Ю. Белоцерковский. Совместное использование интегральных сравнений кварцевых часов и сравнений их частот с частотой молекулярного генератора для определения вероятнейших изменений поправок кварцевых часов	99
А. А. Сокова. О сортировке молекул аммиака электрическим полем	101

Редактор М. И. Крайнева

Техн. редактор А. Е. Матвеева

Корректоры: А. Г. Старостин, Г. И. Кримова

Г—04754. Сдано в наб. 14/XI 1961 г. Подп. к печ. 5/У 1962 г. Форм. бум. 70×105^{1/16}
3,375 бум. л. 6,75 п. л. 9,25 усл. п. л. Тир. 3000 экз. Цена 46 коп.

Тип. «Московский печатник», Москва, Лялин пер., 6. Зак. 2006

Цена 46 коп.

