

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

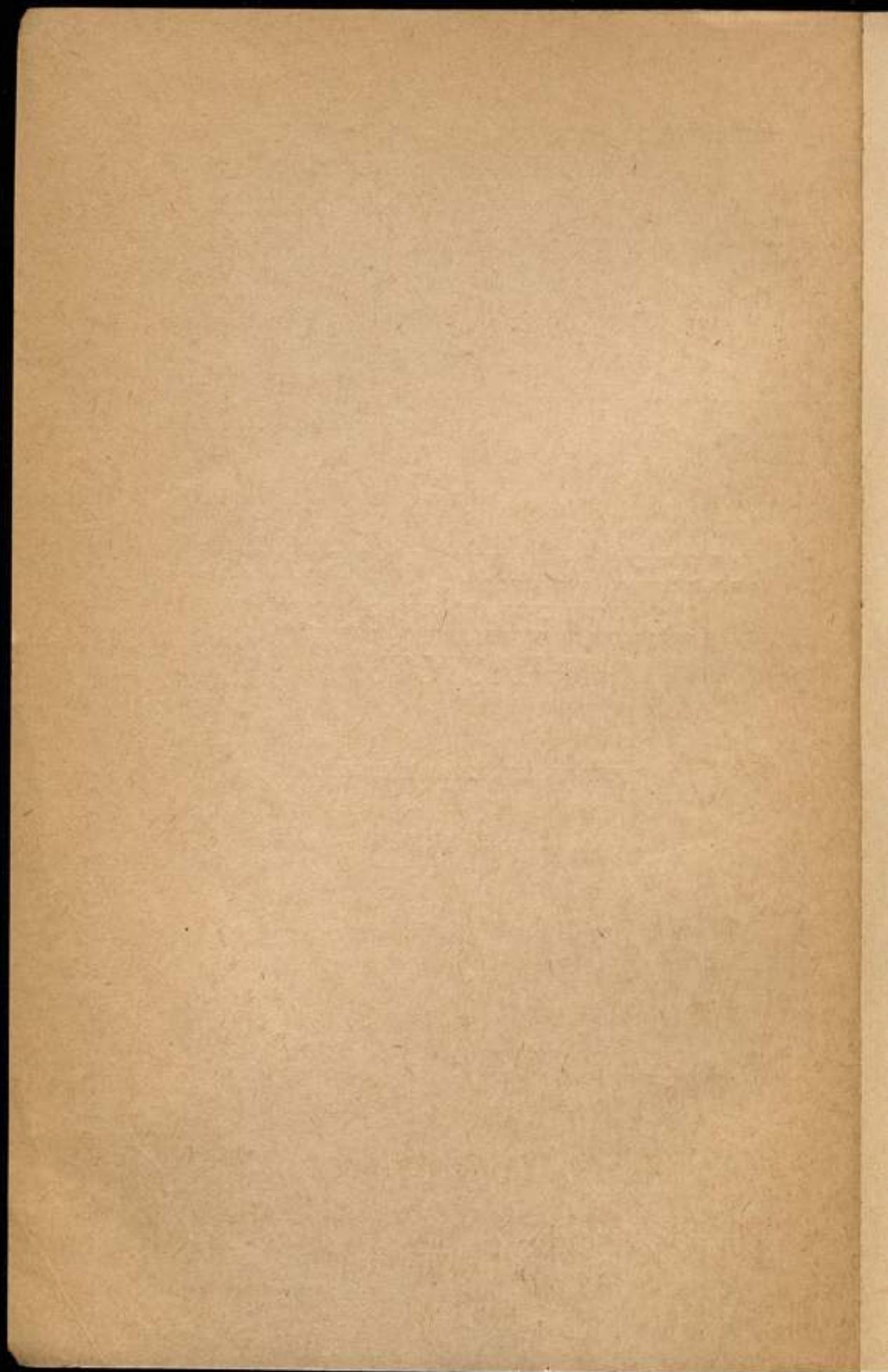
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ  
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ  
И ЧАСТОТЫ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

Выпуск 88 (148)





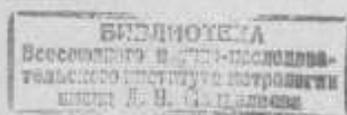
КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ  
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

# ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

Выпуск 88 (148)



ИЗДАТЕЛЬСТВО КОМИТЕТА СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ  
ПРИБОРОВ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

Москва — 1966

*Ответственный редактор выпуска  
кандидат технических наук В. Н. ТИТОВ*

**РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ:**

Л. Н. Брянский, Г. Д. Бурдун, Н. П. Глазков, А. Н. Голенков, А. Л. Дуклер,  
М. К. Жоховский, Л. М. Закс, А. В. Кубарев, М. П. Орлова, Л. М. Пятигорский,  
В. И. Сачков, В. Д. Фрумкин, Г. К. Ягола

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ**

Редактор *Э. И. Забазалева*  
Технический редактор *Е. Э. Рашиевская*  
Корректор *Г. М. Овурцова*

---

Сдано в набор 24/III 1966 г. Подписано в печать 30/IX 1966 г. Т-12745. Форм. 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Физ. печ. л. 9,25 Усл. печ. л. 12,95. Уч.-изд. л. 10,89. Тираж 2000 экз. Цена 76 коп.  
Изд. № 88/148. Зак. 998.

---

Издательство стандартов, Москва, К-1, ул. Щусева, 4

---

Ленинградская типография № 6 Главполиграфпрома  
Комитета по печати при Совете Министров СССР.  
Ленинград, ул. Моисеенко, 10

В сборнике опубликованы статьи, посвященные проблеме стабилизации частоты электрических колебаний или вопросам, непосредственно связанным с ней; значительный объем сборника отведен астрономическому определению времени.

В целом сборник отражает состояние работ, проводившихся в институтах Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР в 1963—1964 гг.

По сравнению с предыдущими выпусками в настоящем сборнике значительное место отводится работам по стабилизации частоты с использованием спектральных переходов в атомах и молекулах различных веществ, т. е. работам в наиболее перспективной области стабилизации частоты. Рассмотрены также вопросы дальнейшего совершенствования кварцевых генераторов и методов измерения частоты.

Сборник рассчитан на инженеров, конструкторов и научных работников, занимающихся получением и использованием эталонных и образцовых частот или вопросами астрономического определения времени.

Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page.

**В. Н. ТИТОВ, А. Н. СМИРНОВ,  
Н. В. НИКИТИН**  
(ВНИИФТРИ)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЧИН НЕСТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ КВАРЦЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ И ПУТИ ЕЕ СНИЖЕНИЯ

Рассмотрены некоторые причины нестабильности частоты прецизионных кварцевых генераторов. Даются рекомендации по повышению стабильности их частоты.

В тридцатых годах нашего столетия в результате применения пьезокварцевых резонаторов были получены кварцевые генераторы, нестабильность которых (относительная средняя квадратическая суточная вариация частоты) составляла несколько единиц на  $10^{-9}$ . Впервые генераторы с такой стабильностью появились в Германии в Физико-техническом институте в 1934—1936 гг. После 1945 г. к созданию эталона частоты с такой нестабильностью приступили в Харьковском государственном институте мер и измерительных приборов (ХГИМИП). В 1950 г. здесь была создана группа из четырех эталонных кварцевых генераторов с относительной средней квадратической суточной вариацией частоты  $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ .

К этому времени сложилось довольно твердое убеждение о том, что возможности кварцевых генераторов полностью исчерпаны и для дальнейшего повышения точности генераторов эталонной частоты следует искать другие, принципиально новые решения.

Параметры изготовленного в ХГИМИП группового эталона частоты на кварцевых генераторах в процессе работы непрерывно улучшались, и через 10—12 лет непрерывной работы относительная средняя квадратическая суточная вариация частоты его лучших генераторов составляла около  $6 \cdot 10^{-10}$ .

До середины пятидесятых годов совершенствование кварцевых генераторов шло весьма медленно, и долгое время казалось, что нестабильность частоты порядка нескольких единиц на  $10^{-10}$  является для них предельной, и дальнейшее увеличение стабильности ограничивается естественными свойствами кварцевых резонаторов и кварцевых генераторов.

Предложенный в 1954 г. А. Г. Смагиным метод «асимптотической» обработки поверхности кварцевых резонаторов, а также разработанные в Физико-техническом институте ФРГ кварцевые резонаторы специального профиля (конструкции Г. Беккера) позволили повысить их добротность более чем в 50 раз. Если до этого резонаторы добротностью 200 тыс. считались чуть ли не рекордными, то применение «асимптотического» метода позволило уверенно получать резонаторы добротностью 10 млн. и выше, а в самое последнее время удалось изготовить резонаторы добротностью 25 млн.

Во все формулы, определяющие зависимость частоты от параметров схемы, явно или неявно входит добротность, так что все компоненты нестабильности, не связанные с температурой, обратно пропорциональны

добротности. Применение кварцевых резонаторов высокой добротности резко повысило стабильность кварцевых генераторов. Относительная средняя квадратическая суточная вариация частоты лучших генераторов не превышает в настоящее время  $6 \cdot 10^{-12}$ . Таким образом, за последние десять лет стабильность частоты кварцевых генераторов повысилась более чем в 100 раз.

В начале пятидесятых годов был создан принципиально новый способ получения высокостабильных частот, основанный на использовании постоянства частоты спектральных линий элементов и соединений. Сначала было использовано свойство аммиака поглощать электромагнитные колебания определенной частоты, а затем других соединений и элементов как активно выдающих стабильную частоту колебаний, так и пассивно применяемых реперов, реагирующих на определенную частоту. Относительная погрешность воспроизведения частоты лучших реперов составляет около  $1 \cdot 10^{-11}$ .

Атомные и молекулярные реперы частоты по отношению к кварцевым генераторам имеют ряд существенных недостатков и преимуществ. Рассмотрим некоторые из них.

1. Частота кварцевого генератора изменяет со временем свое значение. Это явление, называемое старением, еще не изучено, а поэтому нет каких-либо надежных рекомендаций для его устранения.

Молекулярные или атомные реперы частоты не могут изменить своего значения в сколько-нибудь заметных пределах. Изменение частоты, которое может наблюдаться у таких устройств, вызывается неточностью настройки их частоты на ту или иную спектральную линию, а старение — изменением этой неточности. Конечно, старение реперов гораздо меньше, чем старение кварцевых генераторов.

2. Кварцевые генераторы не обладают воспроизводимостью, т. е. значение их частоты не может быть теоретически предсказано со сколько-нибудь значительной точностью, сравнимой с их стабильностью. Значение частоты кварцевых генераторов может быть установлено путем сравнения их с другими системами, частота которых известна. Частота реперов, наоборот, определяется частотой спектральной линии и не может сильно отличаться от нее.

3. Атомные и молекулярные реперы частоты — устройства очень сложные, мало надежные и практически не могут работать непрерывно в течение длительного времени. При наличии одного репера в настоящее время нельзя сконструировать непрерывно работающие часы. Поэтому реперы не могут служить устройствами для хранения непрерывной шкалы времени на протяжении нескольких лет. В то же время группа кварцевых генераторов практически может работать достаточно долго.

Совместное применение квантово-механических реперов и группы прецизионных кварцевых генераторов может обеспечить наиболее высокую стабильность и воспроизводимость частоты, при этом стабильность кварцевых генераторов и воспроизводимость реперов должны иметь одинаковый порядок.

В настоящей работе приводятся материалы исследований различного рода устройств и схем, служащих для дальнейшего повышения стабильности и точности эталонов частоты.

#### **О ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЫ ПРЕЦИЗИОННЫХ КВАРЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРОВ**

Рассмотрим конструктивно-технологические причины, вызывающие нестабильность частоты кварцевых резонаторов. Геометрические параметры конструкции, определяя поле возбуждения кристалла, тем самым

связаны со значением резонансной частоты и ее нестабильностью; нестабильность частоты, вносимая нестабильностью параметров конструкции (параметрическая нестабильность), в настоящее время является одной из основных компонент, определяющих нестабильность частоты кварцевых резонаторов.

Возрастающие требования к точности и стабильности образцовых и эталонных частот, а также внедрение в практику атомных реперов приводит к необходимости совершенствовать методы кварцевой стабилизации частоты. При работе атомного репера частоты с ведомым кварцевым генератором последний используется либо как управляемый усилитель при передаче информации — значения частоты, либо как хранитель информации между периодами определения значения частоты (или ее автоподстройки).

На 1964 г. во ВНИИФТРИ лучшие генераторы характеризовались следующими данными нестабильности частоты.

1. Вариация частоты генераторов при естественном термостатировании (транзисторные кварцевые генераторы, помещенные в глубокие скважины) была  $3-7 \cdot 10^{-10}$  в сутки, тогда как систематическое изменение их частоты составляло примерно  $1 \cdot 10^{-9}$  в сутки.

2. Генераторы с искусственным термостатированием и специальными ламповыми схемами имели как систематическое изменение частоты, так и вариацию, равную  $1-3 \cdot 10^{-11}$  в сутки. Последнее значение получено в результате отбора резонаторов и может быть объяснено частичной компенсацией некоторых дестабилизирующих факторов. При таких условиях изготовление генератора с заранее заданными свойствами может осложняться рядом случайных обстоятельств.

Оценка параметрической нестабильности была проведена на известных резонаторах с брусками Y-среза. От других колебательных систем этот брусок отличается простой формой, и технология его изготовления хорошо изучена.

В тридцатых годах удалось возбудить бруски в вакуумированном баллоне в поле трех электродов, находившихся на расстоянии 1—2 мм от больших граней бруска. Брусок крепился толстыми шелковыми нитями к массивной металлической скобе. Нити охватывали весь периметр сечения бруска в его узловых плоскостях. Такая конструкция просуществовала вплоть до 1958 г., когда Беккер [1] принципиально изменил систему крепления бруска и по-иному сформировал поле. Он предложил подвешивать брусок с помощью длинных и тонких (50 мк) капроновых нитей и применять электроды большого диаметра цилиндрической формы. Узловая плоскость колебаний при этом определялась с погрешностью менее 0,1 мм.

Беккер исследовал также зависимость частоты резонатора от различных факторов геометрического характера, от размера электродов и расположения бруска по отношению к ним. Добротность таких резонаторов составляла около 5 млн.

Во ВНИИФТРИ и ХГИМИП эти работы были повторены, но при этом был использован метод «асимптотической» обработки поверхности кварца [2]. В результате были получены резонаторы добротностью 10—15 млн. Суточная нестабильность частоты генераторов с такими резонаторами была снижена до  $1 \cdot 10^{-10}$ , а после отбора резонаторов и длительной эксплуатации на отдельных генераторах — приблизительно до  $3 \cdot 10^{-11}$ .

Однако конструкция таких резонаторов имеет существенный недостаток — неустойчивость бруска, что даже при самых небольших воздействиях на него приводит к внезапным скачкам частоты на значения, большие чем  $1 \cdot 10^{-8}$ .

В 1960 г. Л. Д. Брызжев [3] предложил полужесткую конструкцию крепления, заключающуюся в том, что брусок крепится с помощью двух коротких и довольно толстых нитей, прижатых к двум ребрам бруска в местах пересечения ребер с узловыми плоскостями.

Такой резонатор оказался значительно устойчивее. Его можно было поворачивать во всех направлениях и при этом частота его существенно не изменялась, а сотрясения приводили к изменениям частоты на два порядка меньшим, чем в предыдущей конструкции.

Координаты узловой плоскости резонаторов, выпускаемых в настоящее время мелкими сериями, определяются с погрешностью 0,01 мм, но при этом предполагается, что геометрическая и физическая узловые плоскости колебаний совпадают, что, однако, недостоверно.

В результате изучения кварцевых резонаторов выявились следующие два направления работ, необходимых для повышения их стабильности:

- 1) совершенствование конструкции кварцевого резонатора как электромеханической резонансной системы;
- 2) улучшение обработки поверхности кристалла.

Многочисленные наблюдения за поведением кварцевых резонаторов в кварцевых генераторах показали, что не всякий высокочастотный резонатор стабилен, но зато любой резонатор, имеющий низкую добротность всегда нестабилен, т. е. высокая добротность резонатора является необходимым, но еще не достаточным условием его стабильности.

Что же касается компоненты, зависящей от конструкции резонатора, то совершенство электромеханической резонансной системы — достаточное условие для того, чтобы эта компонента отсутствовала.

Рассмотрим причины нестабильности частоты резонатора. Их можно разбить на четыре группы:

- 1) нестабильность, вносимая схемой возбуждения;
- 2) температурная нестабильность;
- 3) нестабильность структуры кристалла;
- 4) параметрическая нестабильность.

На первый взгляд может показаться, что схема возбуждения не может влиять на резонансную частоту кварцевого резонатора, поскольку все погрешности, вносимые схемой в частоту генератора, являются отклонением частоты от частоты резонатора. Однако и резонансная частота является функцией параметров схемы, так как она зависит от амплитуды возбуждения, а амплитуда, в свою очередь, — от параметров схемы. Методы поддержания амплитуды на заданном уровне практически устраняют эту нестабильность.

Температурная нестабильность устраняется созданием резонаторов, имеющих область с нулевым ТКЧ.

Нестабильность структуры и поверхности — самое неизученное явление в кварце (рассмотрение этого вопроса не входит в задачу данного исследования).

Параметрическая нестабильность в современных кварцевых резонаторах оказывает наибольшее влияние на нестабильность их частоты. Причины этой нестабильности следующие:

- 1) старение электродов;
- 2) старение подвесов (нитей);
- 3) неоптимальная форма кристалла, при которой зависимость частоты от различных параметров имеет большое значение;
- 4) неоптимальные параметры конструкции, что может выразиться в большой крутизне функции частоты от геометрических параметров;
- 5) непостоянство давления вследствие натекания или плохого обезгаживания;

- 6) механическая неустойчивость конструкции;
- 7) нестабильность переходных сопротивлений (контактов);
- 8) нестабильность реакций опор в узловых точках;
- 9) нестабильность положения узловых плоскостей;
- 10) нестабильность массы и упругости колеблющегося элемента.

Влияние всех этих причин на нестабильность кварцевых резонаторов оценивается величиной порядка  $5 \cdot 10^{-7}$  в год, причем возможны флуктуации (всплески нестабильности), значительно превышающие средние значения. Способ оценки влияния нестабильности конструктивного параметра на нестабильность резонансной частоты основан на исследовании формы возбуждающего поля [1].

Исследуются свойства резонаторов при использовании электродов различных форм и размеров, строятся зависимости частоты от исследуемого параметра, изыскивается конструкция, при которой крутизна функции частота — параметр будет наименьшей.

Критерием оптимальности избранного поля является зависимость частоты от эксцентриситета и акситета положения бруска.

Лучшими считаются такие зависимости, при которых в функции частота — эксцентриситет и частота — аксетет линейного члена нет, а коэффициент, стоящий перед квадратичным членом, имеет наименьшее значение.

Если известны другие параметры, влияющие на механическую неустойчивость резонатора, а также коэффициенты старения, температурной нестабильности и т. д., то наличие таких зависимостей позволяет рассчитать ожидаемую нестабильность резонансной частоты.

Из сказанного можно сделать следующие выводы:

1. Вариацию резонансной частоты можно рассматривать как результат декомпенсации параметрических воздействий. Компенсация таких воздействий, как правило, носит случайный характер и, следовательно, не может гарантировать стабильность резонатора. Поэтому при конструировании прецизионных кварцевых резонаторов необходимо стремиться к уменьшению параметрических воздействий, а не к их компенсации.

2. Следует стремиться также к тому, чтобы влияние каждого параметра на частоту было на порядок-два меньше, чем общий ожидаемый результат нестабильности. Только при наличии таких малых воздействий параметров на частоту можно выявить пока неизвестные дестабилизирующие факторы.

Рассмотрим пример: пусть необходимо построить резонатор суточной нестабильностью  $1 \cdot 10^{-11}$ . Воспользуемся соотношением:

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{\kappa \beta \pi S}{365}, \quad (1)$$

где  $\frac{\delta f}{f}$  — ожидаемая суточная нестабильность;

$\pi$  — параметр;

$\beta$  — годовое старение параметра;

$\kappa$  — отношение нестабильности (за счет нестабильности параметра) к заданной нестабильности всего резонатора;

$S$  — искомая допустимая крутизна функции частота—параметр.

Для металлических состаренных и отожженных деталей  $\beta \approx 3 \cdot 10^{-6}$ , а для синтетических пластических материалов  $\beta \approx 3 \cdot 10^{-4}$ .

Пусть  $\kappa = 100$ , тогда для синтетических материалов  $S = 1,2 \cdot 10^{-8}$  1/мм при  $\pi = 10$  мм, для металлических деталей  $S = 2,2 \cdot 10^{-7}$  1/мм при  $\pi = 50$  мм.

Разработанный на основании этих исследований резонатор имеет значения крутизны любой функции частота—параметр в пределах  $5 \cdot 10^{-7}$ —

$-2 \cdot 10^{-8}$  1/мм. Такие резонаторы в специально подобранных схемах генераторов обеспечивают систематическое изменение частоты в пределах  $1-5 \cdot 10^{-11}$  и среднюю квадратичную случайную вариацию частоты  $1-3 \cdot 10^{-11}$  в сутки.

Оценка остальных параметрических воздействий на резонансную частоту резонатора в настоящей работе не дается. Однако следует отметить, что непостоянство давления и нестабильность массы кристалла вносят нестабильность частоты, величина которой сравнима с рассмотренной выше [4].

#### НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ЧАСТОТЫ, ВНОСИМАЯ СХемой КВАРЦЕВОГО ГЕНЕРАТОРА

Для обеспечения незатухающих колебаний кварцевого резонатора его подключают к восполняющему потери отрицательному сопротивлению  $-R$ . Таким отрицательным сопротивлением является генераторная схема.

Если бы генераторная схема представляла собой чисто активное отрицательное сопротивление, то частота, генерируемая такой схемой, соответствовала бы частоте последовательного резонанса кварцевого резонатора. Однако благодаря наличию реактивной компоненты в импедансе схемы, значение частоты, генерируемой схемой, отличается от частоты последовательного резонанса. Нестабильностью этой компоненты в основном и определяется та доля нестабильности частоты кварцевого генератора, которая вносится схемой.

Даже не вникая в расчеты конкретных схем, можно заранее сделать заключение, что реактивность схемы тем сильнее сказывается на изменении резонансной частоты, чем выше значение этой частоты. Реактивная компонента схемы носит, как правило, емкостный характер.

Рассмотрим схему кварцевого генератора, состоящую из кварцевого резонатора, который эквивалентен индуктивности  $L_q$ , емкости  $C_q$ , сопротивлению  $R_q$ , соединенным последовательно, а также емкости  $C_0$ , параллельной им, и схемы, состоящей из параллельного отрицательного сопротивления  $-R$  и емкости  $C_0$ .

Поскольку емкости  $C_0$  и  $C_0^*$  оказываются соединенными параллельно, их можно заменить эквивалентной емкостью  $C_0$ .

Если мы приравняем сопротивление (импеданс) резонатора к импедансу схемы, взятому с обратным знаком, то получим следующие выражения, определяющие условия возбуждения и частоту генератора:

$$\left. \begin{aligned} \omega C_0 R_q - \frac{1}{R} \left( \omega L_q - \frac{1}{\omega C_q} \right) &= 0, \\ \omega C_0 \left( \omega L_q - \frac{1}{\omega C_q} \right) + \frac{R_q}{R} - 1 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Заменив  $\omega L_q - \frac{1}{\omega C_q} \approx \frac{2\Delta\omega}{\omega_0^2 C_q}$  и  $\omega_0 C_q R_q = \frac{1}{Q}$  будем иметь

$$(xy - 1)^2 + x^2 - 1 = 0, \quad (3)$$

где

$$x = \frac{2C_0}{C_q Q} \quad \text{и} \quad y = \frac{2\Delta\omega Q}{\omega_0}.$$

В результате решения этого уравнения получим два значения, соответствующие последовательному и параллельному резонансам.

Зависимость частоты от емкости  $C_0$  в случае последовательного резонанса при  $C_0 = 0$ , когда эта зависимость имеет наименьшее значение, по крайней мере в восемь раз меньше зависимости частоты от  $C_0$  для параллельного резонанса.

Отсюда видно, что схемы последовательного резонанса имеют ряд преимуществ по сравнению со схемами параллельного резонанса.

В предшествующих работах было показано преимущество схемы реостатно-емкостной трехточки по сравнению с другими схемами. Было показано также, что в связи с очень большой зависимостью частоты от амплитуды колебаний необходима стабилизация амплитуды. На базе схемы реостатно-емкостной трехточки были разработаны схемы с автоматическим регулированием амплитуды. Такие схемы использовались при изготовлении кварцевых генераторов для групповых эталонов времени и частоты.

Автоматическое регулирование амплитуды имеет очень важное значение не только потому, что ее значение получается весьма стабильным, но и потому, что позволяет поддерживать очень малую амплитуду колебаний кварцевого резонатора, а это дает следующие преимущества:

- 1) при малой амплитуде колебаний резонатор совершает изохронные колебания;
- 2) малая амплитуда колебаний способствует меньшему старению;
- 3) при малых колебаниях лампу можно рассматривать как линейную систему.

Однако малые колебания резонатора приводят к тому, что сигнал на выходе генератора оказывается загрязненным различными шумами. В результате случайные изменения фазы в течение 1—10 сек вызывают значительную нестабильность частоты, часто превышающую суточную. Так, лучшие кварцевые генераторы, для которых характерна относительная суточная нестабильность  $\sim 1 \cdot 10^{-11}$ , имеют относительную нестабильность за 1 сек порядка  $10^{-10}$ .

Если увеличивать амплитуду колебаний на резонаторе, то влияние шумов на частоту уменьшается, и соответственно резко уменьшается кратковременная нестабильность. Однако при этом увеличивается систематическое изменение частоты.

Таким образом, получение высокой кратковременной и долговременной стабильности от одного и того же генератора является весьма сложной задачей. Сличение высокостабильных кварцевых генераторов с атомными или молекулярными реперами частоты оказывается очень сложным, поскольку измерения производятся за малые промежутки времени, когда нестабильность самых хороших генераторов-хранителей становится значительно большей, чем нестабильность реперов. Сличение атомных реперов с кварцевыми генераторами, имеющими высокую кратковременную стабильность и малую долговременную, не имеет смысла, поскольку такие генераторы не могут быть хорошими хранителями.

Таким образом, задача получения высокой кратковременной и долговременной стабильности от одного и того же генератора еще практически не решена.

Как уже упоминалось, из обычно применяемых схем генераторов наиболее пригодной оказывается реостатно-емкостная схема (схема Терри) с автоматической регулировкой амплитуды.

Пусть  $R_a$  — анодная нагрузка лампы с внутренним сопротивлением  $R_i$ ;  $R_g$  — утечка сетки;  $C_a$  — емкость анод—катод;  $C_g$  — емкость сетка—катод;  $C$  — подстроечная емкость, включенная последовательно с кварцевым резонатором  $R_0$ ;  $R_0$  — динамическое сопротивление резонатора;  $C_0$  — динамическая емкость.

Условием возбуждения схемы будет

$$\omega^2 C_a C_g < \frac{S}{R_q}, \quad (4)$$

где  $\omega$  — круговая частота генератора,  $S$  — статическая крутизна лампы. Пусть

$$\frac{1}{R_a} = \frac{1}{R_a'} + \frac{1}{R_i}.$$

Тогда отклонение частоты от резонансного значения будет иметь вид

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2} \frac{C_q}{C_g} \left(1 + \frac{R_q}{R_g}\right) + \frac{1}{2} \frac{C_q}{C_a} \left(1 + \frac{R_q}{R_a}\right) + \frac{1}{2} \frac{C_q}{C}. \quad (5)$$

Нестабильность частоты генератора определяется изменением этого отклонения:

$$\begin{aligned} \frac{\delta\omega}{\omega} = & -\frac{1}{2} \frac{C_q}{C_g} \frac{\Delta C_g}{C_g} \left(1 + \frac{R_q}{R_g}\right) - \frac{1}{2} \frac{C_q}{C_a} \frac{\Delta C_a}{C_a} \left(1 + \frac{R_q}{R_a}\right) - \\ & - \frac{1}{2} \frac{C_q}{C_g} \frac{R_q}{R_g} \frac{\Delta R_g}{R_g} - \frac{1}{2} \frac{C_q}{C_a} \frac{R_q}{R_a} \frac{\Delta R_a}{R_a} - \frac{1}{2} \frac{C_q}{C} \frac{\Delta C}{C}. \end{aligned} \quad (6)$$

Из выражения (6) видно, что изменения сопротивлений  $R_a$  и  $R_g$  практически не влияют на стабильность частоты, тогда как изменения  $C_a$ ,  $C_g$  и  $C$  наиболее существенны.

В обычно применяемых генераторах  $C_a \approx C_g \approx 2000$  пф, а  $C_q \approx \approx 4 \cdot 10^{-4}$  пф. Поэтому для того чтобы была гарантирована нестабильность частоты менее  $1 \cdot 10^{-11}$ , величина  $\Delta C_a$  ( $\Delta C_g$  или  $\Delta C$ ) не должна превышать 0,2 пф.

Лучшие из серийно выпускаемых конденсаторов типа КС имеют относительную нестабильность не более  $2 \cdot 10^{-4}$  в год. Поскольку емкость во времени изменяется довольно равномерно, следует считать, что изменение ее на  $1 \cdot 10^{-9}$  в сутки маловероятно.

Приняв это значение и подставив в формулу (6), будем иметь

$$\frac{\Delta C}{C} < 1 \cdot 10^{-4}.$$

Отсюда видно, что нестабильность частоты кварцевых генераторов, вносимая схемой, еще не является определяющей компонентой нестабильности современных генераторов.

Указанное относится, конечно, к правильно смонтированному генератору. При неверном расположении деталей в генераторе между отдельными цепями могут возникнуть емкостные или индуктивные связи, не предусмотренные схемой, причем нестабильность этих цепей будет определять нестабильность частоты генераторной схемы. Поэтому при конструировании генераторной схемы следует избегать возможности возникновения таких паразитных связей.

В заключение остановимся на нескольких выводах, полученных при сравнительном исследовании двух групп генераторов, изготовленных во ВНИИФТРИ. Ранее изготовленная группа генераторов [5] имела ряд существенных недостатков:

1) из-за конструктивных недостатков термостатов коэффициент регулирования оказался недостаточным, и колебания внешней температуры сказывались на стабильности температуры термостатированного объема;

2) автоматическое регулирование амплитуды осуществлялось весьма ненадежно: изменение параметров ламп усилителя АРА сказывалось на амплитуде колебаний кристалла;

3) конструкция генераторной стойки была недостаточно массивной, а кварцевые резонаторы были чувствительны к толчкам. Высокая стабильность генераторов этой группы была обеспечена благодаря ряду предосторожностей технического и эксплуатационного порядка.

При конструировании генераторов последующей группы были учтены все недостатки предыдущих конструкций, улучшен термостат, а также схема генератора, применены резонаторы более совершенной конструкции.

Рассмотрим процесс старения генераторов.

Один из генераторов был введен в непрерывную эксплуатацию. Его резонатор характеризуется следующими данными:

частота — 100 кГц;  
добротность — 12,3 млн;  
динамическое эквивалентное сопротивление — 340 ом;  
динамическая эквивалентная емкость — 0,00036 пф.

Этот генератор сравнивали с изготовленными ранее лучшими генераторами, которые, в свою очередь, проверяли по молекулярным генераторам.

Через месяц после включения относительное систематическое изменение частоты генератора составляло  $4 \cdot 10^{-11}$  в сутки, а относительная средняя квадратическая случайная суточная вариация  $8 \cdot 10^{-11}$ . Через 7 месяцев после включения эти значения были соответственно  $4 \cdot 10^{-11}$  и  $1,8 \cdot 10^{-11}$ ; через 13 месяцев —  $2,5 \cdot 10^{-11}$  и  $1 \cdot 10^{-11}$ , а через 18 месяцев —  $1,5 \cdot 10^{-11}$  и  $1,3 \cdot 10^{-11}$ . Таким образом, за 1,5 года работы систематическое изменение частоты уменьшилось примерно в три раза, а относительная средняя квадратическая случайная суточная вариация — в пять раз.

Второй генератор с дистанционной подстройкой частоты, введенный в непрерывную работу, имел резонатор со следующими параметрами:

частота — 100 кГц;  
добротность — 9,4 млн;  
динамическое эквивалентное сопротивление — 120 ом;  
динамическая эквивалентная емкость — 0,001 пф.

Через месяц после включения относительное систематическое изменение частоты генератора было  $3 \cdot 10^{-11}$  в сутки, а относительная средняя квадратическая случайная суточная вариация  $2,5 \cdot 10^{-11}$ , через 7 месяцев — соответственно  $2 \cdot 10^{-11}$  и  $1,7 \cdot 10^{-11}$ , а через 11 месяцев эти значения не превышали  $1 \cdot 10^{-11}$ .

Более точное значение вариации определить не удалось, так как сличения в течение месяца второго генератора с опорным дали взаимную вариацию  $0,9 \cdot 10^{-11}$  в сутки. Это означает, что относительная средняя квадратическая случайная суточная вариация частоты одного из генераторов приблизительно  $6 \cdot 10^{-12}$ , а другого — не более  $9 \cdot 10^{-12}$ . Оба генератора полностью независимы, имеют разные схемы, разные источники питания, расположены в разных помещениях, т. е. всякая их связь (зависимость) исключается.

Кварцевый резонатор третьего генератора, введенного в непрерывную работу в августе 1963 г., имел параметры:

частота — 100 кГц;  
добротность — 11,6 млн;  
динамическое сопротивление — 590 ом;  
динамическая емкость — 0,00027 пф.

Через месяц относительное систематическое изменение частоты составляло около  $17 \cdot 10^{-11}$  в сутки при относительно средней квадратической случайной суточной вариации частоты около  $14 \cdot 10^{-11}$ ; через 5 месяцев эти величины были  $6 \cdot 10^{-11}$  и  $5 \cdot 10^{-11}$ , через 12 месяцев —  $3 \cdot 10^{-11}$  и  $3,7 \cdot 10^{-11}$ , а через 16 месяцев — по  $3 \cdot 10^{-11}$  соответственно.

Исходя из приведенных данных, а также из опыта работы с другими генераторами, можно сделать следующие заключения:

1. С течением времени метрологические характеристики кварцевых генераторов улучшаются: в среднем параметры нестабильности за год снижаются в 2,5—3 раза, в результате чего его вес в групповом хранителе в течение года увеличивается в 6—10 раз.

2. Систематические и случайные изменения частоты по порядку величины равны; генераторы с малой вариацией и большим систематическим изменением частоты практически не встречаются.

3. На протяжении первых месяцев работы уже определяются метрологические качества генератора. От генератора, который в первые месяцы работы имел плохие характеристики, трудно ожидать, что он окажется лучше, чем генератор, уже в первые месяцы имевший хорошие характеристики.

4. За все время работы по созданию эталонных кварцевых генераторов не наблюдалось случая систематического уменьшения частоты. Старение всегда сопровождалось увеличением частоты.

5. Причина старения до сих пор не установлена. В двух случаях, когда старение превышало  $1 \cdot 10^{-9}$  в сутки, было обнаружено постепенное ухудшение вакуума в баллоне.

#### **В ы в о д ы**

Нестабильность лучших генераторов не превышает  $1 \cdot 10^{-11}$  в сутки. Такая нестабильность получена в результате длительной эксплуатации генераторов — на протяжении 18 месяцев и более. Однако серийно выпускать генераторы с такой нестабильностью пока не удается. Такая нестабильность достигается путем выбора лучших генераторов из большого числа изготовленных (выбор в основном касается резонаторов).

Если нестабильность, вносимая самой генераторной схемой, не определяет пока еще нестабильности самого генератора, то при использовании резонаторов частотой более 100 кГц роль схемы увеличивается, поскольку вносимая ею нестабильность при прочих равных условиях пропорциональна частоте генератора. В этом случае необходимо дальнейшее усовершенствование схемы.

До настоящего времени не представляется возможным создавать генераторы с высокой долговременной стабильностью и чистым сигналом, т. е. имеющие одновременно и высокую кратковременную стабильность. Для этих целей необходимо создать два типа генераторов: с высокой кратковременной стабильностью и с высокой долговременной стабильностью. Возможно удастся привязать первые по последним.

Основной причиной долговременной нестабильности является, по-видимому, несовершенство резонатора, поэтому основные усилия должны быть направлены на создание более прецизионных резонаторов.

#### **ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЕ И ПИТАНИЕ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫХ КВАРЦЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ**

В этом разделе анализируются основные соотношения, определяющие температурные зависимости частоты высокостабильных кварцевых генераторов, оцениваются погрешности определения оптимальной температуры термостата, даются предложения по снижению этой погрешности и приводятся исходные данные для разработки системы терморегулирования. Рассмотрен также опыт эксплуатации систем терморегулирования и питания, произведена оценка соответствующих систем и даны рекомендации по выбору направлений для дальнейшей работы в этой области.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИСХОДНЫХ ДАННЫХ

Требования, предъявляемые к точности поддержания температуры, могут быть сформулированы в результате рассмотрения зависимости частоты кварцевого генератора от изменения температуры.

Температура может оказывать влияние как непосредственно на кварцевый резонатор, так и на элементы генераторной схемы, определяющие частоту. Вблизи точки с нулевым ТКЧ связь частоты кварцевого резонатора с температурой приближенно может быть представлена квадратичной зависимостью:

$$F = F_0 - K(T_0 - T)^2, \quad (7)$$

где  $F$  — значение частоты кварцевого генератора при температуре  $T$ , а  $F_0$  — значение частоты при температуре нулевого ТКЧ, равной  $T_0$ . Коэффициент  $K$  зависит от типа резонатора.

Продифференцировав уравнение (7), найдем:

$$dF = 2K(T_0 - T) dT. \quad (8)$$

Допустимое изменение температуры резонатора  $\Delta T$  будет:

$$\Delta T = \frac{\Delta F}{2K(T_0 - T)}. \quad (9)$$

Как видно из выражения (9), неточность установки температуры термостата по отношению к оптимальной температуре ( $T_0 - T$ ) определяет величину  $\Delta T$ .

В большинстве случаев в системах термостатирования наблюдается систематическое изменение температуры во времени, причем величина этого изменения и ее знак бывают известны заранее. В таких случаях температуру желательно устанавливать таким образом, чтобы в процессе ее систематического изменения она прошла через свое оптимальное значение.

В этом случае значение температуры должно быть:

$$T = T_0 - \frac{\alpha\tau}{2},$$

где  $\alpha$  — систематическое изменение температуры в сутки;

$\tau$  — интервал времени, в течение которого нестабильность частоты, вычисленная по формуле (9), не превысит допустимой величины.

Погрешность разности  $T_0 - T$  зависит от погрешности определения оптимальной температуры  $\Delta T_0$  и погрешности установки величины  $\frac{\alpha\tau}{2}$ , равной  $\Delta T$ , т. е.:

$$\Delta(T_0 - T) = \sqrt{\Delta T_0^2 + \Delta T^2}. \quad (10)$$

Если систематическим изменением частоты можно пренебречь или оно может быть учтено, значение установленной температуры будет отличаться от  $T_0$  только на величину  $\Delta(T_0 - T)$ , значение которой определяется из выражения (10).

Рассмотрим более подробно способ определения оптимального значения температуры термостата.

Для этой цели измеряем частоты  $F_1, F_2, F_3$  при температурах в термостате  $T_1, T_2$  и  $T_3$ .

Подставим эти значения в уравнение (7):

$$\left. \begin{aligned} F_1 - F_0 &= -KT_1^2 - KT_0^2 + 2KT_1T_0, \\ F_2 - F_0 &= -KT_2^2 - KT_0^2 + 2KT_2T_0, \\ F_3 - F_0 &= -KT_3^2 - KT_0^2 + 2KT_3T_0. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Обозначив  $X = F_0 - KT_0^2$ ,  $Y = 2KT_0$  и  $Z = -K$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} X + YT_1 + ZT_1^2 &= F_1, \\ X + YT_2 + ZT_2^2 &= F_2, \\ X + YT_3 + ZT_3^2 &= F_3. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Решив эту систему, получим

$$X = \frac{\Delta_1}{\Delta_0}, \quad Y = \frac{\Delta_2}{\Delta_0} \quad \text{и} \quad Z = \frac{\Delta_3}{\Delta_0}, \quad (13)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Delta_0 &= \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ T_1 & T_2 & T_3 \\ T_1^2 & T_2^2 & T_3^2 \end{vmatrix}, & \Delta_1 &= \begin{vmatrix} F_1 & F_2 & F_3 \\ T_1 & T_2 & T_3 \\ T_1^2 & T_2^2 & T_3^2 \end{vmatrix}, \\ \Delta_2 &= \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ F_1 & F_2 & F_3 \\ T_1^2 & T_2^2 & T_3^2 \end{vmatrix}, & \Delta_3 &= \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ T_1 & T_2 & T_3 \\ F_1 & F_2 & F_3 \end{vmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Разделив  $Y$  на  $2K$ , будем иметь

$$T_0 = \frac{\Delta_2}{2\Delta_3} = \frac{\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ F_1 & F_2 & F_3 \\ T_1^2 & T_2^2 & T_3^2 \end{vmatrix}}{2 \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ F_1 & F_2 & F_3 \\ T_1 & T_2 & T_3 \end{vmatrix}}. \quad (15)$$

Входящие в формулу (15) значения  $F_1, F_2, F_3, T_1, T_2$  и  $T_3$  измеряются с погрешностями. Для определения погрешности  $T_0$  необходимо найти производные  $T_0$  по  $F$  и  $T$ .

$$\frac{\partial T_0}{\partial F_1} = \frac{(T_2 - T_0)^2 - (T_3 - T_0)^2}{-2\Delta_3}; \quad (16)$$

или с учетом выражения (7)

$$\frac{\partial T_0}{\partial F_1} = \frac{(T_2 - T_0)^2 - (T_3 - T_0)^2}{-2K[(T_1 - T_0)^2(T_2 - T_3) + (T_2 - T_0)^2(T_3 - T_1) + (T_3 - T_0)^2(T_1 - T_2)]}. \quad (17)$$

Примем за начало отсчета температуру  $T_0$  и положим, что  $T_3 - T_2 = T_2 - T_1 = \delta$ . Обозначим  $T_1 = \Delta$ , тогда  $T_2 = \Delta + \delta$  и  $T_3 = \Delta + 2\delta$ .

Подставив эти значения в (17), получим

$$\frac{\partial T_0}{\partial F_1} = \frac{-2\Delta - 3\delta}{4K\delta^2}. \quad (18)$$

Аналогично для  $F_2$  и  $F_3$

$$\frac{\partial T_0}{\partial F_2} = \frac{\Delta + \delta}{K\delta}; \quad (19)$$

$$\frac{\partial T_0}{\partial F_3} = \frac{-2\Delta - \delta}{4K\delta^2}. \quad (20)$$

Средняя квадратическая погрешность определения оптимальной температуры  $\Delta T_{of}$  в результате погрешности измерения частоты будет:

$$\Delta T_{of} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_0}{\partial F_1} \Delta F_1\right)^2 + \left(\frac{\partial T_0}{\partial F_2} \Delta F_2\right)^2 + \left(\frac{\partial T_0}{\partial F_3} \Delta F_3\right)^2} \quad (21)$$

или, приняв во внимание, что  $\Delta F_1 = \Delta F_2 = \Delta F_3 = \Delta F$ , будем иметь:

$$\Delta T_{of} = \frac{\Delta F}{4K\delta^2} \sqrt{24(\Delta + \delta)^2 + 2\delta^2}. \quad (22)$$

Обозначим

$$\Delta = \delta x, \quad (23)$$

тогда:

$$\Delta T_{of} = \frac{\Delta F}{4K\delta} \sqrt{24(x+1)^2 + 2}. \quad (24)$$

Продифференцировав выражение (21) и приравняв производную нулю, определим, что  $x = -1$ . Подставив это значение в формулу (24), получим минимальную величину  $\Delta T_{of}$ , равную:

$$\min \Delta T_{of} = \frac{\Delta F}{2\sqrt{2}K\delta}. \quad (25)$$

При  $x = -1$  или  $\Delta = -\delta$  имеем  $T_1 = -\delta$ ;  $T_2 = T_0 = 0$  и  $T_3 = \delta$ , т. е. минимальное значение погрешности определения  $T_0$  из-за неточности измерения частоты будет наблюдаться тогда, когда при одинаковых интервалах между температурами  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$  значение  $T_2$  совпадает с оптимальным значением температуры.

Как видно из выражения (25), точность определения  $T_0$  повышается с увеличением  $\delta$ . Однако из этого вовсе не следует, что  $\delta$  должна быть по возможности наибольшей. Дело в том, что равенство (7) является приближенным, поскольку любая экстремальная кривая может быть аппроксимирована параболой на малом интервале вблизи точки экстремума.

Поскольку функция частоты от температуры не является параболой, то с увеличением  $\delta$  увеличивается и погрешность в результате неточного выражения температурной зависимости через параболу. Для обычно применяемых брусковых резонаторов  $\delta$  должна быть порядка  $0,1-1,0^\circ \text{K}$ .

Чтобы вычислить погрешность определения  $T_0$  из-за погрешности определения  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$  найдем производные  $T_0$  от  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$

$$\frac{\partial T_0}{\partial T_1} = -\frac{2\Delta^2 + 3\Delta\delta}{2\delta^2}; \quad (26)$$

$$\frac{\partial T_0}{\partial T_2} = -\frac{2(\Delta + \delta)^2}{\delta^2}; \quad (27)$$

$$\frac{\partial T_0}{\partial T_3} = -\frac{2\Delta^2 + 5\Delta\delta + 2\delta^2}{2\delta^2}. \quad (28)$$

Считая, что погрешности температуры во всех точках —  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$  — одинаковы, имеем:

$$\Delta T_{of} = \frac{\Delta T}{2\delta^2} \sqrt{24(\Delta + \delta)^4 - 6(\Delta + \delta)^2 + 2}. \quad (29)$$

Учтя равенство (23), получим:

$$\Delta T_{of} = \frac{\Delta T}{2} \sqrt{24(x+1)^4 - 6(x+1)^2 + 2}. \quad (30)$$

Взяв производную от выражения (30) и приравняв ее к нулю, найдем, что экстремальными значениями  $x$  будут  $x_1 = -1,35$ ,  $x_2 = 1,0$  и  $x_3 = -0,65$ .

Нетрудно определить, что минимумы соответствуют первому и третьему значениям.

Полная средняя квадратическая погрешность определения  $T_0$  будет

$$\Delta T_0 = \sqrt{\Delta T_{0f}^2 + \Delta T_{0T}^2}. \quad (31)$$

Предположим, что

$$\frac{\Delta F}{F} = 10^{-10}, \Delta T = 0,002^\circ \text{K}, K = 8 \cdot 10^{-8} \text{ 1/град}^2, T_0 = 0.$$

Тогда значения погрешностей при различных значениях  $x$  будут равны приведенным в таблице.

$x$	0	-0,35	-0,65	-1,0	-1,35	-1,65	-2,0
$\Delta$	0	-0,35 $\delta$	-0,65 $\delta$	-1,0 $\delta$	-1,35 $\delta$	-1,65 $\delta$	-2,0 $\delta$
$T_1$	0	-0,35 $\delta$	-0,65 $\delta$	-1,0 $\delta$	-1,35 $\delta$	-1,65 $\delta$	-2,0 $\delta$
$T_2$	1,0 $\delta$	0,65 $\delta$	0,35 $\delta$	0	-0,35 $\delta$	-0,65 $\delta$	-1,0 $\delta$
$T_3$	2,0 $\delta$	1,65 $\delta$	1,35 $\delta$	1,0 $\delta$	0,65 $\delta$	0,35 $\delta$	0
$T_{0f}$	$1,28 \frac{\Delta F}{K\delta}$	$0,87 \frac{\Delta F}{K\delta}$	$0,56 \frac{\Delta F}{K\delta}$	$0,35 \frac{\Delta F}{K\delta}$	$0,56 \frac{\Delta F}{K\delta}$	$0,87 \frac{\Delta F}{K\delta}$	$1,28 \frac{\Delta F}{K\delta}$
$T_{0T}$	$2,24\Delta T$	$1,0\Delta T$	$0,64\Delta T$	$0,71\Delta T$	$0,64\Delta T$	$1,0\Delta T$	$2,24\Delta T$
$\frac{\Delta T \cdot 10^{-3}}{\text{при } \delta = 0,1^\circ \text{K}}$	17,0	11,0	7,1	4,6	7,1	11,0	17,0
$\frac{\Delta T \cdot 10^{-3}}{\text{при } \delta = 1,0^\circ \text{K}}$	4,8	2,3	1,5	1,5	1,5	2,3	4,8

Из таблицы следует:

- 1) при  $T_2 = T_0$  погрешность имеет минимальное значение;
- 2) при  $\delta = 1,0^\circ \text{K}$  величина  $\Delta T_0$  в основном определяется погрешностью измерения температуры, тогда как при  $\delta = 0,1^\circ \text{K}$  она определяется погрешностью измерения частоты.

На основании сказанного можно предложить следующую методику определения оптимального значения температуры термостата:

1. По трем значениям частоты, взятым для произвольных значений температуры, определяют ориентировочное значение  $T_0$ .

2. Когда полученное значение  $T_0$  устанавливается и генератор уже в течение нескольких недель работает при этой температуре, описанным выше способом более точно определяют  $T_0$ . При этом частоту измеряют в точках  $T_1$  и  $T_3$ , равноотстоящих от точки  $T_2$ , совпадающей с выбранным значением  $T_0$ , причем  $0,1 < \delta < 1$ .

3. После уточнения значения  $T_0$  находят разность  $T_0 - T_2$  и по формулам или данным, приведенным в таблице, определяют погрешность

определения  $T_0$ . Если разность  $T_0 - T_2 > \delta$ , то рекомендуется еще раз провести определение  $T_0$ .

Такая методика позволяет достаточно точно установить точку  $T_0$ , что приводит к минимальной зависимости частоты генератора от температуры.

Как указывалось выше, основными элементами, определяющими частоту кварцевого генератора, являются емкости анод—катод, анод—сетка и емкость, последовательная кварцевому резонатору.

Пренебрегая влиянием сопротивлений, можно записать зависимость изменения частоты от изменения значения каждой из этих емкостей

$$\frac{\Delta F}{F} = -\frac{C_q \Delta C}{2CC} = -\frac{1}{2} \frac{C_q}{C} K_C \Delta t_n, \quad (32)$$

где

$\Delta t_n$  — изменение температуры в наружном термостате;

$K_C$  — температурный коэффициент емкости.

Из формулы (32) можно вычислить величину допустимой нестабильности температуры этих элементов, т. е. нестабильности температуры термостата, в котором заключена часть схемы с упомянутыми емкостями.

Разрабатываемые в настоящее время термостаты обеспечивают нестабильность температуры кварцевого резонатора не более  $0,001^\circ \text{K}$  (внутренний термостат) и в наружном термостате, где расположены определяющие частоту емкости,  $0,1-0,2^\circ \text{K}$ . Чтобы обеспечить нестабильность частоты  $1 \cdot 10^{-11}$ , такой точности поддержания температуры достаточно, но для дальнейшего повышения стабильности эти значения следует соответственно уменьшать.

#### ТЕРМОСТАТИРОВАНИЕ

В наружных термостатах, которые часто используются в кварцевых генераторах образцовой частоты, применяется двухпозиционное регулирование температуры. Были проведены эксплуатационные исследования трех вариантов таких систем:

1. Система с контактным ртутным термометром, управляющим током нагревательной обмотки с помощью усилителя, который представляет собой составной транзистор, работающий в ключевом режиме.

2. Система с датчиком в виде термисторного мостового термометра сопротивления, питающимся постоянным током. Усилитель этой системы состоит из магнитного импульсного модулятора, который преобразует постоянное входное напряжение, поданное с диагонали моста, в последовательность импульсов переменной амплитуды; полупроводникового усилителя; полупроводникового мультивибратора, управляемого амплитудой импульса и выдающего на выходе импульсы прямоугольной формы; ключевого усилителя, усиливающего эти импульсы до мощности, необходимой для нагрева термостата.

3. Система терморегулирования с датчиком аналогичной конструкции и полупроводниковым усилителем, состоящим из балансного усилителя постоянного тока, полупроводникового реле и выходного ключевого усилителя.

Кратко рассмотрим свойства указанных систем. Срок службы лучших контактных термометров, изготавливаемых на фиксированную температуру, все же недостаточен, и точность поддержания температуры с их помощью ограничена.

Даже при токах менее 1 мка и напряжениях менее 1 в в процессе эксплуатации термостатов наблюдаются случаи нарушения режима их работы из-за неисправности термометров. Поэтому в новых разработках от контактных термометров пришлось отказаться.

Система с мостовым датчиком и магнитным модулятором отличается большой чувствительностью и успешно эксплуатируется в установках, но она состоит из большого числа деталей и требует тщательной наладки. Поэтому применение ее в новых разработках нежелательно.

Третья система также отличается высокой чувствительностью, работает устойчиво в широком диапазоне температур, наладка ее проста, в процессе эксплуатации она показала высокую надежность. Недостатком схемы является необходимость в нескольких несвязанных между собой источниках питания. Эта схема может быть рекомендована для новых разработок.

Рассмотрим теперь систему терморегулирования внутреннего термостата.

Эта система, как правило, состоит из объединенного измерительного и нагревательного элемента, выполненного в виде медно-манганинового моста [6], и усилителя постоянного тока, вход и выход которого присоединены к диагоналям моста. Усилитель состоит из гальванометрического фотоусилителя, на выходе которого имеется мощный балансный усилительный каскад на транзисторах.

Опыт эксплуатации показал, что наладка и изготовление таких усилителей не вызывают каких-либо затруднений. Они имеют незначительный долговременный дрейф и высокий коэффициент усиления, что обеспечивает достаточную точность терморегулирования.

Однако усилители такого типа имеют и ряд недостатков. Один из них — наличие в гальванометре осветительной лампы, которая может быстро выходить из строя. Чтобы повысить надежность такого устройства, накал лампы приходится занижать. В экспериментальных установках ток, проходящий через эту лампу, был занижен (напряжение составляло приблизительно 55% от номинального), и на протяжении четырех лет эксплуатации эти лампы не выходили из строя.

Поскольку профилактическая замена ламп накаливания производится в течение нескольких минут, то режим работы термостата не нарушается. Если заменять лампы один раз в два года, система станет практически неотключаемой.

Другим недостатком системы является возможное «залипание» гальванометра, хотя при нормальной эксплуатации оно в принципе исключено. Однако вероятность такого явления все же следует учитывать.

Третий недостаток — сложность включения термостата. Рамка гальванометра чувствительна к перегрузкам, поэтому включать «холодный» термостат нельзя, так как при этом получается сильный разбаланс моста, и ток, текущий в его диагонали, может повредить гальванометр. Поэтому в цепь гальванометра вводят дополнительные сопротивления, которые включаются в момент пуска и выключаются после того, как термостат разогреется. Это сильно затрудняет все измерения, связанные с необходимостью изменять температуру внутреннего термостата, например, устанавливать в термостате оптимальную температуру.

Так как для применяемых в настоящее время мостовых датчиков температуры характерен постоянный дрейф, то для повышения стабильности генераторов необходимо периодически регулировать температуру. Периодичность регулировок определяется величиной дрейфа.

Уменьшение дрейфа моста позволит выбрать рабочую температуру, ближе к температуре нулевого ТКЧ, что существенно снизит неста-

бильность частоты от температуры. А это, в свою очередь, позволит применять более простые схемы терморегулирования.

Таким образом, совершенствование систем терморегулирования должно проводиться в двух направлениях:

- 1) повышение точности терморегулирования путем совершенствования усилителей обратной связи;
- 2) разработка датчиков температуры, имеющих минимальный дрейф.

#### ПИТАНИЕ

Для питания кварцевых генераторов используются батареи напряжением 24 в, работающие в режиме буферного подзаряда. Все переключения цепей питания осуществляются таким образом, что обеспечивается непрерывное питание кварцевых генераторов.

Когда сеть отключается, батареи из буферного режима переходят в режим разряда, и напряжение питания заметно изменяется. Чтобы обеспечить нормальную работу всех устройств, это напряжение необходимо стабилизировать.

Для питания кварцевого генератора применен стабилизатор, состоящий из полупроводникового преобразователя напряжения и двухкаскадного стабилизатора с опорой на стабилитроны 6ПП и СГ201С. Такой стабилизатор полностью обеспечивает необходимую стабильность напряжений генератора, однако имеет ряд недостатков: низкий к. п. д.; ограниченный срок службы газовых стабилитронов и необходимость их отбора по параметрам.

#### Выводы

1. Резонансная частота кварцевого резонатора определяется его параметрами. Варнация этих параметров приводит к вариации резонансной частоты. В результате компенсации параметрических воздействий, вариация частоты может иметь малые значения, однако это не гарантирует стабильности резонатора. Поэтому для получения резонаторов с заранее заданной высокой стабильностью следует добиваться уменьшения влияния параметрических воздействий, а не их компенсации.

2. Разработанные для эталонов времени и частоты схемы обеспечивают снижение нестабильности частоты до нескольких единиц  $10^{-12}$ . Однако это достигается на частоте 100 кГц при очень малых сигналах на резонаторе. Для сличения генератора с атомными или молекулярными реперами частоты следует повысить его частоту и увеличить сигнал по сравнению с шумами схемы, что может быть достигнуто путем увеличения амплитуды колебаний резонатора. Эти требования вызывают необходимость дальнейшей разработки и совершенствования генераторных схем.

3. В настоящее время системы термостатирования кварцевых генераторов удовлетворяют предъявляемым к ним требованиям. Однако для дальнейшего повышения стабильности частоты необходимо исследовать возможности дальнейшего повышения точности поддержания температуры. Эти работы должны быть направлены как на повышение стабильности усилителей обратной связи, так и на увеличение стабильности самих датчиков. Необходимо также проводить работы по повышению надежности систем питания и термостатирования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Becker G. Konstruktion und Eigenschaften von schwingquarzen hoher Güte. Archiv der elektrischen Übertragung, Januar, 1958.
2. Смагин А. Г. Методы уменьшения диссипации энергии в поверхностном слое кварца, Кристаллография, т. 4, вып. 6, М., Изд-во АН СССР, 1959.
3. Брызжев Л. Д. Новый тип держателя для кварцевых резонаторов в виде брусков. «Измерительная техника», 1963, № 1.
4. Смирнов А. Н. Вопросы конструирования и технологии прецизионных кварцевых резонаторов. Труды институтов Комитета, вып. 77 (137). М., Издательство стандартов, 1965.
5. Титов В. Н. Разработка, изготовление и исследование кварцевых часов ВНИИФТРИ. Труды институтов Комитета, вып. 77 (137). М., Издательство стандартов, 1965.
6. Лубенцов В. Ф. Регулирование температуры кварцевых элементов. «Измерительная техника», 1958, № 3.

*Статья поступила 26 мая 1965 г.*

В. Д. ГЛАДКОВ, Н. В. НИКИТИН  
(ВНИИФТРИ)

## ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫХ КВАРЦЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Приведены результаты исследования системы питания группы кварцевых генераторов эталонной и образцовой частот. Исследованы полупроводниковые стабилизаторы напряжения с опорой на газовые стабилитроны и определен систематический ход их стабилизированного напряжения.

Даны результаты исследования системы питания группы кварцевых генераторов эталонной и образцовой частот, разработанных во ВНИИФТРИ.

Система питания кварцевых генераторов служит для их бесперебойного снабжения энергией, а также для снижения влияния питающего напряжения на стабильность их частоты. В разработанной системе генераторы питаются от аккумуляторных батарей, работающих в режиме постоянного подзаряда. Каждый генератор получает питание от отдельной аккумуляторной батареи ТЖН-350 напряжением 24 в. Подзарядные

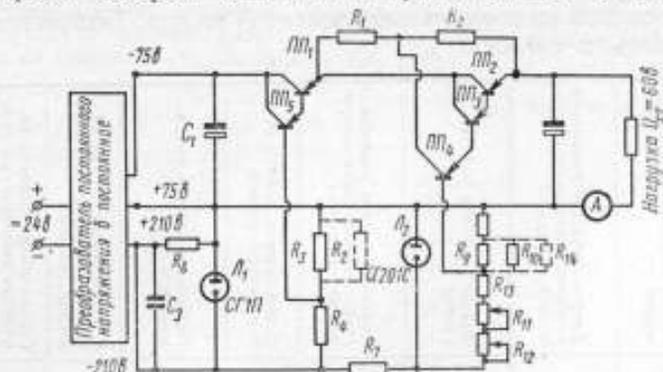


Рис. 1. Схема стабилизатора

выпрямители имеют плавную регулировку напряжения, осуществляемую с помощью автотрансформатора ЛАТР-1, что позволяет точно устанавливать необходимую величину подзарядного тока. Генераторы связаны с аккумуляторными батареями посредством швейцарского коммутатора, с помощью которого можно производить все переключения в цепи питания без перерыва в подаче напряжения.

Такая система питания работает непрерывно в течение четырех лет, и за это время не было ни одного повреждения, которое привело бы к отключению напряжения.

Для снижения влияния питающего напряжения на стабильность частоты в схемах кварцевых генераторов установлены стабилизаторы напряжения, принципиальная схема которых показана на рис. 1. Схема состоит из двухкаскадного параметрического стабилизатора на газовых

стабилитронах СГП и СГ201С, которые используются как источники опорного напряжения, и двух последовательно включенных регулирующих элементов в виде составных транзисторов. Аналогичная схема подробно описана в работе [1].

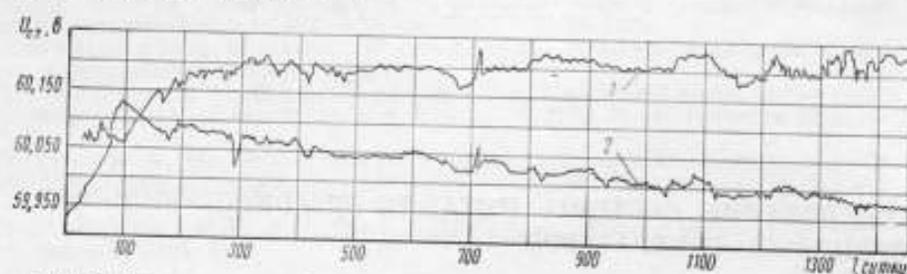


Рис. 2. Зависимость стабилизированного напряжения от длительности работы стабилизатора:

1 — стабилизатор № 3; 2 — стабилизатор № 4

В настоящей статье даны результаты исследования 11 стабилизаторов, имеющих следующие параметры:

стабилизированное напряжение ( $U_{ст}$ ), в . . . . . 50—60  
 ток ( $I_{ст}$ ), ма . . . . . 70—350  
 коэффициент стабилизации ( $K_{ст}$ ) . . . . . 500—1000

Стабильность выходного напряжения таких схем достаточно высока и определяется в основном дрейфом стабилитронов СГ201С [1]. Выходные напряжения стабилизаторов измерялись на потенциометрической установке с опорой на нормальный элемент II класса. Полученные результаты приведены в таблице.

Номер стабилизатора	Среднеквадратическое изменение стабилизированного напряжения, мВ/сутки	Время с начала работы, сутки	Систематическое изменение стабилизированного напряжения, мВ/сутки	Время с начала работы, сутки	Систематическое изменение стабилизированного напряжения, мВ/сутки	Длительность работы стабилизатора, сутки	Полное изменение напряжения, в	Среднеквадратическое изменение питающего напряжения, в/сутки	Среднеквадратическое изменение температуры среды, град/сутки	Влажность температуры окружающей среды на выходное напряжение стабилизатора, мВ/град
1	4,6	0—90	2,1	700—1450	0,034	1450	0,4	0,2	0,074	6,5
2	2,8	0—100	1,8	330—780	0,25	780	0,46	0,2	0,074	—
3	3,8	0—150	1,4	300—1450	0,029	1450	0,3	0,2	0,074	12,8
4	4,2	0—1450	-0,105	—	—	1450	-0,150	0,2	0,074	7,2
5	5,7	0—350	0,18	390—625	-0,11	625	0,060	0,2	0,13	17
6	5,6	0—135	0,61	135—625	0,04	625	0,1	0,2	0,13	-20
7	3,8	0—625	-0,143	—	—	625	-0,09	0,2	0,13	-4,5
8	25	—*	—	120—300	-0,89	300	—	5	2,2	1,2
9	10	—	—	120—300	0,23	300	—	5	2,2	-1,4
10	20	—	—	120—300	0,21	300	—	5	2,2	8,6
11	14	—	—	120—300	0,20	300	—	5	2,2	4,6

\* Измерения не проводились.

Из данных таблицы можно сделать следующие выводы:

1. Все приборы по характеру дрейфа выходного напряжения можно разделить на две группы. К первой группе относятся стабилизаторы,

дрейф выходного напряжения которых носит экспоненциальный характер. В стабилизаторах второй группы на выходе наблюдается незначительный постоянный дрейф напряжения. На рис. 2 показаны кривые дрейфа выходного напряжения во времени, характерные для этих групп.

2. Большое среднеквадратическое суточное изменение напряжения приборов № 8—11 объясняется значительной нестабильностью питающего напряжения и температуры окружающей среды.

Несмотря на то, что срок службы газовых стабилизаторов, указанный в их паспорте, равен 500 ч, за все время работы из 22 включенных в схемы стабилизаторов вышел из строя только один — типа СГП.

## Выводы

1. Описанная схема питания группы кварцевых генераторов работает надежно и удовлетворяет предъявленным к ней требованиям.

2. Действительный срок службы газовых стабилизаторов значительно превышает указанный в их паспорте. Однако несмотря на это, во вновь разрабатываемых схемах следует применять стабилизаторы с кремниевыми стабилизаторами, которые по литературным данным [2, 3] и предварительным исследованиям, проведенным во ВНИИФТРИ, имеют значительно меньший дрейф напряжения стабилизации и больший срок службы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Никитин Н. В. Источники питания высокостабильных кварцевых генераторов. «Измерительная техника», 1964, № 1.
2. Левин М. И., Додик С. Д. К вопросу о длительной стабильности стабилизаторов с кремниевыми стабилизаторами. «Измерительная техника», 1962, № 10.
3. Вакер Р. Р. An Investigation of Long-term Stability of Zener Voltage Reference. I. R. E. Trans on Instrum 1—9, IX, № 2, p. 226, 1960.

*Статья поступила 26 мая 1965 г.*

**В. Д. ГЛАДКОВ**  
**Н. В. НИКИТИН**  
(ВНИИФТРИ)

## ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫХ КВАРЦЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Приведены результаты исследования системы термостатирования группы кварцевых генераторов эталонной и образцовой частот, исследована работа двухступенчатых термостатов с различными системами терморегулирования. На основании результатов исследования даны рекомендации о целесообразности применения различных систем терморегулирования в термостатах кварцевых генераторов эталонной и образцовой частот.

В кварцевых генераторах применены двухступенчатые термостаты, наружная ступень которых имеет двухпозиционную систему терморегулирования, а во внутренней используется пропорциональная система с объединенным (измерительным и нагревательным) медно-манганиновым мостом. Конструктивно термостаты выполнены в двух вариантах.

В первом варианте внутренний термостат представляет собой латунную гильзу (длина 145 мм, диаметр 40 мм, толщина стенки 5 мм), в которой расположен кварцевый резонатор. Гильза заключена в футляр из органического стекла толщиной 1 мм, на который намотан медно-манганиновый мост. Плечи моста распределены таким образом, чтобы температурные перепады гильзы по возможности устранялись, а также снижалась зависимость ее температуры от температуры окружающей среды. Теплоизоляцией термостата служит сосуд Дьюара.

Внутренний термостат и генератор помещены в наружный термостат, выполненный в виде алюминиевого ящика размером 435 × 70 × 70 мм со стенками толщиной 10 мм. Нагревательная обмотка намотана поверх ящика, а контактный термометр расположен на его внутренней стенке. Термоизоляцией термостата служит слой пенопласта толщиной 20 мм. Наружный термостат, в свою очередь, помещен в защитный стальной кожух, закрепленный на стойке. Подробное описание термостата приведено в работах [1, 2].

Второй вариант термостата, разработанный с учетом опыта эксплуатации описанных выше образцов, выполнен следующим образом.

Гильза внутреннего термостата, в которой находится кварцевый резонатор, изготовлена из меди (длина 230 мм, диаметр 110 мм, толщина стенки 20 мм). Такая толщина гильзы выбрана с целью получения допустимых по условиям работы перепадов температуры вдоль ее стенок. Гильза покрыта тонким электроизоляционным слоем, поверх которого намотан медно-манганиновый мост. В качестве электроизоляции в термостатах № 5—7 применена пленка из органического стекла толщиной 0,05 мм, а в термостатах № 8—11 — из полиуританового лака УР-23 толщиной 0,05 мм. При такой толщине пленок тепловое сопротивление электроизоляционного слоя незначительно, и температуры гильзы и моста практически совпадают. Теплоизоляция термостата выполнена из пенопласта толщиной 50 мм.

Внутренний термостат и два первых каскада генератора помещены в наружный термостат, выполненный в виде медной гильзы длиной 485 мм, диаметром 243 мм и стенками толщиной 11 мм. Нагревательная обмотка размещена на боковой и торцовой поверхностях гильзы. Датчиком температуры в термостатах № 1—5 служит контактный термометр, размещенный на внутренней стороне гильзы, а в термостатах № 6—11 — полупроводниковые термосопротивления, включенные в мостовую схему и расположенные в пазах под нагревательной обмоткой. Опорные плечи моста, выполненные из марганца, намотаны на боковую поверхность гильзы. Теплоизоляцией термостата служит слой пенопласта толщиной 50 мм. Термостат помещен в защитный кожух, установленный в стойке.

В описанных выше термостатах используются различные схемы усилителей наружной системы терморегулирования.

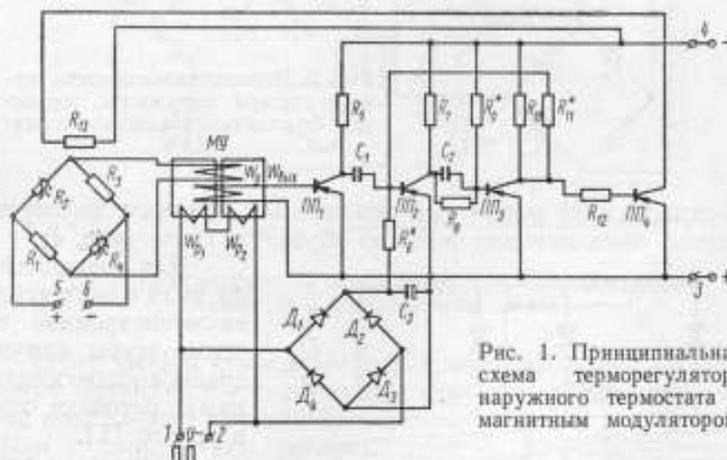


Рис. 1. Принципиальная схема терморегулятора наружного термостата с магнитным модулятором.

1. В термостатах с контактным термометром для ограничения величины тока, протекающего через последний, применен усилитель постоянного тока, работающий в ключевом режиме, выполненный в виде составного транзистора; коэффициент усиления усилителя по току составляет  $\sim 100000$ .

2. В термостатах с мостовыми датчиками, питающимися постоянным током, используются усилители двух типов:

а) В первом усилителе на выходе моста включен магнитный модулятор с большим переменным насыщением [3]. Модулятор дает на выходе ряд импульсов, амплитуда которых пропорциональна величине сигнала. Импульсы усиливаются транзистором и подаются на вход задержанного мультивибратора, который запускается при достижении импульсами определенной величины и прекращает работу при их уменьшении. Выходное напряжение мультивибратора усиливается ключевым транзисторным усилителем до величины, необходимой для нагрева термостата. Принципиальная схема терморегулятора показана на рис. 1.

б) Во втором усилителе на выходе моста включен транзисторный балансировый каскад с общим эмиттерным сопротивлением. Усиленный сигнал с балансирового каскада подается на вход полупроводникового реле с эмиттерной и коллекторной обратными связями. Выходное напряжение с полупроводникового реле, так же как и в первой схеме, усиливается транзисторным ключевым усилителем [4]. На рис. 2 дана принципиальная схема терморегулятора.

Как уже указывалось, во внутренних термостатах используется пропорциональная система терморегулирования с объединенным медно-ман-

ганиновым мостом и усилителем постоянного тока. Исследованы три варианта усилителей постоянного тока:

1. Двухкаскадный магнитный усилитель, состоящий из двух однотактных магнитных усилителей с внутренней обратной связью (рис. 3).

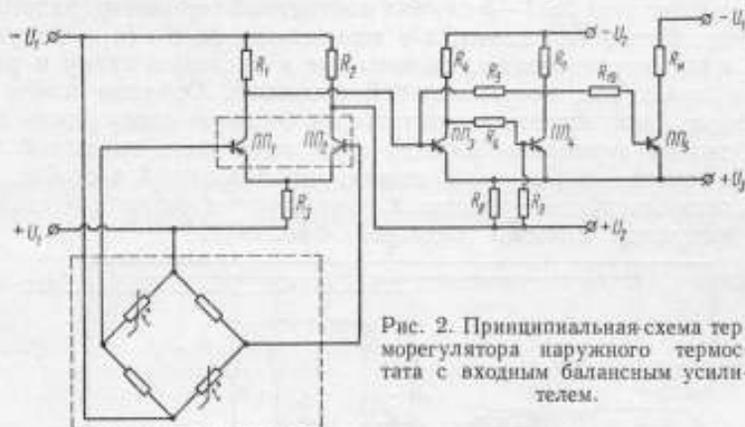


Рис. 2. Принципиальная схема терморегулятора наружного термостата с входным балансным усилителем.

2. Двухкаскадный магнитный усилитель с входным дифференциальным каскадом, имеющим внутреннюю обратную связь (рис. 4).

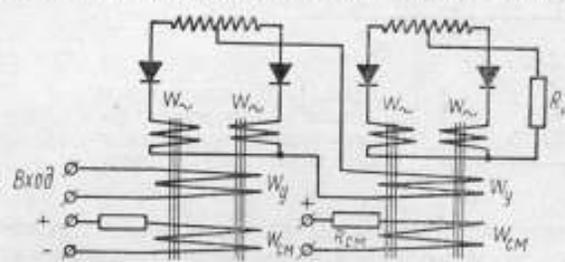


Рис. 3. Двухкаскадный магнитный усилитель с однотактным входным каскадом.

3. Применен гальванометрический фотоэлектрический усилитель с балансовым транзисторным каскадом на выходе. В зависимости от типа фотоусилителя он имеет два различных исполнения:

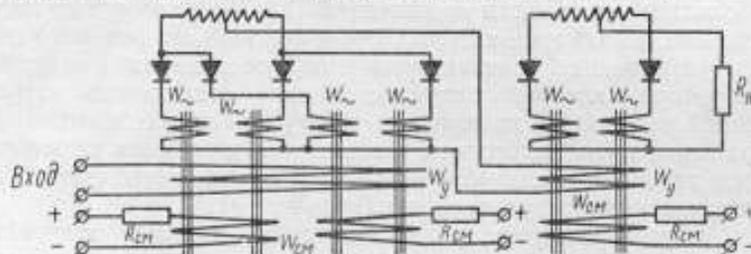


Рис. 4. Двухкаскадный магнитный усилитель с дифференциальным входным каскадом.

а) На рис. 5 показана принципиальная схема терморегулятора с фотоусилителем Ф-117. Гальванометр фотоусилителя включен в измерительную диагональ медно-манганинового моста, плечи дифференциального фотосопротивления фотоусилителя  $R_{\phi}$ , и  $R_{\phi}$  — в базы транзисторов,

составляющих балансный каскад. Рабочая диагональ моста включена между коллекторами транзисторов, и ток нагрузки балансного усилителя является током нагрева моста. Подробно схема описана в работе [6]. Схема, приведенная на рис. 5, применена в термостатах № 3—4. Позднее эта схема была несколько модернизирована. Так, в термостатах № 6—11 для повышения стабильности усилителя при изменении питающего напря-

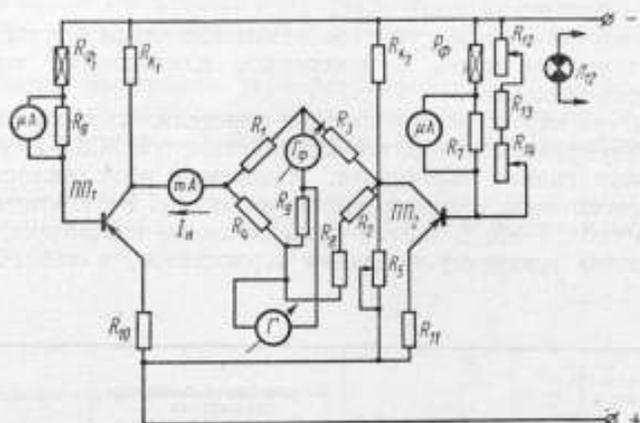


Рис. 5. Принципиальная схема терморегулятора внутреннего термостата с фотоусилителем Ф-117.

жения в схему введен стабилизатор для предварительной стабилизации напряжения питания, а в термостатах № 8—11, кроме того, в 1,5 раза повышено напряжение питания балансного каскада.

б) При использовании фотоусилителя Ф-120 коэффициент усиления которого меньше, чем фотоусилителя Ф-117, необходимо применять двухкаскадный транзисторный усилитель (рис. 6). Первый каскад выполнен в виде балансного усилителя с общим эмиттерным сопротивлением, а второй — по схеме, аналогичной показанной на рис. 5.

В процессе исследования систем термостатирования измерялись следующие параметры:

температура наружных и внутренних термостатов;

ток разбаланса мостового датчика внутреннего термостата;

выходной ток усилителя внутреннего термостата;

токи фотосопротивлений фотоусилителей;

выходное напряжение усилителя наружного термостата;

напряжение питания и температура окружающей среды.

Температура внутренних термостатов измерялась платиновыми термометрами сопротивления, расположенными в стенке гильзы термостата. Измерения выполнялись компенсационным методом с помощью потенциометра Р-308 и образцовых катушек сопротивления первого класса на спе-

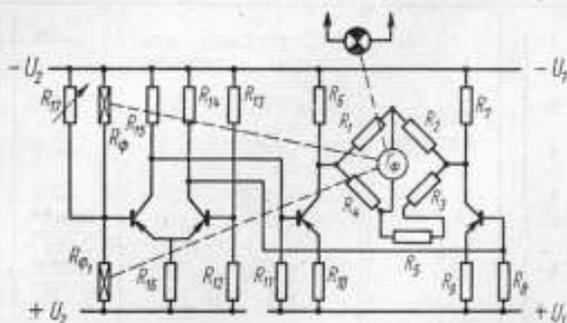


Рис. 6. Принципиальная схема терморегулятора внутреннего термостата с фотоусилителем Ф-120.

циально разработанной установке. Суммарная суточная нестабильность температуры термостата  $\Delta t_3$  определялась по формуле

$$\Delta t_3 = \sqrt{\Delta t_1^2 + \Delta t_2^2}$$

где  $\Delta t_1$  — среднеквадратическая суточная вариация температуры без учета старения медно-манганинового моста, оцененная по току разбаланса моста;

$\Delta t_2$  — систематическое суточное изменение температуры, вызванное старением моста и измеренное платиновыми термометрами сопротивления.

Температура наружных термостатов определялась с помощью градуированных полупроводниковых термосопротивлений ММТ-1, расположенных в стенках гильзы термостата. Измерения выполнялись мостовым методом на специально подготовленной установке. Результаты измерений приведены в табл. 1—3. В табл. 1 даны основные параметры, характеризующие системы терморегулирования термостатов, в табл. 2 — резуль-

таты исследования наружных термостатов, а в табл. 3 — результаты исследования системы терморегулирования в целом. Результаты исследования показали следующее:

1. Как видно из табл. 1 и 2, наружный термостат № 5 (с контактным термометром) в начале работы показал хорошие результаты, однако через 1,5 года его характеристики значительно ухудшились. Чувствительность системы уменьшилась в шесть раз, среднеквадратическая суточная вариация возросла также в шесть раз, а рабочая точка термостата сместилась на  $0,9^\circ\text{C}$ .

2. Системы наружного терморегулирования с мостовым датчиком температуры и входным балансовым каскадом отличаются наибольшей, по сравнению с другими исследованными системами, точностью и стабильностью.

3. За все время работы повреждений наружных термостатов и их систем терморегулирования, которые могли бы привести к выходу из строя всего термостата, не было.

Номер термостата	Тип термостата	Тип наружной системы терморегулирования	Параметры наружного термостата			Тип усилителя внутренней системы терморегулирования
			Чувствительность системы терморегулирования, град	Максимальная выходная мощность усилителя, вт	Удельная мощность, вт/град	
1	Первый вариант	С ртутным контактным термометром	—*	6,0	0,500	Магнитный усилитель (рис. 3)
2		То же	—	5,9	0,440	Магнитный усилитель (рис. 4)
3		»	—	6,7	0,380	Фотоусилитель (рис. 5)
4		»	—	6,2	0,41	Фотоусилитель (рис. 6)
5		»	0,01**	14,0	0,72	
6		»	0,067	11,2	0,73	
7	Второй вариант	Мостовой датчик и усилитель с магнитным модулятором (рис. 1)	0,025	10,3	0,68	Фотоусилитель с предварительной стабилизацией напряжения питания
8			—	10	0,7	
9		Мостовой датчик и усилитель с входным балансным каскадом (рис. 2)	—	10	0,7	Фотоусилитель с предварительной стабилизацией напряжения питания и повышением напряжением питания балансового каскада (рис. 5)
10			0,007	10	0,7	
11			0,009	10	0,7	

\* Измерения не проводились.

\*\* В числителе — на 30-е сутки, в знаменателе — на 540-е сутки.

Таблица 1

Параметры внутреннего термостата							Температура окружающей среды		Температура термостата, °K	
Коэффициент усиления усилителя по напряжению	Входное сопротивление усилителя, ом	Мощность нагревателя при номинальном режиме, вт	Удельная мощность, вт/град	Коэффициент влияния напряжения питания на стабильность нуля усилителя, мкв/%	Коэффициент влияния температуры окружающей среды на стабильность нуля усилителя, мкв/град	Длительность работы термостата, сут/мес	Номинальное значение, °K	Максимальное отклонение, град	наружного	внутреннего
$0,16 \cdot 10^5$	100	0,1	0,015	1,36	—	1450	292	±2	—	—
$0,46 \cdot 10^5$	100	0,07	0,011	0,25	-1,0	780	292	±2	—	—
$2,5 \cdot 10^5$	10	0,16	0,023	0,08	—	1450	292	±2	—	—
$2,0 \cdot 10^5$	10	0,1	0,025	0,08	—	1450	292	±2	—	—
$1,5 \cdot 10^5$	12	0,83	0,22	—	—	690	292	±3	305,4	309,1
$1,3 \cdot 10^5$	60	0,92	0,21	0,036	-0,2	690	292	±3	303,8	—
$1,3 \cdot 10^5$	60	1,06	0,22	0,036	-0,2	690	292	±3	307,2	311,6
$4 \cdot 10^5$	60	1,0	0,2	0,01	-0,2	690	295	±5	305	309
$4 \cdot 10^5$	60	1,0	0,2	0,01	-0,2	300	295	±5	301,6	309,7
$4 \cdot 10^5$	60	1,0	0,2	0,01	-0,2	300	295	±5	305,1	309,2
$4 \cdot 10^5$	60	1,0	0,2	0,01	-0,2	300	295	±5	304,4	309,1

Таблица 2

Номер термостата	Время с начала работы, сутки	Среднеквадратическое изменение температуры наружного термостата, град/сутки	Время с начала работы, сутки	Среднеквадратическое изменение температуры наружного термостата, град/сутки	Систематическое изменение температуры наружного термостата за все время работы, град	Среднеквадратическое изменение температуры окружающей среды, град/сутки	Полное время работы наружного термостата, сутки
1	—	—	—	—	—	0,074	1450
2	—	—	—	—	—	0,074	780
3	—	—	—	—	—	0,074	1450
4	—	—	—	—	—	0,074	1450
5	30	0,01	540	0,063	0,9	0,13	690
6	30	0,005	600	0,004	0,2	0,13	690
7	480	0,037	—	—	0,2	0,13	690
8	300	0,025	—	—	0,1	2,2	300
9	300	0,0035	—	—	0,1	2,2	300
10	300	0,024	—	—	0,1	2,2	300
11	300	0,03	—	—	0,1	2,2	300

Примечание. Систематическое изменение температуры термостатов № 6—11 соизмеримо с точностью ее измерения.

4. Системы внутреннего терморегулирования с магнитными усилителями имеют самую большую суточную вариацию температуры и систематическое изменение, уменьшающееся до допустимой величины только через 1,5—2 года работы (рис. 7).

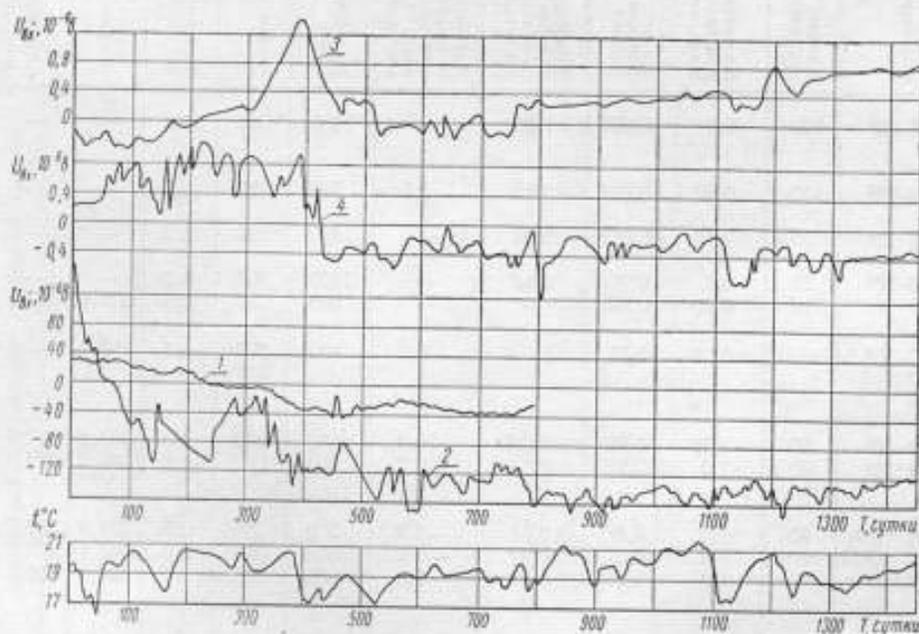


Рис. 7. Зависимость входного напряжения усилителей внутренних термостатов от длительности их работы:

1 — двухкаскадный магнитный усилитель с дифференциальным входным каскадом; 2 — то же, с однократным входным каскадом; 3, 4 — терморегулятор внутреннего термостата с фотоусилителем Ф-117;  $t$ , °C — температура окружающей среды.

5. Исследование систем с фотоусилителями показало, что основной причиной постоянного дрейфа нуля усилителя является изменение величины фотосопротивления из-за его старения и снижение яркости лампы. Так, изменение величины фотосопротивления в термостате № 3 за два года работы при одинаковой освещенности составило 27%, а замена лампы новой привела к увеличению тока, проходящего через фотосопротивление, на 32%. Резкое увеличение систематического дрейфа нуля усилителя (кривые 3 и 4 на рис. 7) в интервале 300—450 суток объясняется повышенным старением фотосопротивлений вследствие значительного повышения влажности в помещении.

6. Однако в системах с фотоусилителями систематическое изменение температуры термостата, вызванное дрейфом нуля усилителя, незначительно (см. рис. 7), и, следовательно, долговременная стабильность температур термостата определяется только старением моста.

7. Системы терморегулирования с фотоусилителями отличаются высокой надежностью. За все время непрерывной работы этих систем «зали-

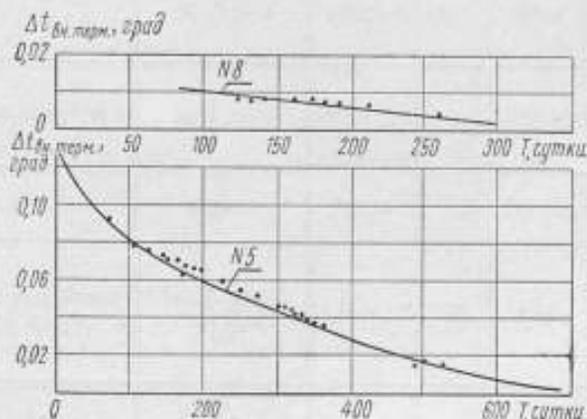


Рис. 8. Зависимость температуры внутренних термостатов от длительности их работы.

панье» рамки гальванометра без видимых причин происходило только два раза в первые месяцы работы. Лампы фотоусилителей ни разу не перегорали, хотя в термостате № 4 лампа работала без замены 1600 ч.

8. Увеличение среднеквадратического суточного изменения температуры в термостатах № 8—11 по сравнению с термостатами № 6 и 7 объясняется значительно большей нестабильностью питающего напряжения и температуры окружающей среды.

9. Полный коэффициент регулирования термостата в сильной степени зависит от величины добавочного сопротивления мостового датчика, предназначенного для точной регулировки рабочей температуры термостата, который расположен вне его. При оптимально выбранной величине этого сопротивления коэффициент регулирования термостата равен

$$K = \frac{\Delta t_{\text{окр. ср.}}}{\Delta t_{\text{т}}} < 25\,000,$$

где  $\Delta t_{\text{окр. ср}}$  — изменение температуры окружающей среды.

10. На рис. 8 приведены кривые старения мостовых медно-манганиновых датчиков термостатов № 5 и 8, состаренных термическими ударами в воздушном термостате. Старение производили циклами по 10 ч при

Номер термостата	Систематический ход входного напряжения усилителя и температуры термостата, вызванный дрейфом нуля усилителя						Среднеквадратичное значение напряжения и температуры вызванное нестабильностью усилителя
	максимальное изменение		полное изменение за все время работы		изменение на отдельных участках		
	$\Delta U_{вх}$ , мкв	$\Delta t$ , град	$\Delta U_{вх}$ , мкв	$\Delta t$ , град	$\Delta U_{вх}$ , мкв/сутки	$\Delta t$ , град/сутки	
1	370	0,15	320	0,13	1,9; 0,45; 0,03	$7,8 \cdot 10^{-4}$ ; $1,9 \cdot 10^{-4}$ ; $1,2 \cdot 10^{-2}$	7,2; 4,4; 3,9
2	80	0,033	80	0,025	0,16; 0,072	$6,5 \cdot 10^{-5}$ ; $2,9 \cdot 10^{-5}$	1,8; 1,4
3	1,8	$2,5 \cdot 10^{-3}$	1,1	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0,004; 0,001	$5 \cdot 10^{-6}$ ; $1,25 \cdot 10^{-6}$	0,072; 0,055
4	1,7	$2,7 \cdot 10^{-3}$	0,6	$1 \cdot 10^{-3}$	0,004; 0	$5 \cdot 10^{-6}$ ; 0	0,13; 0,1
5*	5,6	$3 \cdot 10^{-3}$	5,6	$3 \cdot 10^{-3}$	0,004; 0,002; 0,015; 0,008	$6 \cdot 10^{-7}$ ; $3 \cdot 10^{-7}$ ; $8 \cdot 10^{-6}$ ; $5,2 \cdot 10^{-6}$	0,48; 0,48; 0,11; 0,072
6	2,4	$3,5 \cdot 10^{-4}$	2,4	$3,5 \cdot 10^{-4}$	-0,006; 0,013; 0	$9 \cdot 10^{-7}$ ; $1,8 \cdot 10^{-6}$ ; 0	0,55; 0,4; 0,34
7	8,9	$5,7 \cdot 10^{-4}$	2,4		0,012; -0,006; -0,013; 0	$1,8 \cdot 10^{-6}$ ; $9 \cdot 10^{-7}$ ; $2 \cdot 10^{-6}$ ; 0	0,41; 0,41; 0,57; 0,38
8**	2,7	$4 \cdot 10^{-4}$			0,014; 0	$2,2 \cdot 10^{-6}$ ; 0	1,3; 1,3
9**	1,3	$2 \cdot 10^{-4}$			0,007; 0	$1,1 \cdot 10^{-6}$ ; 0	1,1; 1,1
10**	2,0	$3 \cdot 10^{-4}$			0,01; 0	$1,5 \cdot 10^{-6}$ ; 0	1,0; 1,0
11**	3,3	$5 \cdot 10^{-4}$			0,018; 0	$2,8 \cdot 10^{-6}$ ; 0	1,2; 1,2

\* До 300 суток в термостате № 5 был установлен усилитель внутреннего термостата, аналогичный термостату № 6.  
\*\* В термостатах № 8-11 полное изменение температур дано с 100-х по 300-е сутки.

Таблица 3

число изменений жёсткости усилителя термостата, бильностью тела	Систематический ход температуры термостата, вызванный старением медно-манганового моста, град/сутки	Полное изменение температуры термостата $\Delta t_g$ , град/сутки	Интервалы времени, сутки	Полное изменение температуры термостата за все время работы $\Delta t$ , град	Среднеквадратическое значение платящего напряжения $\Delta U$ , мв/сутки	Среднеквадратическое изменение температуры окружающей среды $\Delta t$ , град
$2,9 \cdot 10^{-2}$ ; $1,7 \cdot 10^{-2}$ ; $1,5 \cdot 10^{-2}$			0-150; 150-780; 780-1450			
$7,4 \cdot 10^{-4}$ ; $5,8 \cdot 10^{-4}$			0-275; 275-780			0,074
$9 \cdot 10^{-5}$ ; $6,9 \cdot 10^{-5}$			0-390; 390-1450			
$2 \cdot 10^{-4}$ ; $1,6 \cdot 10^{-4}$					0,2	
$7 \cdot 10^{-5}$ ; $7 \cdot 10^{-5}$ ; $5,6 \cdot 10^{-5}$ ; $3,8 \cdot 10^{-5}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$ ; $1,9 \cdot 10^{-4}$ ; $1,39 \cdot 10^{-4}$ ; $0,92 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$ ; $2 \cdot 10^{-4}$ ; $1,44 \cdot 10^{-4}$ ; $1 \cdot 10^{-4}$	0-100; 100-300; 300-480; 480-690	0,124		
$8 \cdot 10^{-5}$ ; $6 \cdot 10^{-5}$ ; $4,9 \cdot 10^{-5}$			0-330; 330-500; 500-690			0,13
$6 \cdot 10^{-5}$ ; $6 \cdot 10^{-5}$ ; $8,3 \cdot 10^{-5}$ ; $5,6 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$ ; $1,8 \cdot 10^{-4}$ ; $1,5 \cdot 10^{-4}$ ; $0,8 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$ ; $1,9 \cdot 10^{-4}$ ; $1,73 \cdot 10^{-4}$ ; $0,9 \cdot 10^{-4}$	0-100; 100-300; 300-480; 480-690	0,133		
$2 \cdot 10^{-4}$ ; $2 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$				
$1,8 \cdot 10^{-4}$ ; $1,6 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \cdot 10^{-4}$	$1,63 \cdot 10^{-4}$		0,007		
$1,5 \cdot 10^{-4}$ ; $1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	0-200; 200-300	0,022	5	2,2
$1,8 \cdot 10^{-4}$ ; $1,8 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-4}$		0,035		

ний термостата № 6.

температуре 223—373° К со скоростью изменения температуры 0,9—0,5° К/мин. Кроме того, датчик № 8 был дополнительно состарен пятью импульсами электрического тока, амплитуду и продолжительность которых определяли по видимому провисанию провода в момент прохождения по нему импульса тока.

#### Выводы

Результаты исследования систем термостатирования высокостабильных кварцевых генераторов показали, что:

1) системы терморегулирования с магнитными усилителями длительное время имеют значительный дрейф нуля усилителя и большие суточные вариации, поэтому их нельзя рекомендовать для применения в системах термостатирования высокостабильных кварцевых генераторов;

2) при использовании фотоусилителей во внутренних термостатах можно пренебречь их дрейфом нуля и дрейфом температуры термостата за длительное время определять только старением моста, которое в значительной степени зависит от технологии его изготовления и может достигать  $(1-3) \cdot 10^{-4}$  град/сутки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лубенцов В. Ф. Регулирование температуры кварцевых элементов. «Измерительная техника», 1958, № 3
2. Титов В. Н. Разработка, изготовление и исследование кварцевых часов ВНИИФТРИ. Труды институтов Комитета, вып. 77 (137). М., Издательство стандартов, 1965.
3. Розенблат М. А. Магнитные усилители. Изд. 3-е. М., «Советское радио», 1960.
4. Гладков В. Д., Никитин Н. В. Терморегулятор. «Измерительная техника», 1965, № 7.
5. Никитин Н. В. Работа многокаскадных магнитных усилителей при изменении напряжения питания и температуры окружающей среды, Труды институтов Комитета, вып. 59 (119). М., «Стандартгиз», 1962.
6. Никитин Н. В. Усилитель постоянного тока для систем терморегулирования термостатов высокостабильных кварцевых генераторов. Труды институтов Комитета, вып. 77 (137). М., Издательство стандартов, 1965.

Статья поступила 26 мая 1965 г.

## ФАЗОСТАБИЛЬНЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ ДЕВИАЦИИ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ЧАСТОСОСЛИЧИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

Приводится описание схемы умножителя девиации частоты с компенсацией нестабильности частоты гетеродина, благодаря чему становится возможным ступенчатое включение умножителей с большими коэффициентами умножения, а также реализация практической схемы умножителя с общим коэффициентом умножения  $10^4$  раз. Приведены расчетные и экспериментальные значения фазовой флюктуации, вносимой самим умножителем, и основные результаты экспериментальных исследований.

В ряде специальных фазометрических устройств, а также в высокоточной аппаратуре, предназначенной для взаимных сличений образцовых частот, требуется обеспечивать весьма высокую разрешающую способность измерения фазовых сдвигов, составляющих десятитысячные доли градуса.

Обеспечение высокой точности в большинстве случаев возможно только при использовании фазостабильных умножителей частоты (или девиации частоты), имеющих большие коэффициенты умножения. Задача повышения коэффициента умножения при сохранении высокой фазовой стабильности особенно актуальна при разработке измерительных устройств с метрологической точностью.

В настоящее время практический интерес представляет разработка умножителя с коэффициентом умножения порядка  $10^5$  и собственной фазовой нестабильностью по выходу — не более нескольких градусов.

Разработана практическая схема умножителя с коэффициентом умножения  $10^4$  раз. Умножитель содержит две ступени с гетеродинированием, причем каждая из них обеспечивает умножение в 100 раз. За основу взята схема, описанная в работе [1]. Существенным недостатком этой схемы является трудность ступенчатого включения подобных умножительных каскадов. Это связано с тем, что нестабильность частоты гетеродина первой ступени переносится на разностную частоту сигналов гетеродина и умноженного сигнала, т. е. на промежуточную частоту.

На рис. 1 приведены блок-схемы умножительных ступеней:

*a* — ступень без компенсации нестабильности гетеродина [1];

*b* — ступень с компенсацией нестабильности частоты гетеродина.

Из рассмотрения первой блок-схемы следует, что процесс умножения в данном случае связан с непосредственным выделением сигнала разностной частоты гетеродина и *n*-й гармоники частоты входного сигнала. Если частота гетеродина  $f_2$  имеет абсолютную девиацию частоты  $\Delta f$ , и входной сигнал частоты  $F$  отличается от опорной частоты на величину  $\Delta F$ , причем полосовые фильтры выходных усилителей настроены на частоту  $\Omega = f_2 - nF$ , (где *n* — коэффициент умножения), то процесс преобразования выразится в виде:

$$|f_2 + \Delta f| - n|F + \Delta F| = \Omega + n\Delta F + \Delta f.$$

При двухканальном одноступенчатом умножении нестабильность частоты гетеродина одинакова для обоих каналов и в индикаторном устройстве исключается. Стабильность кварцевого генератора на техническом резонаторе без специальных мер стабилизации, как правило, вполне достаточна для обеспечения коэффициентов умножения в 100—300 раз.

При больших коэффициентах умножения с двухступенчатым гетеродинированием девиация частоты на выходе умножителя оказывается большой, так как дополнительно умножается во второй ступени. При этом не только значительно снижается фазовая стабильность умножителя, но и возникает глубокая амплитудная модуляция выходного сигнала.

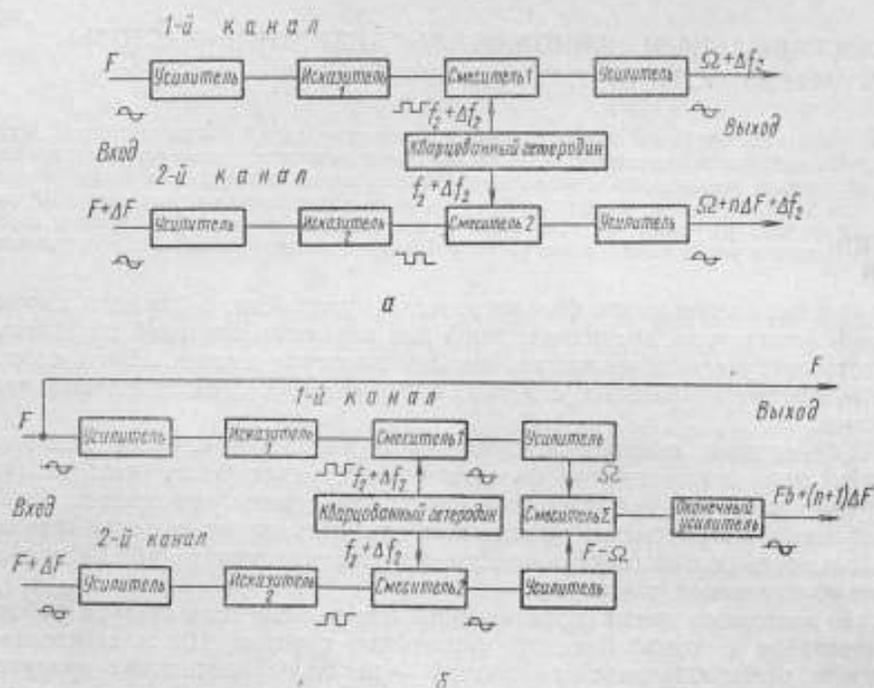


Рис. 1. Блок-схемы умножительных ступеней.

Повышение стабильности первого гетеродина сопряжено с большими трудностями. Практически этот путь не представляет особого интереса.

Вторая блок-схема позволяет исключить нестабильность частоты гетеродина из выходного сигнала.

Первая часть схемы б, по существу мало отличается от схемы а. Здесь также на вход первого канала подается сигнал частоты  $F$ , а на вход второго канала — сигнал той же частоты, но с фазовым сдвигом или частотным отклонением на величину  $\Delta F$ . При достаточно большой амплитуде сигналы могут быть поданы непосредственно на исказаторы. Эти каскады представляют собой усилители-ограничители с верхней и нижней отсечкой. При выборе соответствующего режима с исказаторов снимаются сигналы, спектр которых содержит высшие гармоники, в том числе и  $n$ -ю, где  $n$  — коэффициент умножения ступени. Если частота гетеродина выбрана равной  $f_2 = nF + \Omega$ , где  $\Omega$  — выходная частота, на которую настроены полосовые фильтры, равная примерно  $\frac{2}{3}F$ , то на выходе этого канала получим

$$|f_2 + \Delta f| - nF = \Omega + \Delta f.$$

На выходе второго канала выделяется разность  $n + 1$ -й гармоники входной частоты и частоты гетеродина. Фильтры смесителя и усилителя второго канала настроены на частоту  $F - \Omega$ .

Далее частоты с обоих каналов подаются на суммирующий смеситель ( $\Sigma_{см}$ ). На выходе оконечного усилителя, настроенного на частоту входного сигнала, выделяется суммарная составляющая  $F_{вых}$ . Математически весь процесс выражается в виде:

$$F_{вых} = [(f_2 + \Delta f) - nF] + [(n + 1)(F + \Delta F) - (f_2 + \Delta f)] = F + (n + 1) \Delta F.$$

Из последнего выражения видно, что суммарная составляющая на выходе умножителя равна входной частоте, но с фазовым или частотным отклонением в  $n + 1$  раз большим, чем на входе, т. е. происходит умножение фазового сдвига. Частотная нестабильность  $\Delta f$  при сложении исключается и при дальнейшем умножении не может привести к погрешностям.

С помощью такой схемы, используемой в первой ступени двухступенчатого умножителя, стала возможной разработка умножителя, коэффициент которого  $10^4$ . В первой ступени применен кварцевый гетеродин частотой 10 040 кГц. Частота входного сигнала 100 кГц. Полосовые фильтры первого канала умножителя настроены на частоту 40 кГц, а второго — на 60 кГц. Очевидно, что на вход первого канала в этом случае может подаваться любая субгармоника частоты 10 мГц в пределах сотой, т. е. частоту 100 кГц можно считать с частотами 200; 250; 500. . . 10 000 кГц.

Представляет интерес оценка фазовой нестабильности на выходе умножителя, вызванной нестабильностью частот гетеродина и входного сигнала.

Важнейшей причиной фазовой нестабильности на выходе умножителя является несимметричность амплитудно-фазовых и частотно-фазовых характеристик каналов умножителя.

В работе Дубе Д. приведена зависимость, позволяющая расчетным путем оценить фазовую нестабильность при заданной нестабильности частоты. Ею же можно воспользоваться и для расчета максимально допустимой нестабильности частоты гетеродина, задавшись фазовой нестабильностью на выходе умножителя.

Для критической связи между контурами полосовых фильтров ( $\beta = 1$ ), что почти всегда целесообразно в практических схемах, имеем зависимость:

$$\Delta f_{0,7} = 57,3n \delta f \frac{f_0}{\Delta \varphi} 1,4 \sqrt[4]{\sqrt[2]{2} - 1}$$

или относительно  $\Delta \varphi$

$$\Delta \varphi = 57,3n \delta f \frac{f_0}{\Delta f_{0,7}} 1,4 \sqrt[4]{\sqrt[2]{2} - 1},$$

где  $\Delta f_{0,7}$  — абсолютная ширина полосы пропускания по уровню 0,7;

$n$  — число резонансных каскадов в канале;

$\delta f$  — относительная нестабильность промежуточной частоты;

$\Delta \varphi$  — величина фазового сдвига;

$f_0$  — резонансная частота фильтра промежуточной частоты.

Приведенное выражение весьма наглядно отражает зависимость фазовой нестабильности от параметров резонансных систем и стабильности частоты, поэтому в дополнительном анализе нет необходимости.

В практической схеме умножителя, о которой идет речь, промежуточные частоты в первой ступени приняты равными  $f_0 = 40$  кГц и  $f_0 = 60$  кГц с шириной полосы пропускания соответственно  $\Delta f_{0,7} = 1,5$  кГц и  $\Delta f_{0,7} = 1,6$  кГц.

Относительная нестабильность промежуточных частот при работе с образцовыми частотами на входе умножителя определяется главным образом нестабильностью частоты гетеродина. Так, относительная нестабильность образцовой частоты 100 кГц может быть не хуже  $10^{-10}$ . (Здесь, как и в дальнейшем, нестабильность частоты отнесена к интервалу времени порядка 1 мин.) Нестабильность частоты гетеродина можно оценить величиной  $10^{-4}$ . В этом случае нестабильность промежуточных частот на входе суммирующего смесителя будет характеризоваться величинами

$$\delta f'_0 = 2,5 \cdot 10^{-4} \quad \text{и} \quad \delta f''_0 = 1,7 \cdot 10^{-4}.$$

Соответственно этому фазовые сдвиги составят:

$$\Delta\varphi' = 57,3 \cdot 2 \cdot 2,5 \cdot 10^{-4} \frac{4 \cdot 10^4}{0,15 \cdot 10^4} 1,4 \sqrt[4]{\sqrt{2} - 1} = 0,855^\circ$$

и

$$\Delta\varphi'' = 57,3 \cdot 2 \cdot 1,7 \cdot 10^{-4} \frac{6 \cdot 10^4}{0,16 \cdot 10^4} 1,4 \sqrt[4]{\sqrt{2} - 1} = 0,82^\circ.$$

Эти сдвиги разнозначны и при суммировании частично компенсируются. Поэтому фазовая нестабильность на выходе первой ступени умножения может быть оценена величиной

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi' - \Delta\varphi'' = 0,035 \text{ град.}$$

В связи с тем, что нестабильность частоты гетеродина компенсируется уже в анодном (или коллекторном) токе суммирующего каскада, частотно-фазовая зависимость фильтров выходной частоты  $F_{\text{вых}}$  может не приниматься в расчет.

При двухступенчатом умножении определяющим фактором для фазовой нестабильности на выходе умножителя являются флюктуации первой ступени. Это справедливо лишь в данном случае, т. е. если первая ступень не вносит значительной частотной нестабильности. Поэтому фазовая нестабильность двухступенчатого умножителя в рассмотренном случае может быть оценена величиной порядка 3,5 град (при коэффициенте умножения  $10^4$ ).

Частотная нестабильность не является единственной причиной, которая приводит к фазовой нестабильности умножителя. Не менее существенной причиной является амплитудная модуляция и наложение шумов на умножаемый сигнал. Фазовая нестабильность в результате этого может существенно превышать прочие составляющие.

Важное значение имеет выбор промежуточных частот первой ступени умножителя. С одной стороны, обе промежуточные частоты должны быть достаточно близки между собой, так как в этом случае легче обеспечить симметричность каналов. С другой стороны, чрезмерное их сближение приведет к прямому прохождению соседней гармоники и образованию паразитных комбинационных составляющих. Из этих же соображений выбираются и параметры полосовых фильтров. Определяющим для них является величина ослабления по соседнему каналу, так как это препятствует применению фильтров с более широкой полосой пропускания и меньшей добротностью.

*Эксперимент.* В процессе эксперимента исследовалась фазовая стабильность умножителя в нормальном режиме работы, а также при воздействии основных дестабилизирующих факторов.

На рис. 2 приведена запись фазового дрейфа умножителя, произведенная через 20 мин после его включения (длительность записи 100 сек). На оба входа умножителя подавался один и тот же сигнал частоты 100 кГц.

Как видно из записи, максимальная фазовая нестабильность на выходе умножителя не превышает 12 град. Относительно входной частоты с учетом коэффициента умножения  $10^4$  это соответствует относительной фазовой нестабильности  $3 \cdot 10^{-11}$  за 1 сек.

Изменение напряжения анодного питания умножителя (150 в) на 1% приводит к изменению фазы на выходе умножителя на 60–80 град. Примерно такими же величинами характеризуется зависимость фазы от изменения напряжения накала на 10%. Поэтому необходимым условием

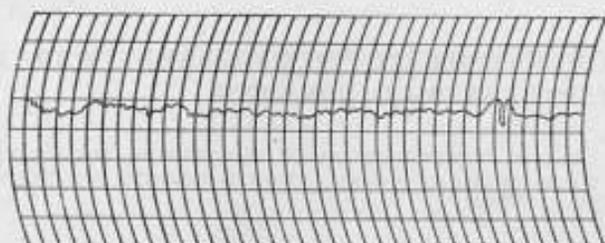


Рис. 2. Запись фазового дрейфа умножителя, произведенная через 20 мин после его включения.

обеспечения высокой фазовой стабильности умножителя является хорошая стабилизация источников питания и минимальная пульсация в анодном напряжении.

Влияние разных характеристик ламп в каналах особенно ощутимо в искажительных и смесительных каскадах первой ступени умножения. При смене ламп в каскадах без предварительного подбора фазовая стабильность ухудшается незначительно, однако заметно изменяется зависимость фазовых отклонений от изменения напряжения анодного питания.

Разработанный умножитель в настоящее время применяется в сличительных устройствах повышенной точности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жаботинский М. Е., Сверчков Е. И. «Приборы и техника эксперимента», № 8, 1956

Статья поступила 26 мая 1965 г.

ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ  
ПЬЕЗОКВАРЦЕВЫХ ПРИБОРОВ

Описано усовершенствованное оборудование для изготовления кварцевых резонаторов: станка повышенной точности и камеры для сборки прецизионных кварцевых резонаторов.

Поверхность прецизионных кварцевых элементов добротностью  $10-15 \cdot 10^6$  обрабатывается вручную на многошпиндельных станках (типа ШП-50). Работа на этих станках не всегда оказывается результативной из-за существенных их недостатков. Так, планшайбы имеют недопустимые торцовые биения; близкое взаимное расположение планшайб, на которых

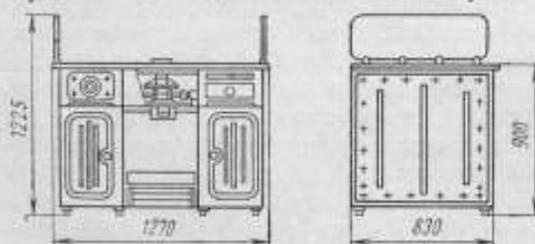


Рис. 1. Станок для обработки пьезокварца.

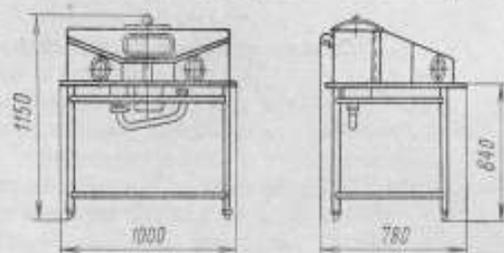


Рис. 2. Сборочная камера

выполняются работы с абразивами различной величины, приводит к загрязнению их поверхностей. Практически на десятишпиндельном станке могут работать одновременно только пять человек. Ограниченный же выбор диаметров планшайб и скоростей не позволяет вести обработку кварца в оптимальных режимах.

Новый станок (рис. 1) снабжен набором сменных планшайб диаметром от 6 до 300 мм и обслуживается одним шлифовщиком. Торцовые биения снижены до 0,01 на радиусе 100 мм. Скорость вращения планшайбы регулируется в пределах 50—300 об/мин и мало

зависит от нагрузки. Это достигнуто в результате применения привода с жесткой механической характеристикой.

В комплект станка входят: указатель скорости, секундомер, местное освещение, боковые прозрачные ограждения, удобное рабочее кресло.

Как показал опыт, один из ответственных этапов изготовления резонаторов — сборка держателя и монтаж пьезоэлемента — должны выполняться в условиях контролируемой атмосферы. Для этой цели была разработана специальная камера настольного типа (рис. 2), оснащенная устройством для очистки воздуха от пыли. Система очистки воздуха — замкнутая. Чтобы в процессе сборки на детали резонатора не попадала

грязь, используют специальные нарукавники, перчатки или напалечники.

Внутри камеры установлены: монтажная колодка для крепления держателя, эксикаторы для хранения в вакууме деталей, приборы освещения и управления. На приемный и выхлопной диффузоры могут быть надеты насадки с фильтрами для местного обдува, сушки, удаления пыли и загрязнений с деталей резонатора.

Применение камеры для сборки прецизионных резонаторов позволяет повысить вакуумную гигиену этой операции и несколько стабилизировать массу колеблющегося кристалла.

*Статья поступила 26 мая 1965 г.*

## ИССЛЕДОВАНИЕ КВАРЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРОВ Y-СРЕЗА

Сообщается о результатах исследования зависимости добротности брусков Y-среза от ширины фасок, снятых по боковым ребрам, от величины зазора держателя, от длительности травления в 20%-ном растворе дифторида аммония, а также от материала крепежных нитей, и кроме того, о результатах исследования ухода частоты резонатора в зависимости от величины зазора и ширины фасок.

Добротность и частота кварцевых резонаторов, в том числе и 100-кГц брусков Y-среза, колеблющихся на второй гармонике, зависит от величины зазора держателя, от ширины фасок и других параметров. В связи с этим

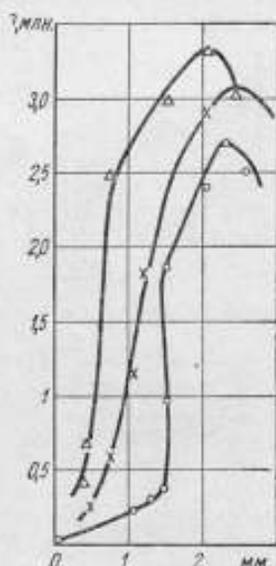


Рис. 1. Зависимость добротности резонатора от ширины снятых фасок.

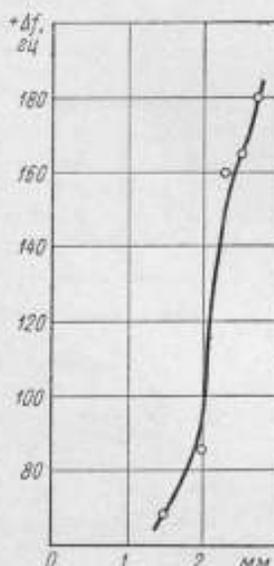


Рис. 2. Зависимость частоты резонатора от ширины снятых фасок.

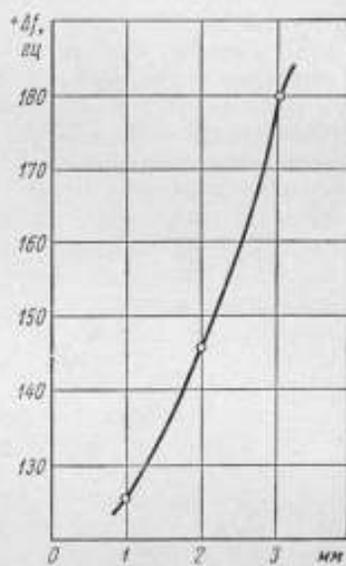


Рис. 3. Зависимость частоты резонатора от величины зазора электродов.

необходимо было выбрать оптимальные значения параметров для данного вида резонаторов. С этой целью и было проведено настоящее исследование.

Исследовали три бруска размером  $8,5 \times 8,5 \times 54$  мм. Добротности кварцевых резонаторов измеряли в схеме, описанной в работе [1]. Возбуждение резонатора проводили в схеме Хегнера. Во избежание влияния крепления на добротность резонатора бруски не привязывали к держателю, а клали узлами на нити держателя.

Зависимость добротности от ширины снятых фасок определяли следующим образом. Снимали фаски определенной ширины (от 0,5 до 2,5 мм),

затем бруски шлифовали 240-минутником, после чего полировали крокусом ( $F_2O_3$ ). Для снятия жировых пятен и загрязнений бруски промывали в 60%-ном растворе КОН, четыреххлористом углероде и дистиллированной воде. Затем через каждые 0,4—0,5 мм измеряли добротность.

Как видно из рис. 1, с увеличением ширины фасок добротность сначала возрастает в 12—15 раз, а затем падает. Как указывает Беккер [2], кварцевые бруски следует выбирать таких размеров, чтобы другие собственные частоты кварца, обусловленные крутильными или изгибными колебаниями, значительно отличались от полезной частоты. Сошлифовывание фасок до 2 мм настолько повышает частоту крутильных колебаний, что она практически не влияет на рассеивание энергии резонатором.

На рис. 2 показана зависимость ухода частоты от ширины фасок, снятых с бруска в результате влияния сдвиговых и изгибных колебаний.

Зависимость добротности резонатора от величины зазора держателя была исследована на держателях с зазорами 1; 2 и 3 мм. В ходе работы было выявлено, что с увеличением зазора от 1 до 3 мм добротность кварцевого бруска увеличивается. Однако это увеличение небольшое — примерно 10—12% при увеличении зазора на 1 мм.

Зависимость частоты резонатора от величины зазора электродов показана на рис. 3.

При исследовании влияния продолжительности травления брусков в 20%-ном растворе  $NH_4F \cdot HF$  на добротность резонатора было установлено, что при увеличении длительности травления бруска от 0,5 до 30 ч добротность увеличивается, а при дальнейшем травлении — падает. Начальное увеличение добротности можно объяснить стравливанием нарушенных при шлифовке поверхностных слоев кварца. Дальнейшее же ее уменьшение объясняется неравномерным стравливанием поверхности бруска вследствие анизотропии свойств кварца. В связи с этим необходимо периодически подновлять протравленную поверхность 240-минутником. Наиболее целесообразно для этой цели применять капрон. При использовании капроновых нитей была получена наивысшая добротность резонаторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Новгородов Е. Д. «Измерительная техника», 1959, № 4.
2. Веcker G. Arch. elektr. Übertrag., 12, Н. 1, 1958.

*Статья поступила 26 мая 1965 г.*

## ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГЕНЕРАТОРА НА ЛИНИИ АММИАКА $J=3$ , $K=2$

Дается описание конструкции и приводятся подробные характеристики двухпучкового молекулярного генератора на линии  $J=3$ ,  $K=2$  обычного аммиака, используемого в качестве репера. Описывается настройка частоты генератора на центр линии по методу магнитного уширения. Предлагается метод настройки, исключающий обнаруженную зависимость частоты генератора от направления магнитного поля. Погрешность воспроизведения частоты генератора на линии  $J=3$ ,  $K=2$  составляет  $5 \cdot 10^{-11}$ .

В 1962 г. для использования в Службе времени и частоты ВНИИФТРИ была разработана и исследована конструкция двухпучкового молекулярного генератора на линии  $J=3$ ,  $K=2$  обычного аммиака, не имеющей квадрупольной сверхтонкой структуры [1]. Основная трудность практического использования этой линии в молекулярном генераторе заключается в том, что требуется более чем в 100 раз интенсивный пучок по сравнению с линией  $J=3$ ,  $K=3$ . Поэтому при разработке конструкции

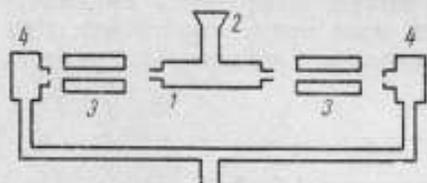


Рис. 1. Схематическое изображение двухпучкового молекулярного генератора:

1 — резонатор; 2 — волновод; 3 — сортирующая система; 4 — источники пучка аммиака.

основное внимание было обращено на достижение наибольшей эффективности сортирующих систем и максимальной добротности резонатора. Исследовались три типа сортирующих систем: шестиполюсная цилиндрическая, шестиполюсная коническая и биспиральная. Из них лучшими оказались две последние.

На рис. 1 схематично показана конструкция двухпучкового молекулярного генератора.

В качестве источника пучка молекул аммиака был выбран одиночный канал диаметром 1 мм и длиной 8 мм. Давление в пучке, измеренное сразу же после натекателя манометрической лампой ЛТ-4М, составляло 1–10 мм рт. ст.

В молекулярном генераторе использовались резонаторы длиной 100 мм и диаметром 10,06 мм с колебаниями типа волны  $E_{010}$ , добротность резонатора — около 10 тыс. Энергию из резонатора выводили через отверстие связи диаметром 2,5 мм, расположенное в центре резонатора; толщина стенки резонатора у отверстия составляла 0,3 мм. Связь между резонатором и волноводной системой осуществлялась с помощью двух рупоров.

Сечение волноводов  $5,5 \times 11$  мм. Для настройки резонатора применяли металлический штырь диаметром 1 мм, вводимый в середину его боковой стенки. Все узлы генератора были укреплены на жесткой плите, что позволяло довольно точно визуальнo юстировать путь пучка молекул.

Первоначально генератор был снабжен диафрагмами, охлаждаемыми жидким азотом, расположенными между источниками пуска и сортирующими системами. В дальнейшем оказалось возможным их убрать, причем существенного ухудшения режима работы генератора не произошло. При этом давление в откачиваемой системе не превышало  $5-7 \times 10^{-6}$  мм рт. ст. Все исследования были проведены для молекулярного генератора без «холодных» диафрагм. Это весьма существенное обстоятельство, так как наличие охлаждаемой диафрагмы, во-первых, в значительной степени снижает срок непрерывной работы молекулярного генератора, а во-вторых, — приводит к неконтролируемому изменению интенсивности пучка.

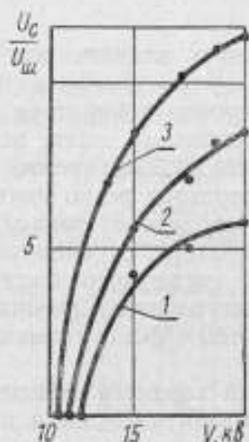


Рис. 2. Зависимость амплитуды генерации от напряжения на сортирующей системе при разных интенсивностях пучка для двухпучкового молекулярного генератора:

1 —  $N = 1,2 \cdot 10^{12}$ ; 2 —  $N = 2,5 \cdot 10^{12}$ ; 3 —  $N = 5,8 \cdot 10^{12}$ .

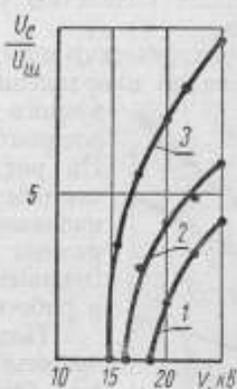


Рис. 3. Зависимость амплитуды генерации от напряжения на сортирующей системе при разных интенсивностях пучка для молекулярного генератора на правом пучке:

1 —  $N = 0,85 \cdot 10^{12}$ ; 2 —  $N = 2,15 \cdot 10^{12}$ ; 3 —  $N = 5,8 \cdot 10^{12}$ .

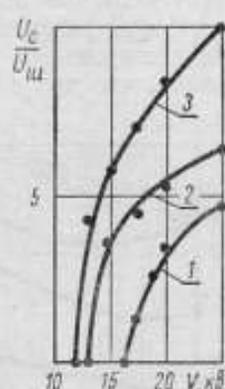


Рис. 4. Зависимость амплитуды генерации от напряжения на сортирующей системе при разных интенсивностях пучка для молекулярного генератора на левом пучке:

1 —  $N = 1 \cdot 10^{12}$ ; 2 —  $N = 2,15 \cdot 10^{12}$ ; 3 —  $N = 4,5 \cdot 10^{12}$ .

Измеряли начало возникновения генерации в зависимости от напряжения на сортирующей системе при разных интенсивностях пучка, а также зависимость амплитуды генерации от параметров в трех режимах генерации: с правым пучком, левым пучком и обоими пучками. При этом использовали конусные сортирующие системы. Амплитуду генерации определяли путем измерения отношения сигнала к шуму на выходе усилителя промежуточной частоты с полосой пропускания шириной около 3 кГц. Результаты этих измерений приведены на рис. 2—4.

Частоту генератора на центр линии перехода настраивали методом так называемого магнитного уширения эффективной ширины линии путем наложения поперечного магнитного поля [2].

Настройка частоты молекулярного генератора на центр линии и сличение его частоты с частотой кварцевого генератора осуществляются следующим образом.

С помощью настроенного штыря резонатора устанавливают некоторое значение частоты молекулярного генератора и измеряют разностную частоту между умноженной частотой кварцевого генератора и частотой молекулярного генератора без магнитного поля  $F_1$  и при наложении магнитного поля  $F_1^H$ . Значения частот  $F_1$  и  $F_1^H$  определяют путем периодического

наложения магнитного поля и периодического счета разностной частоты электронным частотомером.

После измерения  $F_1$  и  $F_1^H$  генератор перестраивают на другую частоту и выполняют аналогичные измерения, по которым определяют  $F_2$  и  $F_2^H$ . Этих измерений достаточно, чтобы определить значение частоты кварцевого генератора по частоте настроенного молекулярного генератора:

$$f_{к.г} = \frac{f_{м.г}}{228\,340} = \frac{F_1 \Delta F_2 - F_2 \Delta F_1}{228\,340 (\Delta F_1 - \Delta F_2)},$$

где  $\Delta F_1 = F_1^H - F_1$ ;  $\Delta F_2 = F_2^H - F_2$ .

Такая методика позволяет полностью устранить влияние теплового дрейфа частоты резонатора.

При исследовании характеристик молекулярного генератора было обнаружено, что при изменении направления магнитного поля, используемого для настройки, частота настроенного генератора резко меняется.

На рис. 5 приведены зависимости частоты генератора от величины и направления магнитного поля при разных расстройках резонатора. Впервые об этом эффекте упоминается в работе [3].

Подобный характер зависимости частоты от магнитного поля не может быть объяснен, не выходя за рамки основного уравнения молекулярного генератора [4]:

$$f = f_0 + \frac{Q_p}{Q_n} (f_p - f_0), \quad (1)$$

где  $f_0$  — частота центра линии используемого перехода;

$f_p$  — собственная частота резонатора;

$Q_p$  — добротность резонатора;

$Q_n$  — эффективная добротность линии перехода.

Рис. 5. Зависимость частоты молекулярного генератора от величины и знака магнитного поля при разных расстройках резонатора.

Действительно, увеличение ширины линии перехода зависит только от модуля магнитного поля, и, следовательно, картина изменения частоты должна быть симметрична относительно оси частот. Это также не может быть объяснено наличием остаточного магнитного поля в области резонатора, так как в этом случае картина должна быть симметричной относительно оси  $H = H_0$ .

Наблюдаемый характер зависимости частоты от магнитного поля может быть объяснен, если предположить, что при наложении магнитного поля происходит не только расщепление линии, но и кажущееся смещение ее центра, пропорциональное магнитному полю (с учетом знака этого поля):

$$f = f_0 + \kappa H + \frac{Q_p}{Q_n} (1 + \alpha) [f_p - (f_0 + \kappa H)], \quad (2)$$

где  $H$  — магнитное поле;

$\alpha$  — эффективность магнитной настройки, равная  $1,04 (10^{-7} Q_n H)^2$ .

Коэффициент  $\kappa$  в значительной степени зависит от юстировки всей

системы. Незначительный поворот резонатора относительно оси симметрии сортирующих систем приводит к существенному изменению величины (и даже знака)  $\kappa$ . Можно предположить, что этот эффект аналогичен хорошо известному в технике магнитного ядерного резонанса эффекту Милмана [5] и связан с неоднородностью высокочастотного электрического поля в резонаторе, а также с несимметричным распределением плотности пучка по его сечению.

При настройке частоты молекулярного генератора по вышезложенной методике значение ее получается уже неравным  $f_0$ :

$$f = f_0 + \frac{Q_p}{Q_n} \kappa H - \frac{\kappa}{(10^{-7} Q_n)^2 H}. \quad (3)$$

Для типичного случая  $\kappa = 20$ ,  $H = 1,8$  э,  $Q_n = 3 \cdot 10^6$ , величина смещения составляет 60 гц ( $2,5 \cdot 10^{-9}$ ).

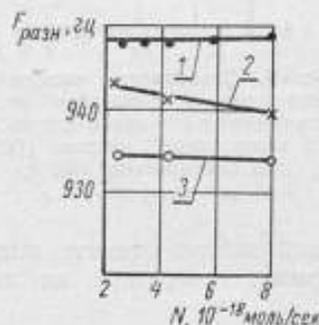


Рис. 6. Зависимость частоты молекулярного генератора от интенсивности пучка:

1 —  $V = 15$  кв; 2 —  $V = 20$  кв;  
3 —  $V = 25$  кв.

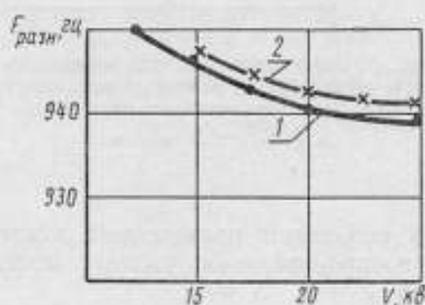


Рис. 7. Зависимость частоты молекулярного генератора от напряжения на сортирующей системе:

1 —  $N = 4,3 \cdot 10^{12}$ ; 2 —  $N = 2,5 \cdot 10^{12}$ .

Влияние этого эффекта на значение частоты может быть устранено, если разностную частоту измерять как с «положительным», так и с «отрицательным» направлением магнитного поля, а в качестве результата измерения принимать полусумму этих значений:

$$f = f_0 + \frac{Q_p}{Q_n} (1 + \alpha) (f_p - f_0). \quad (4)$$

Таким образом, исключается влияние линейного члена  $\kappa H$ . В остальном метод настройки и сличения такой же, как описанный выше.

Изложенную методику настройки молекулярного генератора можно изменить путем подачи переменного поля (синусоидального или меандрами). В этом случае усреднение частоты генератора с «положительным» и «отрицательным» направлениями магнитного поля будет производиться автоматически — счетчиком разностной частоты.

Характеристики молекулярного генератора были получены путем сличения его частоты с частотой эталонного кварцевого генератора, средний суточный ход которого в относительном выражении составляет несколько единиц на  $10^{-11}$ , а его среднеквадратическая вариация того же порядка.

Графики зависимости частоты молекулярного генератора от интенсивности пучка, напряжения на сортирующей системе и величины магнитного поля при использовании шестиполусной конусной системы приведены на рис. 6—8. На рис. 9 для сравнения даны зависимости частоты

молекулярного генератора от напряжения для биспиральной и шести-полюсной сортирующих систем при одинаковых интенсивностях пучка. Из рисунка видно, что характер кривой, так же как и диапазон изменений частоты, не зависит от типа сортирующих систем. Относительный сдвиг по шкале напряжений объясняется различной эффективностью этих систем.

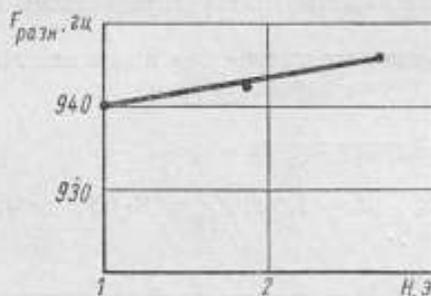


Рис. 8. Зависимость частоты молекулярного генератора от величины магнитного поля, используемого для настройки:

$$N = 3 \cdot 10^{18}; V = 15 \text{ кв.}$$

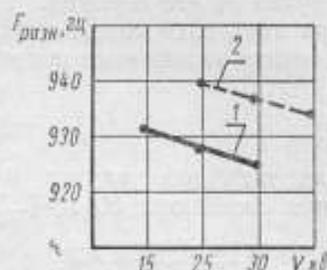


Рис. 9. Зависимость частоты молекулярного генератора от напряжения на полевой конусной сортирующей системе: (1) и на биспиральной (2):

$$N = 4,3 \cdot 10^{18} \text{ мол/сек}; H = 1,76 \text{ э.}$$

На основании проведенных исследований можно оценить погрешность воспроизведения частоты молекулярного генератора на линии аммиака  $J = 3$ ,  $K = 2$ :

$$\sqrt{\delta f^2} = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial N}\right)^2 \Delta N^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial V}\right)^2 \Delta V^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial H}\right)^2 \Delta H^2}, \quad (5)$$

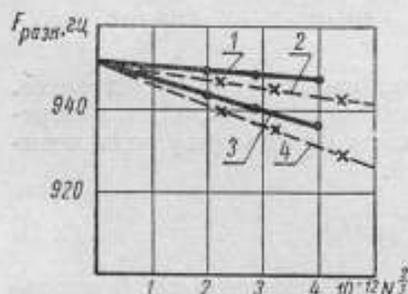


Рис. 10. Зависимость частоты молекулярного генератора от интенсивности пучка  $N^2$ .

где  $N$  — интенсивность пучка;  
 $V$  — напряжение на сортирующей системе;  
 $H$  — величина магнитного поля.

Коэффициент  $\frac{\partial f}{\partial H}$  характеризуется величиной примерно  $2 \text{ гц/э}$ ; в области средних значений напряжений коэффициенты  $\frac{\partial f}{\partial N}$  и  $\frac{\partial f}{\partial V}$  приблизительно равны:  $\frac{\partial f}{\partial N} = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ гц/мол}$  в секунду,  $\frac{\partial f}{\partial V} = 0,75 \text{ гц/кв}$ , и полная погрешность будет:

$$\sqrt{\delta f^2} = \sqrt{2,25 \cdot 10^{-36} \Delta N^2 + 0,5 \Delta V^2 + 4 \Delta H^2}. \quad (6)$$

При 10%-ной точности поддержания параметров  $N = 5 \cdot 10^{18} \text{ мол/сек}$ ,  $V = 20 \text{ кв}$ ,  $H = 1,7 \text{ э}$ , что дает

$$\sqrt{\delta f^2} = 1,3 \text{ гц.}$$

Эта погрешность воспроизведения частоты составляет приблизительно  $5 \cdot 10^{-11}$ .

На рис. 10 приведена зависимость частоты двух молекулярных генераторов от интенсивности пучка  $N^2$  при малых напряжениях на сортирующей системе. Из графика видно, что при уменьшении интенсивности пучка частоты генераторов стремятся к одному значению с погрешностью, не превышающей  $\pm 2$  гц. Следовательно, абсолютное значение частоты линии перехода аммиака  $J = 3, K = 2$ , полученное методом магнитной настройки, воспроизводится независимо от типа сортирующей системы с относительной погрешностью, не превышающей  $10^{-10}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bonanomi J., J. De Prins, J. Herrman et P. Kartaschoff. Helvetica Physica Acta, v 31, № 4, 288, 1958.
2. Shimoda K., Wang T. C., Townes C. H. Phys. Rev., v. 102, p. 1308, 1956.
3. Shimoda K., Kohno J. Journ. Appl. Phys. № 1,5—13, 1962.
4. Басов Н. Г., Никитин В. В., Ораевский А. Н. Радиотехника и электроника, т. 6, вып. 5, стр. 796, 1961.
5. Рамзей Н. Ф. Молекулярные пучки. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1960.

*Статья поступила 26 мая 1965 г.*

### НАСТРОЙКА МОЛЕКУЛЯРНОГО ГЕНЕРАТОРА МЕТОДОМ МАГНИТНОГО УШИРЕНИЯ (ЛИНИЯ $J = 3$ , $K = 3$ N<sup>15</sup>H<sub>3</sub>)

Рассмотрено уширение линии перехода  $J = 3$ ,  $K = 3$  N<sup>15</sup>H<sub>3</sub> в магнитном поле. Рассчитан  $g$ -фактор линии 3.3 и вычислена эффективность настройки молекулярного генератора по магнитному полю.

#### УРАВНЕНИЕ НАСТРОЙКИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГЕНЕРАТОРА

Частота, излучаемая молекулярным генератором, в первом приближении определяется выражением [1]:

$$f = f_0 + \frac{Q_p}{Q_n} (f_p - f_0), \quad (1)$$

где  $f$  — частота генерации;

$f_0$  — частота перехода;

$f_p$  — частота настройки резонатора;

$Q_n$  — эффективная добротность линии перехода;

$Q_p$  — добротность резонатора.

Критерием настройки частоты резонатора на частоту линии перехода (что эквивалентно настройке частоты генерации на частоту линии перехода) может служить неизменность частоты генерации при изменении эффективной добротности линии перехода. Изменять же эффективную добротность (эффективную ширину) линии перехода можно, накладывая на резонатор магнитное поле.

Добротность линии перехода определяется выражением:

$$Q_n = \frac{f_0}{2\Delta f}, \quad (2)$$

где  $2\Delta f = 0,89 \frac{1}{\bar{\tau}}$ , а  $\bar{\tau}$  — среднее время пролета молекул через резонатор.

При наложении на резонатор поперечного магнитного поля (в случае моды TM<sub>010</sub>) линия перехода расщепляется на две компоненты, которые при малых полях являются неразрешенными. Частоты этих компонент

$$f = f_0 + g \frac{\beta_n}{h} \Delta M H,$$

где  $\Delta M = \pm 1$ , т. е.

$$\delta f = 2g \frac{\beta_n}{h} H. \quad (3)$$

В случае неразрешенной сверхтонкой структуры линии перехода каждая из компонент невозмущенной линии перехода расщепляется также:

$$\delta f = 2g_i \frac{\beta_n}{h} H, \quad (4)$$

где  $g_i$  —  $g$ -фактор  $i$ -й компоненты линии перехода;  
 $\beta_n$  — ядерный магнетон.

Результирующую ширину линии, характеризующую отклик двух компонент расщепленной линии на частоту, близкую к частоте перехода, можно найти из векторной схемы, приведенной на рис. 1, где

$$A_i = A_0 \frac{\Delta f}{\sqrt{(\Delta f)^2 + (f - f_i)^2}}, \quad \text{tg } \varphi_i = \frac{f - f_i}{\Delta f},$$

где  $\Delta f$  — ширина каждой компоненты, равная ширине невозмущенной линии;

$A_0$  — отклик компоненты при  $f = f_i$ .

Эффективная ширина линии  $\Delta'f$  при наложении магнитного поля, полученная из расчета по векторной схеме, равна:

$$\Delta'f = \Delta f + \frac{1}{2} \frac{(\delta f)^2}{\Delta f}. \quad (5)$$

В случае сверхтонкой структуры необходимо учесть расщепление всех уровней этой структуры согласно их весу

$$\bar{\Delta f} = \frac{\sum_i I_i \Delta f_i}{\sum_i I_i},$$

т. е.

$$\bar{\Delta f} = \Delta f + \frac{1}{2} \frac{\sum_i I_i (\delta f_i)^2}{\Delta f \sum_i I_i}, \quad (6)$$

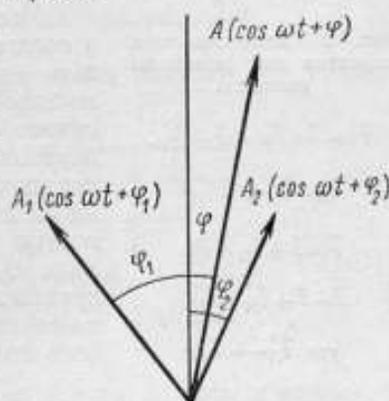


Рис. 1. Схема фазовых соотношений для расщепленной линии перехода.

где  $I_i$  — интенсивность  $i$ -й компоненты.

Из выражений (1), (2) и (6) окончательно следует, что частота генерации

$$f = f_0 + \frac{Q_D}{Q_A} \left[ 1 + 2 \frac{Q_A^2 \sum_i I_i (\delta f_i)^2}{f_0^2 \sum_i I_i} \right] (f_D - f_0). \quad (7)$$

#### СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА ЛИНИИ $J = 3$ , $K = 3$ ИЗОТОПНОГО АММИАКА [2]

Сверхтонкая структура инверсионной линии перехода аммиака обусловлена взаимодействием орбитального момента  $\vec{J}$  со спином ядра азота  $\vec{I}_N$  и суммарным спином трех ядер водорода  $\vec{I}_H$  (рис. 2). При взаимодействии  $\vec{J}$  с  $\vec{I}_N$  и  $\vec{I}_H$  уровни энергии перехода  $J = 3$ ,  $K = 3$  расщепляются на ряд подуровней, определяемых квантовыми числами  $F$  и  $F_1$ . Если учесть, что  $I_{N^{14}} = \frac{1}{2}$ , а общий момент трех протонов  $I_H = \frac{3}{2}$  (при  $K = 3$ ), то легко получить для  $F_1$  значения  $\frac{5}{2}$  и  $\frac{7}{2}$ . При  $F_1 = \frac{5}{2}$   $F$  может принимать значения 1; 2; 3 и 4, а при  $F_1 = \frac{7}{2}$   $F = 2; 3; 4$  и 5. Перейдя, согласно

работе [3], к представлению  $F_1, \alpha$ , где  $\alpha$  является знаком плюс или минус соответственно знаку перед квадратным корнем в решении секулярного уравнения для матрицы гамильтониана взаимодействия, можно найти интенсивности этих компонент [2]:

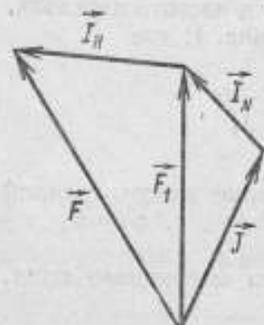


Рис. 2. Схема сложения моментов для молекулы аммиака:

$$\vec{F}_1 = \vec{J} + \vec{I}_N = \vec{F} + \vec{I}'_N$$

$$\text{где } \vec{I}'_N = -\vec{I}_N$$

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}_N + \vec{I}'_N$$

$$\vec{J} = \vec{F} + \vec{I}'_N + \vec{I}_N$$

$$\text{где } \vec{I}'_N = -\vec{I}_N$$

$F_1\alpha = 5 \rightarrow F_1\alpha = 5$	$I = 1,316$
$F_1\alpha = 4 + \rightarrow F_1\alpha = 4 +$	$I = 0,860$
$F_1\alpha = 4 - \rightarrow F_1\alpha = 4 -$	$I = 1,227$
$F_1\alpha = 3 + \rightarrow F_1\alpha = 3 +$	$I = 0,270$
$F_1\alpha = 3 - \rightarrow F_1\alpha = 3 -$	$I = 0,740$
$F_1\alpha = 2 + \rightarrow F_1\alpha = 2 +$	$I = 0,520$
$F_1\alpha = 2 - \rightarrow F_1\alpha = 2 -$	$I = 0,460$
$F_1\alpha = 1 \rightarrow F_1\alpha = 1$	$I = 0,320$

Магнитные спутники сверхтонкой структуры в соответствии с правилами отбора  $\Delta F = 0, \pm 1$ ;  $\alpha = + \rightarrow \alpha = -$  состоят из 15 линий намного меньшей интенсивности, расположенных ниже и симметрично выше относительно основной линии перехода. Частоты ближайших внешних спутников магнитной сверхтонкой структуры отличаются на 32,2 кГц от основной линии перехода и полностью разрешаются при добротности линии перехода  $Q_n = 5 \cdot 10^6$ . В генерации принимает участие группа из 8 линий, совпадающих по частоте, но по-разному ведущих себя при наложении магнитного поля.

#### РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛИНИИ ПЕРЕХОДА В СЛУЧАЕ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

Взаимодействие молекулы аммиака с магнитным полем описывается гамильтонианом [1]

$$\hat{H} = g_{JK}\beta_n \vec{J}\vec{H} + g_{IN}\beta_n \vec{I}_N\vec{H} + g_{IH}\beta_n \vec{I}_H\vec{H} = g_{F_1\alpha}\beta_n \vec{F}_1\vec{H}. \quad (8)$$

Для случая линии  $J = 3, K = 3, g_{JK} = 0,503^{(4)}, g_{IN} = 0,564^{(2)}, g_{IH} = 5,58^{(4)}$ .

Таким образом, каждая из компонент линии перехода при наложении магнитного поля расщепляется на две компоненты, отстоящие от центра линии на

$$\Delta f = \pm g_{F_1\alpha} \frac{\beta_n}{h} H, \quad (9)$$

где  $g_{F_1\alpha}$  можно найти из выражения, следующего из уравнения (8):

$$g_{F_1\alpha} = \frac{g_{JK}}{F(F+1)} \langle F_1\alpha | \vec{J}\vec{F} | F_1\alpha \rangle + \frac{g_{IN}}{F(F+1)} \langle F_1\alpha | \vec{I}_N\vec{F} | F_1\alpha \rangle + \frac{g_{IH}}{F(F+1)} \langle F_1\alpha | \vec{I}_H\vec{F} | F_1\alpha \rangle \quad (10)$$

или, переходя к представлению  $F, F_1$

$$g_{F,\alpha} = \frac{g_{JK}}{F(F+1)} \left\{ a^2 \langle F, F_1 | \vec{J}\vec{F} | F, F_1 \rangle + b^2 \langle F, F_1 | \vec{J}\vec{F} | F, F_1 \rangle + \right. \\ \left. + 2ab \langle F, F_1 | \vec{J}\vec{F} | F, F_1 \rangle \right\} + \frac{g_{IN}}{F(F+1)} \left\{ a^2 \langle F, F_1 | \vec{I}_N \vec{F} | F, F_1 \rangle + \dots \right\} + \\ + \frac{g_{IN}}{F(F+1)} \{ \dots \}. \quad (11)$$

где  $F_1' = \frac{5}{2}$ ,  $F_1 = \frac{7}{2}$ ; значения коэффициентов  $a$  и  $b$  для собственных значений волновых функций приведены в работе [2]. Матричные элементы уравнения (11) легко преобразовать, согласно векторной схеме на рис. 2, к матричным элементам от векторных произведений  $\vec{J}$ ,  $\vec{I}_N$  и  $\vec{I}_H$ , значения которых приведены в работе [3].

Окончательные значения вычисленных таким образом  $g_{F,\alpha}$  приведены в таблице

$\alpha$	$F$				
	1	2	3	4	5
+	-3,174	-2,711	-0,662	+1,698	
-		+1,584	+1,663	+2,175	+1,870

Ниже приведены данные о расщеплении каждой из восьми компонент линии  $J = 3$ ,  $K = 3$  N<sup>15</sup>H<sub>3</sub>:

$F, \alpha$	$\pm 10^3 H \times$
1	2,42
2 +	2,07
2 -	1,21
3 +	0,50
3 -	1,27
4 +	1,30
4 -	1,66
5	1,00

Окончательно для генератора на линии  $J = 3$ ,  $K = 3$  N<sup>15</sup>H<sub>3</sub>:

$$f = f_0 + \frac{Q_p}{Q_n} [1 + 3,65 (10^{-7} Q_n H)^2] (f_p - f_0). \quad (12)$$

## Выводы

Точность настройки молекулярного генератора на центр линии перепада определяется так называемой эффективностью магнитной настройки:

$$\alpha = 3,65 (10^{-7} Q_n H)^2. \quad (13)$$

Экспериментально наблюдаемая величина  $\alpha$  для генератора на линии 3. 3 изотопного аммиака равна примерно 2,5 при  $H \approx 2$  э. Это на порядок выше соответствующего значения  $\alpha$  для генератора на линии 3. 2 N<sup>15</sup>H<sub>3</sub>, на которой максимально достижимое значение  $\alpha \approx 0,25$  [4], что является

несомненным преимуществом линии  $3.3 \text{ N}^{15}\text{N}_3$ . Определенное из выражения (13) значение  $Q_{\text{л}}$  равно  $4,1 \cdot 10^6$ , что хорошо согласуется со значением, полученным по средней продолжительности пролета молекул через резонатор, равным  $4,4 \cdot 10^6$ .

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность Л. М. Пятигорскому, Г. А. Елкину и А. Н. Ораевскому за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ораевский А. Н. Труды ФИАН СССР, XXI, 1963, стр. 3.
2. Морозов В. Н. Дипломная работа. МФТИ, 1961.
3. Hadly G. F. Phys. Rev., 108, 2, 291, 1957.
4. Shimoda K., Journ. Phys. Soc. of Japan, 16, 2270, 2283; 16, 1728, 1961.

*Статья поступила 26 мая 1965 г.*

Г. А. ЕЛКИН, А. Ф. ЩЕРБИНИН,  
Л. П. ЕЛКИНА  
(ВНИИФТРИ)

## ГЕНЕРАТОР НА АТОМАРНОМ ВОДОРОДЕ

Описана конструкция разработанного во ВНИИФТРИ генератора, работающего на атомарном водороде, даны схемы сличения его частоты с частотой эталонного 100-кГц кварцевого генератора. Приведены результаты исследования амплитудных и частотных характеристик водородного генератора и величина погрешности воспроизведения его частоты.

### ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ВОДОРОДНОГО ГЕНЕРАТОРА И ПРИЕМНИКА

В 1960 г. Рамзеем (США) был предложен и выполнен квантовый генератор, работающий на атомарном водороде, в котором удачно использованы методы, разработанные ранее для цезиевых установок, молекулярных генераторов на аммиаке и газовых ячеек с оптической накачкой. Простая структура линии перехода основного состояния атомов водорода и большое время взаимодействия высвечивающихся атомов с высокочастотным полем делает водородный генератор одним из самых перспективных квантовых эталонов частоты.

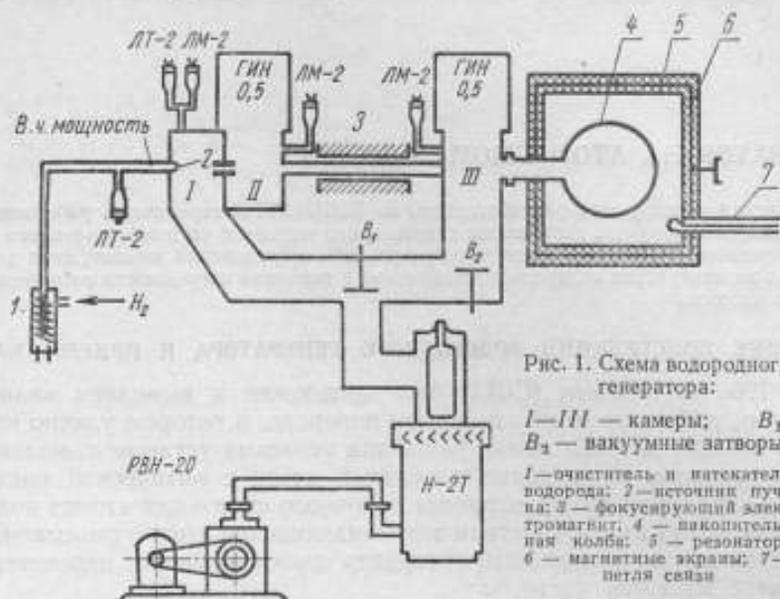
Во ВНИИФТРИ в 1964 г. был создан и запущен генератор на атомарном водороде и предварительно исследованы его характеристики с целью использования его в качестве эталона времени и частоты.

На рис. 1 приведена схема конструкции генератора. Вакуумная система генератора состоит из трех камер. Рабочий вакуум в камере источника (давление  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.) достигается с помощью диффузионного насоса Н-2Т, а в промежуточной камере и в камере колбы ( $\sim 1 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.) — с помощью геттерно-ионных насосов ГИН-0,5. Молекулярный водород поступает в источник через никелевый очиститель, который одновременно является и натекателем. В источнике, выполненном из пирекса, молекулярный водород диссоциирует на атомарный в высокочастотном разряде. Фокусировка и сортировка атомов осуществляются четырех- или шестиполюсным электромагнитом. Конструкция обеспечивает возможность смены электромагнита без нарушения вакуума системы.

Использовались кварцевые колбы диаметром 12 см, покрытые тефлоном (применялась суспензия Ф-4Д). Колбы имели входное отверстие диаметром 2 мм или входной канал длиной 30 мм, диаметром 5 мм. Наличие канала позволяет использовать более интенсивные пучки, а также значительно облегчает покрытие колбы тефлоновой пленкой. Вакуумное уплотнение колбы осуществлялось с помощью резиновой прокладки.

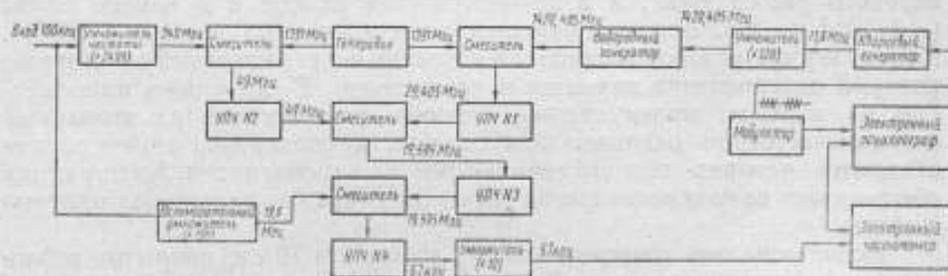
Объемный резонатор генератора (типа волны  $TE_{011}$ ) изготовлен из латуни и покрыт серебром. Внутренние размеры настроенного резонатора с колбой: длина 270 мм, диаметр 270 мм; добротность резонатора без колбы — примерно 50 тыс., а с колбой — около 30 тыс. Грубая настройка на частоту сверхтонкого перехода производится путем изменения длины резонатора — передвижением крышки, а более тонкая — деформацией крышки.

Постоянное магнитное поле создается соленоидом, вплотную намотанным на резонатор по всей его длине. Петля Зеемановской модуляции выполнена в виде двух тонких металлических ленточек с изоляцией, наклеенных на внутреннюю поверхность диаметрально противоположных образующих цилиндра резонатора. Это дает возможность даже при исполь-



зовании латунного резонатора создать в области колбы переменное магнитное поле Зеемановской частоты. Магнитное экранирование осуществлялось двумя экранами из армко-железа.

Для исследования водородного генератора была разработана схема сличения его частоты с частотой 100-кГц эталонного кварцевого генера-



тора, являющаяся приемником сигнала водородного генератора. Высокая стабильность частоты эталонного кварцевого генератора (нестабильность порядка  $1 \cdot 10^{-11}$  за сутки) обеспечивает высокую точность измерения частотных характеристик водородного генератора, что позволяет исследовать их, не изготавливая второй макет.

На рис. 2 показана блок-схема разработанного приемника. В качестве гетеродина использован вспомогательный генератор, настроенный на частоту 1391 МГц. Высокочастотный смеситель представляет гибридное кольцо, выполненное на полосковой линии, с использованием детекторов

Д-405. Для вычитания частоты вспомогательного гетеродина его сигнал подается одновременно на два смесителя: на один из смесителей подается сигнал водородного генератора, а на другой — сигнал частоты эталонного кварцевого генератора, умноженной в 14 400 раз. После предварительного усиления сигналы промежуточных частот сбиваются, и образуется сигнал разностной частоты 19,56 *Мгц* между частотой водородного генератора и умноженной частотой кварцевого генератора. Выходной сигнал образуется после гетеродинирования им частоты эталонного кварцевого генератора, умноженной в 196 раз. Его частота  $F_{\text{вых}}$  определяется из равенства:

$$F_{\text{вых}} = f_{\text{в.г}} - 14\,204 \cdot f_{\text{к.г.}}$$

Для повышения точности измерения разностная частота умножается в 10 раз. Это обеспечивает погрешность единичного измерения частоты при десятисекундном счете счетчиком Ф-519  $\sim \pm 0,01$  *гц*.

Чувствительность разработанного приемника достигает  $10^{-14}$  —  $10^{-17}$  *вт*, в результате чего отношение сигнала к шуму по напряжению на выходе равно  $\sim 50$ — $60$ .

#### ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ГЕНЕРАЦИИ ОТ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Произвести запуск водородного генератора значительно легче при наблюдении стимулированного излучения атомов. Этот метод очень удобен, так как позволяет наблюдать индуцированное излучение задолго до выполнения условия самовозбуждения, что значительно упрощает запуск генератора. После запуска были исследованы его амплитудные характеристики, позволяющие определить запас по различным параметрам для уверенной генерации. Наибольший интерес представляет зависимость амплитуды колебаний от величины магнитного поля в области колбы, позволяющая определять значение наименьшего магнитного поля, при котором еще можно слышать частоту.

На рис. 3 приведена зависимость амплитуды генерации от величины магнитного поля при двух его полярностях. Величину магнитного поля удалось пока уменьшить только до 0,04 э. Амплитуда генерации в этой области уменьшается очень резко. Ее зависимость от направления магнитного поля объясняется величиной и направлением магнитного поля в области между фокусирующим магнитом и колбой.

На рис. 4 дана зависимость амплитуды генерации от величины тока четырехполюсного магнита при различных значениях мощности высокочастотного разряда. Из рисунка видно, что при токе 1 а полюсные накопечники насыщаются (для пермендюра 20 000 э).

На рис. 5 показана зависимость амплитуды генерации от мощности высокочастотного генератора разрядной трубки, причем измерялась не фактическая мощность генерации, а мощность, потребляемая от источника питания.

Зависимость амплитуды генерации от давления в источнике пучка приведена на рис. 6. Генерация наступает при давлении  $p = 0,02$  *мм рт.ст.* (при  $p = 0,2$  *мм* расход водорода составляет  $1 \cdot 10^{18}$  *мол/сек*). Была измерена амплитуда генерации при искусственном ухудшении вакуума в третьей камере. Оказалось, что до достижения давления  $5 \cdot 10^{-6}$  *мм рт.ст.* амплитуда генерации практически не меняется, и лишь при давлении  $1$ — $2 \cdot 10^{-6}$  *мм рт.ст.* она резко уменьшается. Следует отметить, однако, что давление при этих измерениях увеличивалось за счет молекулярного водорода, который является буферным газом для излучаемых атомов.

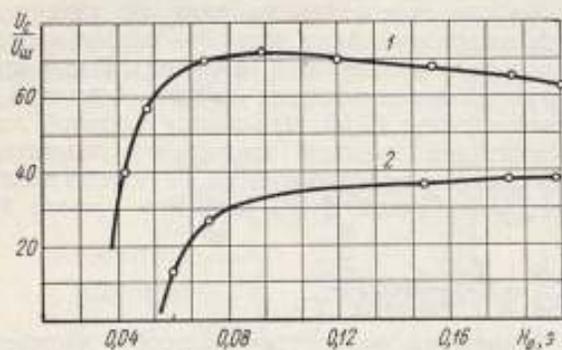


Рис. 3. Зависимость амплитуды генерации от величины постоянного магнитного поля при  $\rho_0 = 0,2$  мм рт. ст.,  $I_{ф.м} = 0,8$  а,  $I_0 U_0 = 65$  вт:  
1 — прямая полярность; 2 — обратная полярность

Рис. 4. Зависимость амплитуды генерации от тока фокусирующего магнита при  $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст.;  $H_0 = 0,065$  э:  
1 —  $U_0 I_0 = 10$  вт; 2 —  $U_0 I_0 = 15$  вт; 3 —  $U_0 I_0 = 67$  вт.

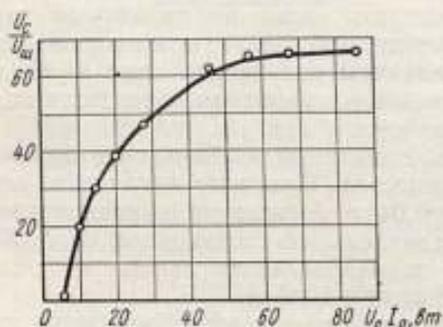
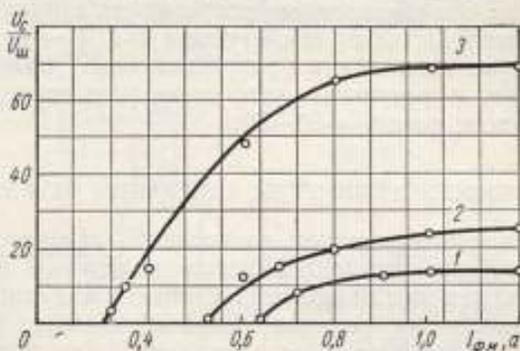
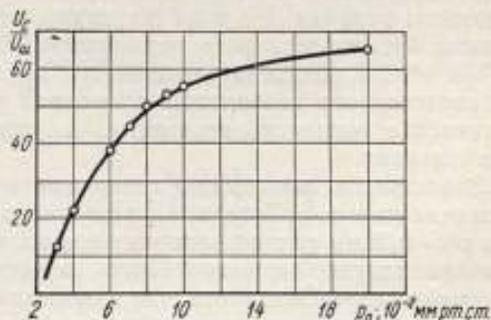


Рис. 5. Зависимость амплитуды генерации от мощности высокочастотного генератора (потребляемой по постоянному току) при  $H_0 = 0,055$  э,  $I_{ф.м} = 0,7$  а,  $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст.

Рис. 6. Зависимость амплитуды генерации от давления в источнике пучка при  $H_0 = 0,075$  э,  $I_{ф.м} = 0,8$  а,  $I_0 U_0 = 80$  вт.



## ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Частота водородного генератора зависит от величины магнитного поля следующим образом:

$$f_{в.г} = f_0 + \alpha H^2,$$

здесь  $\alpha = 2750 \text{ гц/э}^2$ ,

$f_0$  — частота перехода ( $F = 1, m = 0$ )  $\rightarrow$  ( $F = 0, m = 0$ ) атомов водорода.

Для достижения высокой точности определения частоты сверхтонкого перехода необходимо, следовательно, либо значительно снизить величину поля, либо точно его измерить. Как уже отмечалось, уменьшить магнитное поле удалось лишь до 0,04 э.

Величина магнитного поля может быть измерена методом двойного магнитного резонанса. Резонансная частота переходов на соседние Зеемановские подуровни  $F_0$  определяется по уменьшению амплитуды генерации водородного генератора, и среднее значение магнитного поля в области колбы равно:

$$\bar{H} = \frac{1}{\gamma} F_0 = \frac{F_0}{1,4 \cdot 10^6}.$$

Точность измерения магнитного поля этим способом в конечном счете определяется шириной низкочастотного резонанса и стабильностью амплитуды сигнала водородного генератора на выходе приемного устройства. Легко достигается точность  $5 \cdot 10^{-6}$  э.

С целью проверки точности определения сдвига частоты под влиянием магнитного поля измеряли частоту генерации водородного генератора при различных значениях магнитного поля. В этом случае разность между частотой генерации и величиной  $\alpha H^2 = 1,416 \cdot 10^{-6} F^2$  должна оставаться неизменной:

$$f(H) - \alpha H^2 = f_0.$$

Измерения проводили при двух значениях поля:  $F_1 = 70 \text{ кгц}$  и  $F_2 = 120 \text{ кгц}$ . Эти значения совпали с точностью до 0,002 гц (погрешность измерения).

## НАСТРОЙКА РЕЗОНАТОРА НА ЧАСТОТУ ЛИНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Как известно, смещение частоты генерации вследствие затягивания резонатором равно:

$$\frac{f_{в.г} - f_0}{f_0} = \frac{Q_{рез}}{Q_{лин}} \frac{f_{рез} - f_0}{f_0}.$$

Для водородного генератора  $Q_{рез} \approx 3 \cdot 10^4$ ;  $Q_{лин} \approx (1-5) \cdot 10^9$ , т. е. чтобы частота водородного генератора  $f_{в.г}$  отличалась от частоты центра линии  $f_0$  не более чем на  $1 \cdot 10^{-12} \frac{f_{в.г} - f_0}{f_0}$ , необходимо настроить частоту резонатора на центр линии с точностью  $5 \cdot 10^{-8}$ .

Было исследовано два метода настройки частоты резонатора: по амплитуде генерации водородного генератора и с помощью модуляции добротности линии.

В первом случае используется зависимость амплитуды генерации от расстройки резонатора. Частота центра линии определяется по измерениям частоты на выходе приемника при расстройке резонатора на один уровень справа и слева от центра резонансной линии.

Погрешность настройки частоты водородного генератора ограничивается нестабильностью коэффициента усиления приемника, шумом приемника, а также погрешностью измерения разностной частоты. При пяти-десятикратных перестройках резонатора эта погрешность составляет  $0,002 \text{ гц}$  ( $1,5 \cdot 10^{-12}$ ).

Резонатор можно настраивать путем модуляции добротности линии. В случае водородного генератора нет эффективных способов изменения добротности линии. Наиболее перспективным при этом, по-видимому, является метод двойного магнитного резонанса. Действительно, при воздействии на высвечивающиеся в колбе атомы водорода переменного поля с частотой Зеемановских переходов атомы переходят на Зеемановские подуровни, т. е. уменьшается средняя продолжительность их взаимодействия с высокочастотным полем. При исследовании этого метода погрешность настройки частоты водородного генератора составила несколько единиц двенадцатого знака.

Для исследования сходимости значений частоты водородного генератора при настройках резонатора двумя описанными выше методами его несколько раз сличали с кварцевым генератором. Сходимость частот получилась очень высокой и определялась нестабильностью применяемого опорного кварцевого генератора, в нашем случае она достигала  $4 \cdot 10^{-12}$ .

#### ВОСПРОИЗВОДИМОСТЬ ЧАСТОТЫ ВОДОРОДНОГО ГЕНЕРАТОРА

Основными параметрами, влияющими на воспроизводимость частоты водородного генератора, являются: магнитное поле в области колбы, расстройка резонатора от центра линии, эффект Доплера второго порядка, столкновения атомов между собой, с молекулами остаточных газов и со стенками колбы.

Влияние первых двух факторов уже было рассмотрено. Сдвиг частоты из-за эффекта Доплера второго порядка зависит лишь от скорости движения атомов внутри колбы и может быть легко учтен путем измерения температуры колбы. При комнатной температуре он составляет  $3,5 \cdot 10^{-11}$  и определяется с погрешностью  $3,5 \cdot 10^{-13}$  при измерении температуры с погрешностью до  $3^\circ \text{C}$ .

Было исследовано влияние столкновений атомов между собой, а также с молекулярным водородом. С этой целью измеряли частоту водородного генератора в зависимости от давления в источнике пучка, а также в зависимости от вакуума в третьей камере, который определяется парциальным давлением молекулярного водорода. Увеличение интенсивности пучка с  $0,5 \cdot 10^{16}$  до  $1 \cdot 10^{16}$  мол/сек приводит к снижению частоты водородного генератора на  $0,0016$  гц, а увеличение давления в третьей камере с  $5 \times 10^{-6}$  до  $1,2 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. — к изменению его частоты не более чем на  $0,0042$  гц.

Предварительно было исследовано влияние покрытия колбы на смещение частоты водородного генератора. Для этого на протяжении довольно длительного времени частоту этого генератора сличали с частотой эталонного кварцевого генератора, который, в свою очередь, одновременно сличали с частотой молекулярного генератора на линии  $J = 3$ ,  $K = 2$  обычного аммиака. На протяжении этого времени пять раз колбы в генераторе заменяли вновь покрытыми, причем технология покрытия колб каждый раз была различной.

Анализ результатов этих сличений показывает, что с погрешностью  $\pm 2 \cdot 10^{-11}$  замена колб не приводит к сдвигу частоты. Это дает основание считать, что сдвиг частоты, вызванный ударами о стенки колбы, составляет несколько единиц  $10^{-11}$ .

Таким образом, воспроизводимость частоты водородного генератора определяется только двумя параметрами: величиной допустимого магнитного поля в области колбы и настройкой резонатора. Влиянием вакуума в колбе (при давлении  $5 \cdot 10^{-7}$ ), а также соударениями атомов между собой (при количестве влетающих в колбу атомов  $10^{13}$  ат/сек) можно пренебречь.

Статья поступила 26 мая 1965 г.

Н. Д. ЖЕСТКОВА,  
Г. Г. РАХИМОВ  
(ВНИИФТРИ)

### ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ, РАБОТАЮЩИХ НА ЛИНИИ $J = 3$ , $K = 3N^{15}H_3$

Приведены результаты исследования молекулярных генераторов на линии  $J = 3$ ,  $K = 3 N^{15}H_3$ , разработанных во ВНИИФТРИ в 1963 г. Даны зависимости частоты от параметров генерации при настройке молекулярного генератора на центр линии методом магнитного ушрения. Приведены результаты сличений двух молекулярных генераторов с эталонным 100-кГц кварцевым генератором с декабря 1963 г. по ноябрь 1964 г. с погрешностью воспроизведения частоты каждым молекулярным генератором  $\sim 1 \cdot 10^{-11}$ . Описана система рекуперации изотопного аммиака.

В настоящее время Государственная служба времени и частоты СССР базируется на молекулярных генераторах, работающих на линии  $J = 3$ ,  $K = 2 N^{14}H_3$ . По сравнению с ранее использовавшимися генераторами на линии  $J = 3$ ,  $K = 3 N^{14}H_3$  генераторы на линии  $3-2 N^{14}H_3$  благодаря более простой структуре спектра этой линии обладают гораздо меньшими параметрическими зависимостями. Воспроизводимость их частоты лучше  $1 \cdot 10^{-10}$  \*.

Разработанные в 1963 г. молекулярные генераторы на линии  $J = 3$ ,  $K = 3 N^{15}H_3$  сочетают в себе все достоинства генераторов, работающих на обычном аммиаке: линия  $3-3 N^{15}H_3$  так же интенсивна, как линия  $3-3 N^{14}H_3$ , и так же, как линия  $3-2 N^{14}H_3$ , не имеет квадрупольной сверхтонкой структуры спектра.

Конструкция молекулярных генераторов на линии  $3-3 N^{15}H_3$  аналогична конструкции молекулярных генераторов на линии  $3-3 N^{14}H_3$ . В отличие от последних в них предусмотрена возможность более точной юстировки пучков молекул аммиака (сделаны отдельные вводы источников пучка в камеру генератора, сортирующие системы можно передвигать по оси пучка и в плоскости, перпендикулярной ей).

Основной особенностью конструкции разработанных молекулярных генераторов является наличие системы рекуперации отработанного аммиака, схема которой показана на рис. 1. Система работает следующим образом.

В сосуд, в котором находится аммиачный баллон, заливают жидкий азот. После охлаждения баллона до температуры жидкого азота открывают оба запорных крана, и аммиак, находящийся в расширительной сифонной камере, переходит обратно в баллон. Камера генератора с помощью высоковакуумного затвора отсекается от вакуумной системы, и при этом открывается рекуперационный кран. Из главной ловушки генератора выливается жидкий азот, и по мере прогрева ловушки и присоединенного к ней экрана аммиак отмораживается и перекачивается в баллон.

\* См. статью настоящего сборника Г. А. Елкина, В. С. Казачка, Г. Г. Рахимова и А. Ф. Щербинина (стр. 46).

Удобство такой системы рекуперации заключается в том, что для заливки в баллон требуется небольшое количество аммиака (около полуграмма). Длительная эксплуатация показала надежность этой системы.

Частоту молекулярного генератора настраивают на центр линии излучения методом магнитного уширения линии. Методика настройки и измерение разностной частоты между частотой настроенного молекулярного

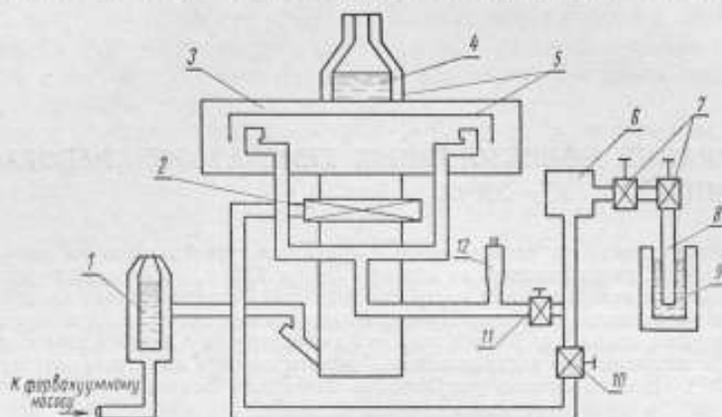


Рис. 1. Схема рекуперации изотопного аммиака:

1, 4, 9 — жидкий азот; 2 — высоковакуумный затвор; 3 — камера молекулярного генератора; 5 — вымораживающая ловушка; 6 — расширительная камера; 7 — запорные краны; 8 — аммиак; 10 — край рекуперации; 11 — индикатор; 12 — манометрическая лампа.

генератора и умноженной до его частоты частотой 100-кГц эталонного кварцевого генератора описана в предыдущих статьях\*.

Точность настройки молекулярного генератора определяется величиной эффективности магнитной настройки  $\alpha$ . Чем больше  $\alpha$ , тем выше точность настройки.

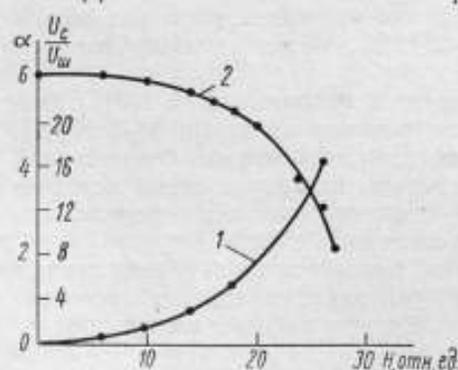


Рис. 2. Зависимость эффективности магнитной настройки (1) и амплитуды генерации (2) от величины магнитного поля.

При  $\alpha = 4$  точность настройки в пять раз выше, чем при  $\alpha = 0,25$ .

Основные характеристики молекулярных генераторов были определены путем сличения их частот с частотой эталонного кварцевого 100-кГц генератора, средний суточный ход которого около  $1 \cdot 10^{-11}$  со среднеквадратической погрешностью того же порядка.

\* Сборник трудов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР, вып. № 77 (137), стр. 67, 1965.

Частотные характеристики измерялись на сортирующих системах двух типов: кольцевой конусной и шестиполусной ножевой конусной. Смена сортирующих систем не приводит ни к изменению характера зависимостей, ни к изменению частоты, воспроизводимой молекулярным генератором.

Многочисленные измерения зависимостей частоты молекулярных генераторов на линии  $J = 3, K = 3 \text{ N}^{15}\text{N}_3$  от параметров генерации показали следующее.

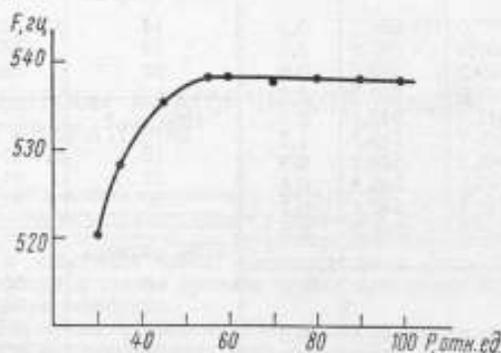


Рис. 3. Зависимость частоты молекулярных генераторов от давления в пучке.

1. Частота молекулярного генератора в широкой области давлений не зависит от интенсивности пучка. Эта область давлений является рабочей. Зависимость частоты молекулярного генератора от интенсивности пучка появляется лишь в области высоких давлений.

2. Частота молекулярного генератора в рабочей области давлений в пределах погрешности измерений не зависит от напряжения на сортирующей системе. В области высоких давлений появляется небольшая зависимость частоты молекулярного генератора от напряжения ( $\sim 2 \text{ гц/кв}$ ).

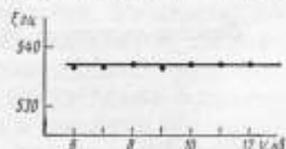


Рис. 4. Зависимость частоты молекулярного генератора от напряжения на сортирующей системе.

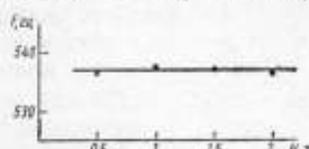


Рис. 5. Зависимость частоты молекулярного генератора от величины магнитного поля.

3. Частота молекулярного генератора в рабочей области давлений в пределах погрешности измерения не зависит от магнитного поля настройки. В области высоких давлений появляется небольшая зависимость частоты молекулярного генератора от магнитного поля, которая составляет  $\sim 2 \text{ гц/э}$ .

Графики зависимости частоты от параметров генерации представлены на рис. 3—5.

Таким образом, погрешность воспроизведения частоты молекулярного генератора, определяемая зависимостями от его параметров в рабочей области давлений, лежит за пределами точности измерений.

В таблице приведены результаты сличений двух молекулярных генераторов с эталонным 100-кГц кварцевым генератором. Определенная по этим результатам погрешность воспроизведения частоты каждым молекулярным генератором равна  $1 \cdot 10^{-11}$ .

Дата	$F_{m, r1}, \text{руб.}$	$F_{m, r2}, \text{руб.}$	$F_{m, r1} - F_{m, r2}$	Дата	$F_{m, r1}, \text{руб.}$	$F_{m, r2}, \text{руб.}$	$F_{m, r1} - F_{m, r2}$
1963, декабрь				1964, февраль			
17	179 537,0	179 536,7	0,3	14	179 582,6	179 582,4	0,2
18	537,9	537,2	0,7	18	587,4	587,0	0,4
19	539,3	538,7	0,6	24	588,0	588,5	-0,5
21	541,0	540,2	0,8	1964, май			
24	542,4	542,1	0,3	19	177 914,8	177 914,7	0,1
25	545,2	543,7	1,5	21	914,2	914,2	0,0
26	545,1	544,2	0,9	29	919,6	920,0	-0,4
27	546,1	545,8	0,3	1964, октябрь			
28	547,9	547,2	0,7	8	961,5	961,4	0,1
29	550,1	549,5	0,6	12	963,8	963,3	0,5
1964, январь				14	963,3	963,3	0,0
2	554,2	553,3	0,9	15	963,3	963,1	0,2
3	555,7	554,7	1,0	16	963,1	963,0	0,1
4	555,8	555,1	0,7	19	963,5	963,2	0,3
7	555,4	554,7	0,7	21	963,1	963,0	0,1
8	555,1	554,9	0,2	22	963,2	963,1	0,1
9	556,8	556,9	-0,1	23	963,2	963,1	0,1
10	558,6	558,1	0,5	1964, ноябрь			
11	559,9	560,0	-0,1	3	966,9	966,6	0,3
13	562,4	562,1	0,3	16	969,4	969,8	-0,4
14	564,0	563,6	0,4	18	970,0	—	—
15	564,3	564,2	0,1	20	971,5	971,5	0,0
24	566,6	566,3	0,3	28	971,5	971,4	0,1
30	569,3	569,4	-0,1				

Статья поступила 26 мая 1965 г.

А. А. СОКОВА,  
Г. М. СТРАХОВСКИЙ  
(ВНИИФТРИ)

## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Все явления, происходящие в квантовых генераторах, рассматриваются как процессы перехода из неравновесного состояния в равновесное, т. е. как процессы релаксации, вызванные воздействием внешних сил (градиента давления, неоднородных постоянных электрических и магнитных полей, высокочастотных электрических и магнитных полей). Для молекул и атомов принята модель классической системы (осциллятора или просто упругого шарика).

Исходя из классических уравнений Гамильтона и теоремы Лиувилля, получена система уравнений для газовых квантовых генераторов. Эти уравнения в упрощенном виде с точностью до постоянных величин совпадают с теми, которые получаются из уравнения Шредингера для одной частицы, решенного методом теории возмущений. Показано, что все основные свойства квантовых генераторов могут быть с достаточной точностью выведены из чисто классической модели без применения законов квантовой механики.

Кинетический подход к явлениям, происходящим в квантовых генераторах, дает единый метод рассмотрения свойств источника частиц сортирующей системы и процесса генерации.

При теоретическом исследовании работы излучающих или поглощающих систем квантовых генераторов можно рассматривать различные модели для атомов и поля. Поле излучения может рассматриваться либо как классическое электромагнитное поле, описываемое классическими уравнениями Максвелла, либо как совокупность квантовых частиц — фотонов, подчиняющихся законам квантовой электродинамики. Молекулы или атомы могут также рассматриваться как классические осцилляторы, для которых справедливо уравнение Гамильтона и применима теорема Лиувилля, или как квантовые частицы, описываемые уравнением Шредингера или уравнением для матрицы плотности. Следовательно, в принципе, можно построить чисто классическую, полуклассическую или квантовую теорию квантовых генераторов.

Рассматривая атомы или молекулы, а также электромагнитное поле чисто классически, можно построить классическую теорию квантовых генераторов. Как это будет показано ниже, такая теория позволяет достаточно наглядно и просто описать наблюдаемые явления, не прибегая к квантовой теории.

В настоящей работе предполагается показать, что классическая теория позволяет объяснить как качественно, так и количественно все основные эффекты, характерные для квантовых генераторов. Причем будет показано, что для молекулярного генератора, работающего на аммиаке, можно получить известные уравнения молекулярного генератора [1—4]. Однако выведенные соотношения применимы для более широкого класса квантовых систем; они могут также применяться для исследования многоуровневых и многомодных систем (газовые ячейки и лазеры), а также позволяют учесть влияние технических недостатков молекулярного генератора на его стабильность. Более того, можно учесть некоторые флук-

туационные явления, хотя в этом отношении классическая теория несколько ограничена.

Из классической теории излучения [5, 6] следует, что соответствие между классической и квантовой теориями очень велико, в частности чисто классическая система при определенных условиях может не только поглощать, но и усиливать радиацию [7, 8].

В классической теории молекула отождествляется с осциллятором. В общем случае под осциллятором понимается любая система, которая может излучать или поглощать электромагнитные волны: например, осциллятор гармонический или ангармонический, ротатор и т. д. Для каждого из этих осцилляторов справедливо уравнение движения Гамильтона. Кроме того, так как мы имеем совокупность таких осцилляторов, то соответствующие статистические их свойства вытекают из теоремы Лиувилля.

#### ОБЩАЯ МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Классическая теория квантовых генераторов основана на предположении, что атомы или молекулы могут рассматриваться как классические объекты, для которых справедливы законы классической механики. Функция Гамильтона системы, состоящей из таких атомов или молекул, может быть записана в виде:

$$H = \sum_n H_{n_{\text{внутр}}} + \sum_n H_{n_{\text{внешн}}}, \quad (1)$$

где  $H_{n_{\text{внутр}}}$  — внутренняя энергия  $n$ -й частицы, а  $H_{n_{\text{внешн}}}$  — ее внешняя энергия.

Если предположить, что атомы или молекулы могут рассматриваться как осцилляторы, функция Гамильтона, соответствующая внутренней энергии, может быть записана в виде:

$$H_{\text{внутр}} = \sum_n \left[ \frac{p_n^2}{2m} + v(r_n) \right] = H_{\text{осц}}, \quad (2)$$

где  $m$  — масса частицы.

Если эти осцилляторы взаимодействуют с внешними полями, то

$$H_{\text{внутр}} = H_{\text{осц}} + H_{\text{вз}}^{(1)} + H_{\text{вз}}^{(2)}, \quad (3)$$

где  $H_{\text{вз}}^{(1)}$  — функция Гамильтона внутреннего взаимодействия частиц между собой;

$H_{\text{вз}}^{(2)}$  — взаимодействие с внешним полем

Функция Гамильтона может быть записана в общем виде:

$$H = \frac{1}{2m} \sum_n p_n^2 + \Phi + \Omega + \Psi. \quad (4)$$

$\Phi$  является функцией Гамильтона взаимодействия частиц между собой, причем взаимодействие между двумя любыми частицами предполагается не зависимым от наличия других частиц, тогда полная потенциальная энергия взаимодействия будет равна сумме потенциальных энергий всех пар:

$$\Phi = \sum_{i>j} \sum_{l=1}^{n-1} \chi_{il}, \quad (5)$$

Индексы  $i$  и  $j$  относятся к отдельным частицам. Функция  $\Omega$  характеризует взаимодействие частиц со стенками сосуда, в котором они находятся; эта функция чрезвычайно мала вдали от стенок и очень велика вблизи от них.

Наконец, функция  $\Psi$  характеризует взаимодействие частиц с постоянными внешними электрическими или магнитными полями.

Совместное движение этих классических частиц определяется, как известно, уравнением движения Гамильтона:

$$\frac{\partial r_j}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial P_j}, \quad \frac{dP_j}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial r_j}, \quad (6)$$

где  $t$  — время.

Для изучения совместного движения  $N$  молекул необходимо решить  $2N$  уравнений.

Пусть теперь  $f^N(1, 2, 3, \dots, N, t)$  — зависящая от времени функция распределения в фазовом пространстве  $2N$  векторных переменных  $\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N, \vec{P}_1, \dots, \vec{P}_N$ . С учетом теоремы Лиувилля и уравнений Гамильтона можно записать:

$$-\frac{\partial f^N}{\partial t} = \sum_j \left[ \frac{\partial f^N}{\partial r_j} \frac{P_j}{m} - \frac{\partial f^N}{\partial P_j} \frac{\partial H}{\partial r_j} \right], \quad (7)$$

Это уравнение не может быть решено однозначно в общем виде, поэтому для его решения необходимо сделать дополнительные предположения и ограничения.

При исследовании свойств источника и фокусирующе-сортирующей систем квантовых генераторов можно предположить, что плотность в системе достаточно низкая, и две частицы лишь очень редко сближаются до таких расстояний, при которых силы их взаимодействия достигают заметной величины; взаимодействие трех или более частиц настолько редки, что ими можно пренебречь. Тогда уравнение Лиувилля (7) принимает вид классического кинетического уравнения Больцмана, которое будет использовано в дальнейшем.

Наоборот, в резонаторах квантовых генераторов в связи с тем, что частицы взаимодействуют между собой через поле излучения, они все время остаются в пределах поля сил взаимодействия со своими соседями. С другой стороны, среднее изменение энергии в единицу времени при этом невелико по сравнению с абсолютным значением энергии. Поэтому движение частиц можно рассматривать как случайный процесс, а уравнение Лиувилля превращается в этом случае в уравнение Фоккера—Планка, используемое ниже для получения системы уравнений квантовых генераторов.

#### ИСТОЧНИК

Для нормальной работы квантовых генераторов на пучках необходимо получить достаточно интенсивный пучок частиц, в частности в молекулярном генераторе необходимо, чтобы скорость молекул достигала  $10^{10}$  в секунду, давление было несколько десятых миллиметра, а средняя длина свободного пробега — порядка  $10^{-2}$  см. Таким образом, размеры выходного отверстия источника больше длины свободного пробега или сравнимы с ней. Для более эффективного использования молекул, вылетевших из источника, а следовательно, и для облегчения вакуумной системы, пучок должен быть достаточно узким. С этой целью Рамзей [9] предложил «сетку», состоящую из большого числа тонких трубок. Ниже будут кратко изложены основные свойства такой сетки, исходя из уравнения Больцмана.

По кинетической теории газов предполагается, что их физические свойства существенно зависят от движения молекул и не зависят от их внутренней структуры. При рассмотрении столкновений молекул не учитываются явления, связанные с внутренней структурой молекул, поэтому

примем следующую модель для молекулы: абсолютно упругий шар; силы, возникающие при столкновении, являются силами, вызванными ударом.

Рассмотрим источник, состоящий из большого числа тонких трубок. Длина этих трубок больше длины свободного пробега, а их диаметр примерно равен длине свободного пробега. В этой области давлений теория сильно разреженных газов, развитая Кнудсеном, уже не справедлива, однако давления еще недостаточны для гидродинамического рассмотрения.

Как известно из кинетической теории газов, уравнение Лиувилля (7) переходит в уравнение Больцмана [10]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \alpha \operatorname{grad}_v f + v \operatorname{grad}_r f = -\frac{f - f_0}{\tau_c}. \quad (8)$$

Здесь  $f_0$  — функция распределения частиц при тепловом равновесии,  $\alpha$  — обозначает ускорения  $\frac{dv}{dt}$ , т. е.  $\frac{\partial \Omega}{\partial r}$ , вызванные всеми потенциалами, действующими на частицы, кроме  $\Phi$ . Член столкновений частиц между собой записан здесь приближенно в виде  $\frac{f - f_0}{\tau_c}$ , где  $\tau_c(\vec{r}, \vec{v})$  — время релаксации.

Рассмотрим характер истечения частиц через трубку, в которой имеется градиент давления, причем диаметр  $2R$  трубки равен примерно длине свободного пробега  $\lambda$ . Таким образом, столкновения со стенками трубки и столкновения частиц между собой внутри трубки должны рассматриваться совместно, т. е. следует ввести величину  $\alpha(r) = -\frac{\partial \Omega}{\partial r}$ . Ограничимся рассмотрением стационарного состояния системы, т. е. положим  $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$ . Далее предположим, что изменения функции распределения незначительны; в этом приближении уравнение (8) примет вид:

$$f = f_0 - \tau_c \left[ \alpha(r) \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \frac{d\epsilon}{dv_r} + v_x \frac{\partial f_0}{\partial n} \frac{dn}{dx} \right], \quad (9)$$

где  $n$  — плотность; предполагается, что градиент давлений направлен вдоль оси трубки. Для  $f_0$  принято распределение Максвелла:

$$f_0 = n \left( \frac{m}{2\pi T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2T}}, \quad (10)$$

где  $v$  — абсолютная величина скорости, причем для  $f_0$  имеются соотношения:

$$\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} = -\frac{1}{T} f_0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial f_0}{\partial n} = \frac{1}{n} f_0. \quad (11)$$

кинетическая энергия частицы равна  $\epsilon = \frac{1}{2} m v^2$ . Таким образом  $\frac{d\epsilon}{dv_r} = \frac{v_r}{m}$ , при выводе уравнения (9), положим  $\frac{\partial f_0}{\partial x} = 0$ .

Как известно, если в газе, находящемся в неравновесном состоянии, имеются градиенты величин, характеризующих макроскопические физические свойства системы (в квантовых эталонах — это градиент давления концентрации в источнике, градиент температуры вблизи ловушек, градиент электрического поля в сортирующей системе), то они являются причиной молекулярного переноса в газе массы  $m$ , импульса  $mv$  и кинетической энергии  $\frac{1}{2} m v^2$ . Характеристиками газа при наличии градиентов

могут служить векторы потока упомянутых выше величин. Вектор плотности потока массы будет:

$$J = m \int \vec{v} d\vec{v} = m \int f_0 \left[ 1 + \frac{\tau_c}{T} \frac{\int_0^R \alpha(r) dr}{R} \right] m v_r - \left. - \frac{\tau_c}{n} \frac{dn}{dx} v_x \right] \vec{v} d\vec{v} = m \frac{\tau_c}{T} \frac{\int_0^R \alpha(r) dr}{R} m v_r^2 \vec{v}_r - m \tau_c \frac{dn}{dx} v_x^2 \vec{v}_x. \quad (12)$$

Средние значения здесь взяты для распределения Максвелла. Итак, поток массы в направлении оси трубки обусловлен градиентом давления, а в направлении радиуса трубки — наличием стенок\*.

Можно также вычислить вектор потока импульса:

$$\left. \begin{aligned} P_x &= m \int v_x v f dv = -m \tau_c \frac{dn}{dx} v_x^2 \vec{v}_x \\ P_r &= m \int v_r v f dv = m \frac{\tau_c}{T} \frac{\int_0^R \alpha(r) dr}{R} m v_r^2 \vec{v}_r \end{aligned} \right\}. \quad (13)$$

Отметим еще, что число молекул в единице объема, скорость которых лежит между  $v$  и  $v + dv$ , при распределении Максвелла равно:

$$dn_v = 4\pi n \left( \frac{m}{2\pi T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2T}} v^2 dv. \quad (14)$$

Выражение (14) также часто называется распределением Максвелла.

Если молекулы движутся в направлении оси  $x$  со скоростью  $v_x$ , то число молекул в единице объема равно  $n v_x$ , и распределение (14) принимает вид:

$$dn_v = 4\pi n \left( \frac{m}{2\pi T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2T}} v^2 v_x dv. \quad (15)$$

Если  $v_x = v$ , то получается распределение, выведенное Рамзеем [9], справедливое лишь для системы молекул, движущихся параллельно друг другу.

#### СОРТИРУЮЩАЯ СИСТЕМА

Наличие постоянного электрического или магнитного поля влияет как на внутреннюю, так и на внешнюю энергию атомов или молекул. Рассматривая частицы как осцилляторы, мы им приписываем некоторый дипольный момент. Если осцилляторы симметричны, то среднее значение этого дипольного момента равно нулю. Однако если постоянное поле неоднородно, то движение осциллятора становится несимметричным и появляется постоянный дипольный момент, значение которого зависит от энергии осциллятора. Если осцилляторы распределены по энергиям в некотором интервале  $\delta W$ , то соответственно дипольные моменты тоже распределены в некотором интервале  $\delta y$ . Например, сила, действующая на дипольный момент в электрическом поле  $E$ , равна:

$$\vec{F} = -\text{grad } E = \text{grad } \gamma E. \quad (16)$$

\* При вычислении мы вынесем  $\tau_c$  за знак суммы, предполагая, что  $\tau_c$  не зависит от  $\vec{v}$ , но это ограничение непринципально.

Обозначим через  $\Delta W$  изменение энергии частиц, вызываемое наличием неоднородного электрического поля. До прохождения через внешнее поле энергия частицы была  $W$ ; чем больше  $W$ , тем вероятнее ее попадание в области фокусировки (рис. 1), так как сила, действующая на нее, больше. Иначе говоря, кривая Больцмановского распределения имеет наклон, который будет характеризовать свойства сортирующей системы. Разложим функцию  $f_0(W - \Delta W)$  в ряд, сохраняя лишь члены с первой степенью  $\Delta W$ :

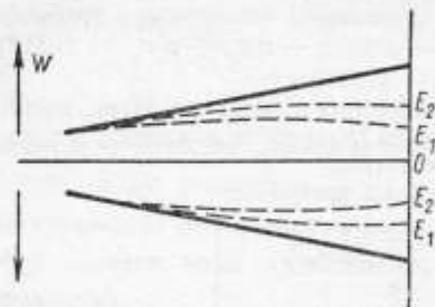


Рис. 1. Изменение функции распределения частиц в сортирующей системе.

$$f_0(W - \Delta W) = f_0(W) - \Delta W \times \left( \frac{df_0}{dW} \right), \quad (17)$$

$f_0(W)$  — начальное распределение по энергиям, которое мы предполагаем Больцмановским.

Далее:

$$\Delta W = \gamma(E) \int_{t_1}^{t_2} \text{grad } E \vec{v}(s) ds, \quad (18)$$

где  $E$  — приложенное электрическое поле;  
 $t_1$  и  $t_2$  — соответственно моменты влета в поле и вылета из него.

Величина  $\Delta W$  может являться характеристикой сортирующей системы, так как она показывает, насколько изменилось естественное распределение  $f_0(W)$ , т. е. насколько увеличилась естественная крутизна  $\frac{df_0}{dW}$ .

Итак, при статистическом рассмотрении процесс сортировки сводится к изменению естественного Больцмановского распределения по энергиям за счет взаимодействия частиц с постоянным неоднородным электрическим или магнитным полем.

При расчете числа отсортированных молекул следует ввести множитель  $\frac{1}{\tau_c} \exp\left(-\frac{t_1 - t_2}{\tau_c}\right)$ , равный вероятности того, что частица, рассеянная в момент  $t_1$ , не будет претерпевать рассеяния до момента времени  $t_2$ .

Отметим еще, что статистический подход несколько отличается от квантового. Здесь понятие верхнего и нижнего уровней утрачивает свой смысл, так как исследуется суммарный эффект.

#### УРАВНЕНИЕ ГАМИЛЬТОНА ДЛЯ СИСТЕМЫ КЛАССИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ ИЛИ АТОМОВ

Рассмотрим систему, состоящую из поля излучения и молекул (диполи). Функция Гамильтона этой системы при отсутствии потерь в резонаторе и затягивания может быть записана в виде:

$$H = H_{\text{осц}} + H_{\text{п}} + H_{\text{вз}}, \quad (19)$$

где  $H_{\text{осц}}$ ,  $H_{\text{п}}$  и  $H_{\text{вз}}$  — функции Гамильтона системы молекул, поля и взаимодействия соответственно.

Функция Гамильтона системы молекул при отсутствии взаимодействия с полем может быть записана в виде:

$$H_{\text{осц}} = \sum_n H_{n\text{осц}} = \sum_n \left[ \frac{P_n^2}{2m} + v(r_n) \right], \quad (20)$$

где  $P_n$  — импульс,  $m$  — масса и  $v(r_n)$  — потенциальная энергия молекулы-осциллятора.

Здесь мы ограничимся дипольным приближением, т. е. предполагаем, что размеры осциллятора гораздо меньше излучаемой волны.

Функция Гамильтона поля излучения, записанная в канонической форме [6, 8], в кулоновской калибровке будет

$$H_n = \sum_{\mu} H_{\mu} = \frac{1}{2} \sum_{\mu} (P_{\mu}^2 + \omega_{\mu}^2 Q_{\mu}^2), \quad (21)$$

где  $P_{\mu}$ ,  $Q_{\mu}$  — «канонически сопряженные» переменные поля. Векторный потенциал  $A$  и напряженность электрического поля  $E$  определяются через  $P_{\mu}$  и  $Q_{\mu}$  следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \vec{A}(\vec{r}, t) &= \sum_{\mu} Q_{\mu}(t) A_{\mu}(\vec{r}) \\ \vec{E}(\vec{r}, t) &= -\frac{1}{c} \dot{\vec{A}}(\vec{r}, t) = -\sum_{\mu} \dot{Q}_{\mu} A_{\mu} = -\frac{1}{c} \sum_{\mu} P_{\mu} A_{\mu} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

где  $A_{\mu}$  зависит только от пространственных координат, а  $Q_{\mu}$  — от времени. Молекулы имеют дипольный момент  $\gamma_n$ ; функцию Гамильтона взаимодействия молекул с полем излучения можно записать в виде:

$$H_{na} = -\frac{1}{c} \sum_{\mu} \gamma_n \dot{Q}_{\mu} A_{\mu} \approx -\frac{1}{c} \sum_{\mu} \dot{\gamma}_n Q_{\mu} A_{\mu} \approx \frac{e}{c} \sum_{\mu} P_{\mu} Q_{\mu} A_{\mu}. \quad (23)$$

Можно показать, что эти два выражения для монохроматического излучения эквивалентны при наличии сильной связи молекул с полем [11]. Можно теперь положить  $\gamma_n = er_n$ , что вполне оправдано, так как, например, для молекулы аммиака:

$$r_n^{\max} \approx 1 \text{ \AA}, \text{ а } \gamma_n \approx 10^{-18} \text{ ues cgs.}$$

Запишем теперь уравнения Гамильтона для системы молекул + поле излучения; с точностью до членов второго порядка по  $\frac{e}{c}$  имеем:

$$\left. \begin{aligned} \dot{r}_n &= \frac{\partial H}{\partial P_n} = \frac{P_n}{m} \\ \dot{P}_n &= -\frac{\partial H}{\partial r_n} = -\frac{\partial U}{\partial r_n} - 2 \sqrt{\frac{\pi}{V}} e \sum_{\mu} \dot{Q}_{\mu} A_{\mu} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{Q}_{\mu} &= \frac{\partial H}{\partial P_{\mu}} = P_{\mu} - 2 \frac{e}{c} \sqrt{\frac{\pi}{V}} \sum_n r_n A_{\mu} \\ \dot{P}_{\mu} &= -\frac{\partial H}{\partial Q_{\mu}} = -\omega_{\mu}^2 Q_{\mu} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

откуда нетрудно получить:

$$\ddot{r}_n = \frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial r_n} = -2 \sqrt{\frac{\pi}{V}} e \sum_{\mu} \dot{Q}_{\mu} A_{\mu}, \quad (26)$$

$$\ddot{Q}_{\mu} + \omega_{\mu}^2 Q_{\mu} = 2 \sqrt{\frac{\pi}{V}} e \sum_n \dot{r}_n A_{\mu}. \quad (27)$$

Решение уравнения (27) можно записать в интегральной форме:

$$Q_{\mu}(t) = Q_{\mu}^{(0)}(t) + \frac{1}{c} \sum_n \int dt_1 \gamma_n(t_1) A_{\mu} \sin \omega_{\mu}(t-t_1), \quad (28)$$

где  $Q_\mu^{(0)}(t)$  описывает поведение поля при отсутствии взаимодействия и имеет вид:

$$Q_\mu^{(0)}(t) = Q_\mu(0) \cos(\omega_\mu t + \varphi_\mu). \quad (29)$$

Интегральное уравнение (28) решается методом последовательных приближений. Для  $m$ -го порядка имеем:

$$Q^{(m)}(t) = \frac{e}{c} \sum_n \int_0^t dt_1 r_n^{(m-1)}(t_1) A_\mu \cos \omega_\mu(t - t_1). \quad (30)$$

Пространственная часть поля  $A_\mu$  в области нахождения молекул (дипольное приближение) предполагается постоянной.

В нулевом приближении для  $r_n$  имеем

$$r_n^{(0)} = \sum_e b_e \cos(\omega_e t + \delta_e), \quad (31)$$

что соответствует разложению в ряд Фурье решения уравнения (26) без правой части.

В первом приближении  $r_n$  соответствует решению уравнения

$$\ddot{r}_n + \frac{1}{m} \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{e}{mc} \sum_\mu \dot{Q}_\mu^{(0)} A_\mu; \quad (32)$$

для частного случая гармонического осциллятора оно имеет вид:

$$r_n^{(1)} = \frac{e}{mc} \frac{A_\mu Q_\mu^{(0)}}{\omega_0 - \omega_\mu} \cos \omega_0 - \omega_\mu t \sin\left(\frac{\omega_0 + \omega_\mu}{2} t + \varphi_\mu\right), \quad (33)$$

где  $\omega_0$  — собственная частота гармонического осциллятора.

Первое приближение для  $Q_\mu^{(1)}$  соответствует полю излучения дипольного момента  $r_n^{(0)}$  (или  $\gamma_n^{(0)}$ ) нулевого приближения:

$$\dot{Q}_\mu(t) = \frac{e}{c} \sum_n r_n^{(0)} A_\mu \int_0^t dt_1 \cos(\omega_0 t + \delta_0) \cos \omega_\mu(t - t_1). \quad (34)$$

Второе приближение для  $Q_\mu(t)$  соответствует полю излучения дипольного момента  $r_n^{(1)}$  (или  $\gamma_n^{(1)}$ ) первого приближения:

$$\begin{aligned} Q_\mu^{(2)}(t) &= \frac{e}{c} \sum_n A_n \int_0^t r_n^{(1)} \cos \omega_\mu(t - t_1) dt_1 = \\ &= \frac{e^2}{mc^2} \sum_n \frac{A_\mu^2}{\omega_0 - \omega_\mu} Q_\mu^{(0)} \int_0^t \cos \omega_0 - \omega_\mu t \sin\left(\frac{\omega_0 + \omega_\mu}{2} t + \varphi_\mu\right) \times \\ &\quad \times \cos \omega_\mu(t - t_1) dt_1. \end{aligned} \quad (35)$$

Следовательно, поле  $Q_\mu^{(2)}$  определяется полем  $Q_\mu^{(0)}$ .

Приращение в единицу времени энергии  $\mu$  — составляющей поля  $\dot{H}_\mu$  — вследствие взаимодействия с осциллятором выражается через скобку Пуассона и равно

$$\sum_\mu \dot{H}_\mu = \frac{\partial H_\mu}{\partial Q_\mu} \frac{\partial H}{\partial P_\mu} - \frac{\partial H_\mu}{\partial P_\mu} \frac{\partial H}{\partial Q_\mu} = 2 \sqrt{\frac{\pi}{V}} \sum_{\mu, n} \dot{Q}_\mu A_\mu \dot{r}_n. \quad (36)$$

Аналогичным образом для приращения в единицу времени энергии всех осцилляторов  $H_{\text{осц}}$  из-за взаимодействия с полем легко получить

$$\dot{H}_{\text{осц}} = \sum_{\mu} \dot{H}_{\mu} = -2 \sqrt{\frac{\pi}{V}} \sum_{\mu, n} \dot{Q}_{\mu} A_{\mu} r_{\mu}^{\prime} \quad (37)$$

Усредненное значение приращения энергии осцилляторов за период поля с точностью до членов порядка  $e^2$  будет:

$$\bar{H}_{\mu} = 2 \sqrt{\frac{\pi}{V}} e \left[ \sum_{\mu, n} A_{\mu} \left( \overline{Q_{\mu}^{(0)} r_{\mu}^{(0)}} + \overline{Q_{\mu}^{(0)} r_{\mu}^{(1)}} + \overline{Q_{\mu}^{(1)} r_{\mu}^{(0)}} \right) \right]. \quad (38)$$

Излучение будем называть когерентным, если фазы поля излучения  $\varphi_{\mu}$  и дипольного момента  $\delta_{\mu}$  определены, т. е. фаза одна и та же для всех осцилляторов. В противном случае будем говорить о некогерентном излучении, мерой некогерентности может служить величина разброса по фазам.

Первый член в формуле (38)  $Q_{\mu}^{(0)} r_{\mu}^{(0)}$  соответствует некогерентному индуцированному излучению (или поглощению), соответствующая энергия пропорциональна  $\cos(\delta_{\mu} - \varphi_{\mu})$  и обратно пропорциональна  $\tau$ . Для конечных значений  $\tau$  она отлична от нуля, а для бесконечных  $\tau$  равна нулю. Если фазы  $\delta_{\mu}$  или  $\varphi_{\mu}$  случайны, то усреднение по фазам обращает этот член в нуль. При определенных фазовых соотношениях, соответствующих конкретным физическим условиям, этот член может отличаться от нуля и соответствовать излучению или поглощению электромагнитной энергии.

Второй член в выражении (38)  $Q_{\mu}^{(0)} r_{\mu}^{(1)}$  соответствует индуцированному излучению или поглощению, этот член всегда отличается от нуля, даже если фазы поля и осцилляторов случайны. Для модели гармонического осциллятора эта энергия всегда положительна, т. е. всегда будет происходить поглощение так же, как и по квантовой теории. Для ангармонического осциллятора [7] характерно либо излучение, либо поглощение — в зависимости от знака  $\frac{\partial \omega_k}{\partial E}$  ( $\omega_k$  — частота осциллятора, а  $E$  — его энергия). Тем не менее для широкого круга ангармонических осцилляторов все же больше свойственно поглощение. Так как величина  $r_{\mu}^{(1)}$  пропорциональна  $A_{\mu}$ , то энергия, соответствующая рассматриваемому члену, пропорциональна  $\bar{A}_{\mu}^2$  и отличается от нуля, даже если резонатор настроен на моду высокого порядка, для которой  $\bar{A}_{\mu} = 0$ .

Остановимся теперь на третьем члене в выражении (38)  $\overline{Q_{\mu}^{(1)} r_{\mu}^{(0)}}$ ; он соответствует спонтанному излучению, так как не зависит от  $Q_{\mu}^{(0)}$ . Этот член всегда отрицателен независимо от начальных фаз осциллятора и поля. Отметим, что  $Q_{\mu}^{(1)}$  пропорционален  $N$  ( $N$  — число осцилляторов); следовательно, величина  $\sum_n \overline{Q_{\mu}^{(1)} r_{\mu}^{(0)}}$  пропорциональна  $N^2$ , если фаза  $r_{\mu}^{(0)}$  определена, т. е. для когерентного излучения. Если фаза  $r_{\mu}^{(0)}$  случайна, то излучение некогерентно и  $\sum_n \overline{Q_{\mu}^{(1)} r_{\mu}^{(0)}}$  пропорционален лишь  $N$ . Подобные результаты были получены Диком [12] для квантового случая.

Пусть взаимодействие между осциллятором и полем появляется в момент, когда  $t = 0$ . До этого в резонаторе существовали стационарный режим и поле  $Q_{\mu}^{(0)}$  или нулевые колебания электромагнитного поля. Начальный дипольный момент молекулы пропорционален  $r_{\mu}^{(0)}$ , определяется уравнением (31) и имеет случайную фазу. Тогда первый член выражения (38)

$A_{\mu} \overline{Q_{\mu}^{(0)}} \sum_n \overline{r_n^{(0)}}$  соответствует излучению дипольного момента  $r_n^{(0)}$  под действием поля  $Q_{\mu}^{(0)}$ ; фазы  $r_n^{(0)}$  и  $Q_{\mu}^{(0)}$  случайны. Второй член  $A_{\mu} \overline{Q_{\mu}^{(0)}} \sum_n \overline{r_n^{(1)}}$  соответствует излучению дипольного момента  $r_n^{(1)}$ , индуцированного полем  $Q_{\mu}^{(0)}$  под действием того же поля  $Q_{\mu}^{(0)}$ . Следовательно, фазы  $r_n^{(1)}$  и  $Q_{\mu}^{(0)}$  жестко связаны. Третий член  $A_{\mu} \overline{Q_{\mu}^{(1)}} \sum_n \overline{r_n^{(0)}}$  соответствует излучению  $r_n^{(0)}$  под действием собственного поля, это спонтанное излучение. Фазы  $r_n^{(0)}$  и  $Q_{\mu}^{(1)}$  также жестко связаны.

При исследовании поля излучения квантовых генераторов нельзя четко разделить индуцированное и спонтанное излучения, так как поле в резонаторе является самим полем излучения молекул. Вследствие отражательных способностей стенок резонатора поле излучения одних молекул концентрируется в объеме резонатора и индуцирует переходы других молекул. Отметим еще, что даже если фазы  $r_n^{(0)}$  и  $Q_{\mu}^{(0)}$  случайны вследствие жесткой связи  $r_n^{(1)}$  и  $Q_{\mu}^{(1)}$  по фазе с  $Q_{\mu}^{(0)}$  и  $r_n^{(0)}$ , среднее значение энергии второго и третьего членов в формуле (38) отлично от нуля.

Как было показано в работе [2], если молекулы в течение времени  $t$  взаимодействовали с сильным высокочастотным полем, то после выключения последнего молекулы продолжают излучать.

Действительно, при отсутствии поля средняя энергия излучения в первом приближении будет

$$\overline{H_{\mu}} = \frac{e}{c} \overline{Q_{\mu}^{(1)}} \sum_n \overline{r_n^{(0)}}.$$

Здесь уже в начальный момент времени  $r_n^{(0)}$  определяется полем, включенным в момент  $t = 0$ . Итак,  $\overline{H_{\mu}}$  соответствует энергии спонтанного излучения, когерентность которой определяется  $r_n^{(0)}$ . Если фазы  $r_n^{(0)}$  случайны, то  $\overline{H_{\mu}}$  отличается от нуля и соответствует некогерентному излучению. Если же система находилась под действием высокочастотного поля, то фаза  $r_n^{(0)}$  определяется фазой этого поля в момент выключения, т. е. при  $t = 0$ .

Таким образом, после выключения поля мы имеем когерентное спонтанное излучение, энергия которого пропорциональна  $N^2$ .

Очень похожее явление наблюдается в молекулярном генераторе с двумя последовательными резонаторами. Действительно, при вылете из первого резонатора молекулы имеют индуцированный дипольный момент  $\gamma_m$ . Пролетая в свободном пространстве между резонаторами, они излучают мало, так как концентрация поля здесь весьма мала. Влетая во второй резонатор, молекулы могут излучать, так как концентрация собственного поля здесь уже значительнее. Как мы видели, фазы индуцированного дипольного момента  $\gamma_m^{(1)}$  и поля первого резонатора жестко связаны, поэтому фаза, а следовательно, и частота этого излучения определяются фазой поля в первом резонаторе, причем такое излучение не зависит от начальной фазы. Работу двухрезонаторной системы очень легко понять на модели шарика, колеблющегося в потенциальной яме. Действительно, как мы видели, когерентное поле фазирует движение шариков. После снятия поля движение шариков остается когерентным, их поле также когерентно, следовательно, когерентно и излучение всей системы.

## ИЗЛУЧЕНИЕ АНСАМБЛЯ КЛАССИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Из предыдущих выводов вовсе не следует, что на основе классической теории нельзя получить индуцированного излучения вообще. Действительно, квантовая формула Планка, содержащая индуцированное излучение, при  $\hbar \rightarrow 0$  переходит в классические формулы Релея, Джинса и Вина. Таким образом, индуцированное излучение не может быть чисто квантовым эффектом и обязано в той или иной форме содержаться в классической теории излучения. Следовательно, можно построить чисто классическую теорию квантовых генераторов.

Обычно классическая теория излучения строится на модели одного гармонического осциллятора, эта модель наиболее простая, но вместе с тем ее возможности очень ограничены. Как известно, ряд эффектов, присущий взаимодействию осцилляторов с полем, при переходе к этой модели исчезает. В частности, вследствие эквидистантности ее энергетических уровней, модель гармонического осциллятора совершенно непригодна для изучения свойств индуцированного излучения.

Как отмечено в работе [7], в квантовой теории можно совершенно естественным образом разделить излучение и поглощение и рассматривать эти эффекты независимо один от другого, так как очевидно, что при переходе вниз возникает индуцированное излучение, а при переходе вверх — поглощение. Для классической теории характерна несколько иная ситуация, так как нет оснований выделять из первых двух членов выражения (38) какие-либо части, ответственные только за поглощение или только за индуцированное излучение. Следовательно, поглощение и индуцированное излучение приходится рассматривать совместно, при этом проявляются те же свойства когерентности, что и в квантовой теории. Это также видно на модели шарика, колеблющегося в потенциальной яме. Инверсионные колебания могут происходить без изменения энергии за период, нет никаких оснований выделять тот или иной уровень как верхний или нижний. Обмен энергией с внешним полем может происходить лишь за счет изменения распределения частиц по энергиям.

Рассмотрим излучение ансамбля молекул, находящихся в резонаторе. Система находится в состоянии неполного равновесия и может характеризоваться значениями макроскопических параметров, в ней происходит медленный процесс (релаксация), в ходе которого изменяется энергия. Обозначим через  $p(E_0, t)dE_0$  вероятность того, что в момент  $t$  энергия системы находится в интервале  $E_0, E_0 + dE_0$ .

Предположим, что в момент времени  $t' = t + \Delta t$  в результате случайных процессов система перейдет в новое состояние ( $E_0 \rightarrow E$ ), причем  $\Delta t$  удовлетворяет условию

$$\tau_{\text{релакс}} \gg \Delta t \gg \tau_{\text{период}}$$

Предположим, что переходы соответствуют цепи Маркова, т. е. вероятность перехода  $g(E_0, E - E_0; \Delta t)$  из  $E_0$  в  $E$  за время  $\Delta t$  не зависит от того, каким образом система попала в состояние  $E_0$ , т. е. не зависит от предыстории системы. Тогда вероятность того, что в момент времени  $t + \Delta t$  энергия ансамбля молекул будет лежать в интервале  $E, E + dE$ , определяется уравнением Смолуховского:

$$p(E, t + \Delta t) dE = \int_{-\infty}^{+\infty} p(E_0, t) g(E_0, E - E_0, \Delta t) dE_0 \quad (39)$$

Суммирование производится по всем возможным значениям энергий. Если длительность малого изменения  $\rho$  велика по сравнению с длительностью релаксации, то

$$\rho(E, t + \Delta t) \approx \rho(E, t) + \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta t. \quad (40)$$

Отсюда можно получить уравнение Фоккера—Планка:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E} \left[ A(E) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial E} B(E) \rho \right] = -\frac{\partial \gamma(E)}{\partial E}, \quad (41)$$

где  $A(E) = \int \delta E g(E, \delta E, \Delta t) d(\delta E)$  — среднее значение величины  $\delta E = E - E_0$ , соответствующее функции распределения  $g(E, \delta E, \Delta t)$ , а  $B(E) = \int (\delta E)^2 g(E, \delta E, \Delta t) d(\delta E)$  — дис-

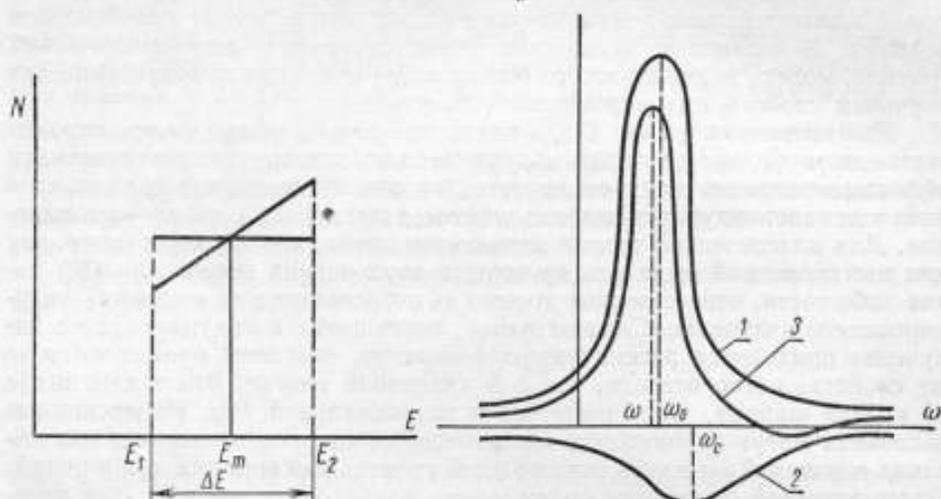


Рис. 2. Распределение ансамбля осцилляторов по энергиям.

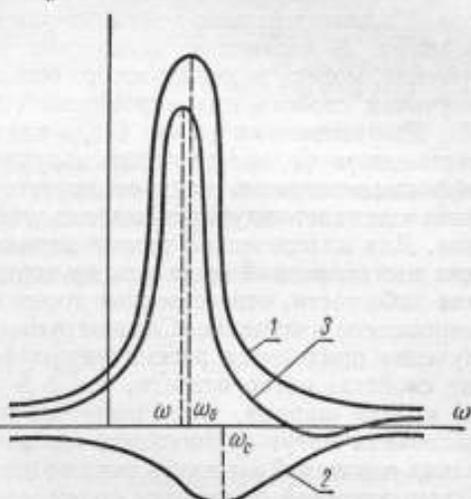


Рис. 3. Результирующая резонансная кривая молекулярного генератора.

персия случайной величины  $\delta E$  и  $\gamma(E) = A(E) - \frac{1}{2} \frac{\partial B(E)}{\partial E}$  — поток в пространстве энергий (рис. 2 и 3).

Энергия, излученная (или поглощенная) на  $L$ -й гармонике, может быть записана в виде

$$\Delta Q_L = \int_{\Delta E} \dot{\rho}(E) E dE + [E\gamma(E)]_E^{E+\Delta E}. \quad (42)$$

Интегрируя по частям и учитывая уравнение Фоккера—Планка, имеем:

$$\Delta Q_L = -E\gamma(E) \Big|_E^{E+\Delta E} + \int \gamma dE + E\gamma(E) \Big|_E^{E+\Delta E} = \int \gamma dE$$

или

$$\Delta Q_L = \int \left( A - \frac{1}{2} \frac{\partial B}{\partial E} \right) \rho dE - \frac{1}{2} \int B \frac{\partial \rho}{\partial E} dE. \quad (43)$$

Если излучение некогерентно, то  $A = \frac{1}{2} \frac{\partial B}{\partial E}$ , и излучаемая энергия обуславливается величиной

$$\Delta Q_L = -\frac{1}{2} \int B \frac{\partial \rho}{\partial E} dE. \quad (44)$$

В частности, может быть, что в формуле (38)  $A$  для отдельных членов равно нулю. Независимо от формы функции распределения  $g(E, \delta E, \Delta t)$ , определяющая величину  $\frac{\partial B}{\partial E}$  излучаемая или поглощаемая энергия отличается от нуля, если  $\frac{\partial Q}{\partial E} \neq 0$ . При этом будет происходить излучение или поглощение в зависимости от знака  $\frac{\partial Q}{\partial E}$ . Значение  $B$  зависит от степени некогерентности энергии излучения. Если же излучение когерентное, то  $B$  может зависеть от  $E$ . Таким образом, даже в случае нейтральной системы, для которой  $\frac{\partial Q}{\partial E} = 0$ , излучаемая энергия равна

$$\Delta Q_L = \int \left( A - \frac{1}{2} \frac{\partial B}{\partial E} \right) g dE.$$

Если функция распределения имеет такую форму, что  $\frac{\partial B}{\partial E} \neq 0$ , то так как  $A = \alpha N$ , а  $B = \beta N^2$ , где  $N$  — число молекул в системе, получим:

$$\Delta Q_L = \int N \left( \alpha - \frac{N}{2} \frac{\partial \beta}{\partial E} \right) g dE. \quad (45)$$

Таким образом, излучаемая энергия когерентного излучения пропорциональна  $N^2$ ; если внешнего вынуждающего поля нет, то имеется так называемое сверхизлучающее состояние. Следовательно, для возникновения такого состояния необходимо, чтобы излучение было когерентным, т. е. чтобы выполнялось условие  $\frac{\partial \beta}{\partial E} \neq 0$ .

Уравнение Фоккера-Планка может быть непосредственно выведено из уравнения Лиувилля (7) [10] для случая, когда частицы находятся в пределах поля сил взаимодействия со своими соседями, что всегда наблюдается в резонаторе квантовых генераторов. Тогда

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V \text{grad}_r f = b \text{grad}_v \left[ Vf + \text{grad} \frac{kT}{m^2} f \right],$$

причем

$$\begin{aligned} \langle \Delta V \rangle &= -bV\Delta t, \\ \langle |\Delta V|^2 \rangle &= 2bmkT\Delta t, \end{aligned}$$

$b$  — постоянная трения.

Если функция распределения не зависит от координат, можно перейти к энергетическому представлению и:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \left\{ \alpha N - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial E} (\beta N) \right\} = 0,$$

что совпадает с уравнением (41), которое выведено из уравнения Смолуховского.

Фазу  $Q_{\mu}^{(0)}$  можно считать определенной. Действительно, соотношение неопределенностей для квантованного электромагнитного поля имеет вид:

$$\Delta N \cdot \Delta \varphi > 1.$$

Физический смысл этого неравенства состоит в том, что электромагнитное поле не характеризуется одновременно определенными числами фотонов различных сортов и определенными фазовыми соотношениями. Если для двух волн разность фаз имеет строго определенное значение, то может быть задано только общее число фотонов, связанных с этими волнами. Однако при этом остается совершенно неопределенным, как распределены фотоны между обеими волнами. Классическое же электромагнитное поле

характеризуется большими средними значениями чисел фотонов. В этом случае даже при очень малых значениях  $\Delta\varphi$  среднее значение числа фотонов  $N$  существенно больше  $\Delta N$ , т. е. практически состояния поля характеризуются и определенными фазовыми соотношениями, и определенной интенсивностью (число фотонов-осцилляторов).

Следует еще отметить, что в квантовой теории излучения не содержится выражений, аналогичных первому члену в формуле (38). Как известно [11], это связано с тем, что среднее значение, взятое по любому стационарному состоянию, равно нулю, но стационарные состояния в квазиклассическом приближении квантовой механики не дают движения по определенной траектории. Движение по траектории в квазиклассическом приближении соответствует суперпозиции большого числа близких стационарных состояний, т. е. волновой пакет  $\Psi = \sum_n c_n \Psi_n$ . Среднее значение  $\dot{r}$  по такому волновому пакету отличается от 0 и как раз имеет вид, необходимый для получения выражения  $e \sum_{\mu, n} A_{\mu} \dot{r}_{n}^{(0)} Q_{\mu}^{(0)}$ .

#### СРАВНЕНИЕ КВАНТОВОЙ И КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Как известно, в полуклассической теории, т. е. в теории, по которой молекулы рассматриваются как квантовые объекты, а поле как классический объект, система уравнений квантового генератора без учета процессов релаксации имеет вид (см., например, [2]):

$$\left. \begin{aligned} \ddot{E} + \omega_c^2 E &= -4\pi N \dot{P} \\ \dot{P} + \omega_0^2 P &= -2\omega_0 \frac{|d_0|^2}{\hbar} ER \\ \dot{R} &= 2 \frac{1}{\hbar \omega_0} EP \end{aligned} \right\}, \quad (46)$$

где  $E$  — электрическое поле в резонаторе;  
 $P$  — поляризация;  
 $R$  — число активных молекул, равное  $|a_1|^2 - |a_2|^2$  ( $a_1$  и  $a_2$  — коэффициенты разложения волновой функции);  
 $N$  — общее число молекул;  
 $\omega_0$  и  $\omega_c$  — собственные частоты молекул и резонатора соответственно;  
 $d_0$  — дипольный момент перехода;  
 $\hbar$  — постоянная Планка.

Квазиклассический предел системы уравнений (46) может быть получен, если положить  $\hbar \rightarrow 0$ . При этом первое уравнение, не содержащее  $\hbar$ , останется неизменным, правая часть второго уравнения может быть записана в виде

$$E \frac{\omega_{12} |d_{12}|^2 |a_1|^2 - \omega_{21} |d_{21}|^2 |a_2|^2}{\hbar \omega_0}.$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся соответственно к уровням 1 и 2. При  $\hbar \rightarrow 0$  эта величина остается конечной и стремится к пределу  $\frac{E}{4} \frac{d}{dE} (\omega_0 b_i^2 |a_n|^2)$ , величину  $|a_n|^2$  можно в квазиклассическом пределе заменить функцией распределения молекул по энергиям  $\epsilon$ . Если молекулы имеют одинаковую энергию, то  $\frac{d}{dE} \omega_0 b_i^2 |a|^2 = |a|^2$ . При этом третье уравнение исчезает. Действительно, умножая правую и левую части, приведенного равенства на  $\omega_0 |d_0|^2$ , получим

$$\frac{d}{dt} (\omega_0 |d_0|^2 R) = \frac{2 |d_0|^2}{\hbar} EP.$$

Величина  $\omega_0 |d_0|^2 R$  стремится к конечному пределу, а  $\frac{|d_0|^2}{\hbar} \rightarrow 0$  при  $\hbar \rightarrow 0$ , т. е.  $\frac{d}{dt} (\omega_0 |d_0|^2 R) = 0$  и  $\omega_0 |d_0|^2 R = \text{const}$ .

В квазиклассическом приближении система (46) принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{E} + \omega_c^2 E &= -4\pi N \dot{P} \\ \ddot{P} + \omega_0^2 P &= -\frac{1}{4} E e^2 \frac{d}{dE} (\omega_0 b_i^2) \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

Колебания поля в приближении выше первого полностью определяются колебаниями молекул и наоборот. Отметим еще, что эта система совпадает с уравнениями (8) — (9) при  $A_\mu = 1$  и  $\frac{d}{dE} (\omega_0 b_i^2) = 1$ , т. е. в этой системе требуется, чтобы колебания молекул были ангармоническими.

Рассмотрим теперь систему молекул в резонаторе и предположим, что эти молекулы являются классическими осцилляторами. Если эта система находится в состоянии неполного равновесия, то она стремится к равновесию, в ней происходят релаксационные процессы. Так, предположим, что мы имеем  $N$  молекул, распределенных в некотором интервале  $\Delta E$ . Пусть теперь  $N_1$  — число молекул в интервале  $E_1 - E_m$ , а  $N_2$  — число молекул в интервале  $E_m - E_1$ . Переходами вне рассматриваемого интервала будем пренебрегать.  $N_2 > N_1$  соответствует состоянию с отрицательной температурой,  $N_2 < N_1$  — положительной. Из принципа возрастания энтропии непосредственно следует, что энергия частиц группы 1 увеличивается, а группы 2 уменьшается; отклонения от этого поведения носят флуктуационный характер (см. рис. 2).

Введем теперь следующие переменные, которые можно рассматривать как некоторые «коллективные переменные»:

$$Q_1 = \sum_{n=1}^{N_1} a_n -$$

коллективная координата частиц с энергией в интервале  $E_1$  и  $E_m$  и

$$Q_2 = \sum_{n=1}^{N_2} a_n -$$

коллективная координата частиц с энергией в интервале  $E_m$  и  $E_2$ . Если предположить, что частота колебаний всех частиц одинакова, то  $\dot{Q}_1 = \sum_{n=1}^{N_1} \dot{a}_n$  и для  $Q_\mu$ ,  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $N_1$  и  $N_2$  имеем следующую систему уравнений:

$$\ddot{Q}_\mu + \omega_\mu^2 Q_\mu = -A_\mu (\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2);$$

$$\ddot{Q}_1 + \omega_0^2 Q_1 = -\frac{e^2}{mc} A_\mu N_1 \dot{Q}_\mu;$$

$$\ddot{Q}_2 + \omega_0^2 Q_2 = -\frac{e^2}{mc} A_\mu N_2 \dot{Q}_\mu.$$

Временной ход ансамбля молекул  $N_1$  и  $N_2$  может быть получен из уравнения Фоккера—Планка (напомним, что это уравнение является

частным случаем уравнения Лиувилля, для Марковских процессов). Из предыдущего следует, что для когерентного излучения имеем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= A_\mu \dot{Q}_\mu \dot{Q}_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= -A_\mu \dot{Q}_\mu \dot{Q}_2 \end{aligned} \right\}$$

Введем теперь переменные  $P = Q_1 + Q_2$  (суммарная поляризация) и  $D = N_2 - N_1$  («число активных молекул»).

Тогда для квантового генератора получим следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{Q}_\mu + \omega_\mu^2 Q_\mu &= -A_\mu P \\ \ddot{P} + \omega_0^2 P &= -\frac{e^2}{mc^2} A_\mu D \\ \dot{D} &= -2A_\mu \dot{Q}_\mu P \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Добротность резонатора и конечная ширина линии могут быть введены чисто феноменологически, как это делается в полуклассической теории. Полученная система уравнений с точностью до постоянных множителей совпадает с известной системой уравнений (46), описывающей работу молекулярного генератора; для перехода от одной системы уравнений к другой можно положить следующие правила:

$$\left. \begin{aligned} A_\mu &\rightarrow 1 & E &\rightarrow \frac{1}{c} \dot{Q}_\mu A_\mu \\ \frac{e}{\sqrt{mc}} &\rightarrow \frac{2d_0}{\hbar} d_0 \omega_0 R &&\rightarrow \frac{De}{\sqrt{mc}} \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

т. е.  $\hbar \omega_0 R \rightarrow D$ .

Таким образом, если выбрать соответствующие начальные условия, то получим совпадающие решения. Полученные правила перехода ни в коем случае нельзя рассматривать как некие правила соответствия между квантовой теорией и классической. Их следует скорее считать правилами соответствия между уравнениями, описывающими одно и то же явление, но при помощи различных статистических моделей.

Предлагаемая модель, на первый взгляд, не дает никаких преимуществ по сравнению с полуклассической теорией, однако следует отметить, что, во-первых, ее возможности не исчерпываются полученными уравнениями, так как в нее был внесен ряд упрощений именно с целью получения этого совпадения. Полученное совпадение позволяет считать, что принятая модель правильно отражает происходящие эффекты, и, следовательно, ее более сложные формы также правильно отражают работу квантовых генераторов. Во-вторых, простая классическая модель чрезвычайно наглядна, более того, можно построить достаточно простую электронную модель, соответствующую этой системе, и тем самым проследить отдельно влияние различных параметров, т. е. построить электронную машину, моделирующую работу квантовых генераторов.

Полученная система уравнений нелинейна и точно не решается. Для ее решения можно применить измененный метод последовательных приближений, т. е. вначале совместно решаются два последние уравнения при заданном  $Q_\mu$ , а затем подставляется значение для  $P$  в первое уравнение и т. д. Предположим, что в нулевом приближении

$$Q_\mu = a \cos \omega t, \quad (50)$$

а также, что  $A_\mu = 1$  и  $\frac{\partial N}{\partial E} = 1$ .

Введем теперь новые переменные:

$$\begin{aligned} P &= R_1 \cos \omega t + R_2 \sin \omega t, \\ N &= R_3. \end{aligned} \quad (51)$$

Тогда второе и третье уравнения системы (48) можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \dot{R}_1 &= -\varepsilon R_2 \\ \dot{R}_2 &= \varepsilon R_1 - \frac{e}{c} \dot{Q}_\mu A_\mu R_3 \\ \dot{R}_3 &= \frac{e}{c} \dot{Q}_\mu A_\mu R_2 \end{aligned} \right\}, \quad (52)$$

где  $\varepsilon = \omega - \omega_0$ .

Если начальные условия таковы, что  $R_3(0) = 1$  и  $R_1(0) = R_2(0) = 0$ , то, пренебрегая членами с частотой  $2\omega$ , получаем

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \dot{Q}_\mu^{(0)} A_\mu \frac{e}{c} \varepsilon \frac{1 - \cos \Omega t}{\Omega^2} \\ R_2 &= -\frac{e}{c} \dot{Q}_\mu^{(0)} A_\mu \frac{\sin \Omega t}{\Omega} \\ R_3 &= \frac{\varepsilon^2}{\Omega^2} + \frac{\left(\frac{e}{c} \dot{Q}_\mu^{(0)} A_\mu\right)^2}{\Omega^2} \cos \Omega t \end{aligned} \right\}, \quad (53)$$

где введено обозначение  $\Omega = \varepsilon^2 + \left(\frac{e}{c} \dot{Q}_\mu^{(0)} A_\mu\right)^2$ .

Величины  $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$  — медленно изменяющиеся во времени величины по сравнению с частотой  $\omega$ . Обозначим через  $\tau$  время взаимодействия молекул с полем и усредним эти величины. Тогда

$$\left. \begin{aligned} \bar{R}_1 &= \dot{Q}_\mu^{(0)} A_\mu \frac{e}{c} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau f(\theta) \frac{\varepsilon (1 - \cos \Omega \theta)}{\Omega^2} d\theta \\ \bar{R}_2 &= -\dot{Q}_\mu^{(0)} A_\mu \frac{e}{c} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau f(\theta) \frac{\sin \Omega \theta}{\Omega} d\theta \\ \bar{R}_3 &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau f(\theta) \left[ \frac{\varepsilon^2}{\Omega^2} + \frac{\left(\dot{Q}_\mu^{(0)} A_\mu \frac{e}{c}\right)^2}{\Omega} \cos \Omega \theta \right] d\theta \end{aligned} \right\}, \quad (54)$$

где  $f(\theta)$  — функция распределения молекул по времени взаимодействия (длительность пролета молекул через резонатор).

Можно также использовать введенное Фейнманом [3] геометрическое решение; тогда для вектора  $R$  ( $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ ) получим следующее уравнение движения:

$$\frac{d\vec{R}}{dt} (\vec{R} \times \vec{\omega}), \quad (55)$$

где составляющие вектора  $\vec{\omega}$  будут

$$\begin{aligned} \omega_1 &= -\frac{e}{c} \dot{Q}_\mu A_\mu, \\ \omega_2 &= 0, \\ \omega_3 &= -\varepsilon. \end{aligned}$$

Интересно еще отметить, что интерпретация полученных коэффициентов  $\epsilon$  и  $\Omega$  в квантовой и в классической теории одна и та же, если положить  $\hbar = 1$ . Этот, на первый взгляд, парадоксальный результат связан с тем, что полученная система не является квазиклассическим механическим гамильтоновым пределом квантовой системы, а является результатом учета неравномерности энергетического распределения молекул, т. е. результатом получения автономной системы из статистических закономерностей.

Перейдем теперь к решению первого уравнения системы (48), учтя, что  $P$  выражается через формулу (54). Тогда

$$\ddot{Q}_\mu + \omega_c^2 Q_\mu = -\frac{\omega_c}{Q_c} \dot{Q}_\mu - (\omega_c^2 - \omega^2) Q_\mu + \frac{\epsilon}{c} \omega (\bar{R}_1 \sin \omega t - \bar{R}_2 \cos \omega t). \quad (56)$$

Уравнение (56) решим методом асимптотических приближений [13], который позволит выделить амплитуду и фазу. В нулевом приближении

$$Q_\mu = a \cos \Psi = a \cos \omega t$$

с постоянной амплитудой и равномерно вращающимся фазовым углом.

Наличие правой части в уравнении (56) приводит к возможному появлению обертонов, обуславливает зависимость мгновенной частоты  $\dot{\Psi}$  от амплитуды и, наконец, может вызвать систематическое увеличение или уменьшение амплитуды колебаний в зависимости от притока или поглощения энергии возмущающими силами. Будем теперь искать общее решение уравнения (56) в виде разложения

$$Q_\mu = a \cos \Psi + \delta u_1(a, \Psi, t) + \delta^2 u_2(a, \Psi, t) + \dots, \quad (57)$$

где  $\epsilon$  — малый положительный параметр, а  $u_1(a, \Psi, t)$ ,  $u_2(a, \Psi, t)$ , ... являются функциями угла  $\Psi$  с периодом  $2\pi$ . Величины  $a$  и  $\Psi$  как функции времени определяются дифференциальными уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \dot{a} &= \delta A_1(a, \Psi) + \delta^2 A_2(a, \Psi) + \dots \\ \dot{\Psi} &= \omega + \delta B_1(a, \Psi) + \delta^2 B_2(a, \Psi) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Итак, задача сводится теперь к подбору соответствующих выражений для функций  $u_1(a, \Psi)$ ,  $u_2(a, \Psi)$ , ...,  $A_1(a, \Psi)$ ,  $B_1(a, \Psi)$ ,  $A_2(a, \Psi)$ ,  $B_2(a, \Psi)$ , ... таким образом, чтобы выражение (57), в которое вместо  $a$  и  $\Psi$  будут подставлены функции времени, определенные уравнения оказывались бы решением уравнения (54). Затем придется решить систему двух дифференциальных уравнений для амплитуды и фазы поля излучения в резонаторе.

Ограничимся первым приближением, т. е. будем пренебрегать обертонами и положим:

$$Q_\mu = a(t) \cos[\omega t + \theta(t)],$$

где  $a(t)$  и  $\theta(t)$  — медленно меняющиеся функции времени, определяемые из системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \dot{a} &= \frac{1}{2} \left[ (\omega_c^2 - \omega^2) a - \frac{\epsilon}{c} \omega R_2 \right] \sin \theta - \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_c \omega}{Q_c} a + \frac{\epsilon}{c} \omega R_1 \right) \cos \theta \\ \dot{\theta} &= \frac{1}{2} \left[ \frac{\omega_c \omega}{Q_c} a + \frac{\epsilon}{c} \omega R_1 \right] \sin \theta + \frac{1}{2} \left[ (\omega_c^2 - \omega^2) a^2 - \frac{\epsilon}{c} \omega R_2 \right] \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

Рассмотрим теперь стационарные режимы колебаний. Для получения в первом приближении стационарных значений амплитуды  $a$  и фазы  $\theta$  необходимо приравнять к нулю правые части уравнений (59), что влечет за собой условие  $\theta = 0$ . После этого получим соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega_c \omega}{Q_c} a &= -\frac{e}{c} \omega \bar{R}_2 \\ (\omega_c^2 - \omega^2) a &= \frac{e}{c} \omega \bar{R}_1 \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

Находим теперь зависимость между амплитудой стационарных колебаний и частотой перехода молекул:

$$a = -\frac{e}{c} \frac{Q_c}{\omega_c} \bar{R}_2 = \left(\frac{e}{c}\right)^2 \frac{Q_c}{\omega_c} \dot{Q}_\mu^{(0)} \frac{\sin \Omega t}{\Omega} \quad (61)$$

Из этого соотношения следует, что при увеличении  $N$ , т. е.  $\Omega$ , амплитуда перестает расти, иначе говоря будет эффект насыщения.

Исключая теперь амплитуду  $a$ , получим зависимость между фазой (частотой стационарных колебаний) и частотой перехода молекул. Подставляя выражения для  $\bar{R}_1$  и  $\bar{R}_2$ , получим:

$$\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} = \frac{Q_c}{Q_n} \frac{\omega_c - \omega}{\omega_c} \frac{\int_0^\pi f(\theta) \frac{e(1 - \cos \Omega \theta)}{\Omega^2} d\theta}{\int_0^\pi f(\theta) \frac{\sin \Omega \theta}{\Omega} d\theta} \quad (62)$$

где  $Q_n = \frac{\omega_0 \langle r \rangle}{2}$ .

Полученное выражение с точностью до постоянных коэффициентов полностью совпадает с известным выражением, полученным в полуклассической теории [2], [14].

Полученные уравнения показывают, что молекулярный генератор аналогичен генератору с двумя связанными контурами. Следовательно, в такой системе будет происходить затягивание частоты колебаний подобно тому, как это происходит в обычном ламповом генераторе с двумя связанными колебательными контурами и существенно разными добротностями. Как показано в работе [2], если в молекулярном генераторе условие самовозбуждения выполнено так, что возникают автоколебания, то эффективная связь становится критической. Таким образом, зависимость частоты колебаний от расстройки при заданной собственной частоте молекул для линейного участка может быть приближенно записана:

$$\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} = \frac{Q_c}{Q_n} \frac{\omega_c - \omega}{\omega_c} \quad (63)$$

Это выражение можно также очень просто получить следующим образом. Поле излучения молекул с частотной характеристикой 1 помещено в резонатор с частотной характеристикой 2 (рис. 3). Результирующая энергия равна разнице энергии излучения молекул и энергии поглощения резонатора, ее зависимость от частоты иллюстрируется кривой 3, максимум ее сдвинут влево. Этот сдвиг значительно меньше сдвига между частотой резонатора и частотой поля излучения. Причем очевидно, что чем больше добротность кривой 1, тем меньше этот сдвиг, а чем больше добротность резонатора (кривая 2), тем этот сдвиг больше. Приближенно это явление может характеризоваться пропорциональностью соответствующей добротности, что позволяет непосредственно записать соотношение (63). На-

помним, что добротность  $Q_\mu$  в этом случае обуславливается не естественной шириной линии, а той шириной, которая создается вследствие конечного времени взаимодействия молекул и индуцирующим полем. Очевидно также, что если максимумы кривых 1 и 2 совпадают, то и результирующая частота совпадает с частотой поля излучения.

Приведенное выше исследование показывает, что полученная система уравнений (48) позволяет вывести основные количественные и качественные соотношения, известные в теории квантовых генераторов, работающих на двух уровнях (см. например, [2]). Однако возможности приведенной системы значительно шире, так как для получения системы, аналогичной системе (46), пришлось провести ряд упрощений.

Ангармоничность осциллятора, принятого для молекулы, математически может учитываться лишь приближенно — для малой ангармоничности и позволяет оценивать влияние сверхтонкой структуры линии. В правой части уравнения (48) при этом появится малый член, который, естественно, может привести к дополнительному сдвигу частоты. Этот сдвиг зависит от вида ангармоничности, т. е. от структуры линии.

Приведенный метод может быть использован для исследования зависимости частоты поля излучения в резонаторе от внешних параметров. При этом система уравнений (49) будет несколько изменена вследствие введения некоторых искажений, и тогда придется искать уточненное первое приближение.

В общем случае уравнение для  $Q_\mu$  может быть записано в виде:

$$\ddot{Q}_\mu + \omega^2 Q_\mu = \delta [f(\omega t, \lambda, Q_\mu, \dot{Q}_\mu) - \Delta Q_\mu], \quad (64)$$

где  $\Delta = \omega_c^2 - \omega^2$ , а  $\lambda$  — совокупность внешних параметров, от которых может зависеть поле излучения ( $\lambda$  может быть либо постоянной величиной, либо медленно изменяющейся во времени). Выражение для  $Q_\mu$  будем искать в виде

$$Q_\mu = a \cos \Psi + \delta u_1(\lambda, \omega t, \Psi, a) + \delta^2 u_2(\lambda, \omega t, \Psi, a) + \dots \quad (65)$$

Амплитуда  $a$  и фаза поля  $\Psi$  определяются из следующей системы дифференциальных уравнений:

$$\dot{a} = \delta A_1(\lambda, a, \theta) + \delta^2 A_2(\lambda, a, \theta) + \dots, \quad (66)$$

$$\dot{\theta} = \omega - \omega_c + \delta B_1(\lambda, a, \theta) + \delta^2 B_2(\lambda, a, \theta) + \dots \quad (67)$$

Здесь

$$\theta = \Psi - \omega t,$$

или

$$\dot{\theta} = \dot{\Psi} - \omega.$$

В первом приближении  $A_1(\lambda, a, \theta)$  и  $B_1(\lambda, a, \theta)$  являются решением системы (31):

$$(\omega_c - \omega) \frac{\partial A_1}{\partial \theta} - 2a\omega B_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f_0(\lambda, a, \Psi) \cos \Psi d\Psi - E(\lambda) \sin \theta, \quad (68)$$

$$(\omega_c - \omega) a \frac{\partial B_1}{\partial \theta} + 2\omega A_1 = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f_0(\lambda, a, \Psi) \sin \Psi d\Psi - E(\lambda) \cos \theta, \quad (69)$$

где введено обозначение

$$f_0(\lambda, a, \Psi) = f(\lambda, a \cos \Psi - a\omega \sin \Psi). \quad (70)$$

Полученная классическая система уравнений (48) может также без особого труда быть распространена на несколько более сложные случаи.

Предположим, что резонатор настроен на моду, которая отличается от  $E_{010}$ . Тогда  $A_\mu \neq 1$ , и так как в резонаторе молекулы движутся, то  $A_\mu(z)$  заменяется  $A_\mu\left(\frac{v}{T}\right)$ , т. е. это выражение превращается в медленно меняющуюся функцию времени. Это позволяет также рассчитать эффект Доплера и эффект бегущей волны. Если в резонаторе, кроме основного типа колебаний, имеются также другие, близкие по частоте, то вместо трех уравнений в системе будет  $m + 2$  уравнений, где  $m$  — число мод, так как каждая мода будет характеризоваться своим уравнением, подобным первому, причем следует учесть, что  $A_\mu$  будет зависеть от  $z$  и  $R$  ( $R$  — радиус-вектор резонатора), т. е. для всех мод, отличающихся от  $E_{010}$ ,  $A_\mu$  является медленно меняющейся функцией времени. Если линия сложная, т. е. имеется не одна основная гармоника, а набор близких линий, то все приведенные выше рассуждения можно повторить, причем вместо двух последних уравнений получим  $2k$  уравнений, где  $k$  — число собственных частот (линий). Однако ясно, что так как все пары уравнений идентичны, то и решения их идентичны. В первом же уравнении мы имеем сумму всех составных поляризации  $P_{kt}$ , соответствующих этому же интервалу энергий  $\Delta E$ .

Несмотря на то, что туннельный эффект, эффект Штарка на инверсионном спектре аммиака, а также сам процесс излучения должны описываться законами квантовой механики, можно привести достаточно простую модель, которая дает наглядное представление о происшедшем.

Действительно, рассмотрим шарик в потенциальной яме (рис. 4). Если первоначальная энергия шарика меньше потенциального барьера, то шарик будет находиться с одной или с другой стороны потенциального барьера. Однако при этом предполагалось, что потенциальная кривая неподвижна, но вследствие колебаний атомов водорода, а также из-за различных флуктуаций высота потенциального барьера может с определенной частотой изменяться, и шарик может «просочиться» через него. Таким образом шарик будет совершать колебания в одной или в другой яме, а затем просачиваться через барьер, даже если среднее значение энергии этого барьера больше первоначальной энергии шарика. Частота проникновения через потенциальный барьер зависит от частоты колебаний в яме и от частоты изменения высоты барьера.

Как известно, вследствие инверсии среднее значение дипольного момента в любом направлении равно нулю. Однако если молекула помещена в неоднородное электрическое поле, то появится наведенный дипольный момент (эффект Штарка второго порядка). Иначе говоря, в неоднородном электрическом поле потенциальная кривая деформируется (рис. 5), что приводит к появлению отличного от нуля среднего дипольного момента. Если шарик может просочиться через потенциальный барьер, то всегда будут происходить инверсионные колебания. В неоднородном поле на шарик будет действовать сила, направленная по полю, причем она тем больше, чем меньше потенциальная энергия, и наоборот, т. е. неоднород-

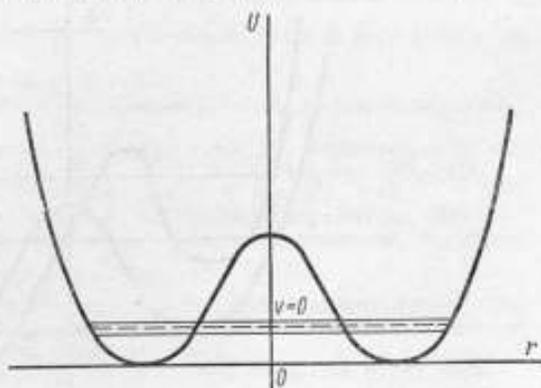


Рис. 4. Потенциальная энергия молекулы аммиака.

ное поле изменяет распределение по энергиям, что, как мы видели выше, может привести в классической теории к индуцированному излучению.

Процесс излучения можно объяснить на приведенной модели следующим образом. Если на шарик действует переменное поле, с частотой, равной частоте проникновения через потенциальный барьер, то это способствует проникновению шарика через барьер или затрудняет его в зависимости от соотношений фаз колебания шарика и поля. В результате взаимодействия с полем энергия шарика может увеличиться, что соответствует поглощению, или уменьшиться, что соответствует излучению. Если рассматривать колебания совокупности шариков в подобных потенциальных ямах, то легко понять, что если внешнее переменное поле коге-

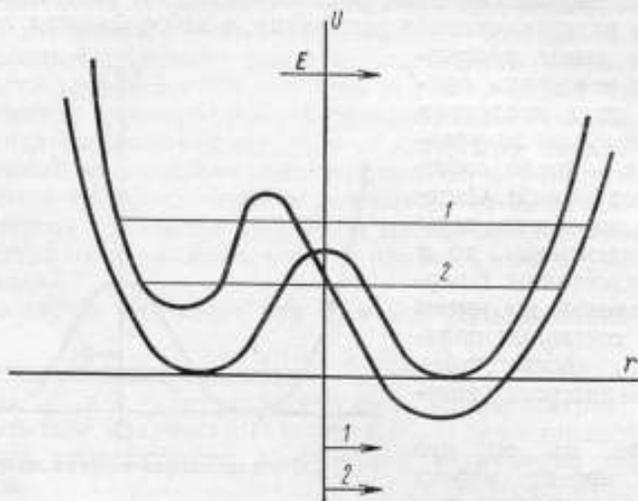


Рис. 5. Искажение потенциальной кривой в неоднородном электрическом поле.

рентно, оно действует на все шарики с одной фазой, и при прохождении через барьер произойдет группировка шариков по фазам. Число шариков, проходящих одновременно через барьер, резко увеличится, следовательно, индуцированное излучение и поглощение когерентны с внешним полем. Наоборот, спонтанное излучение происходит за счет собственного некогерентного поля (разного по фазе для разных шариков) и, конечно, в результате возникает некогерентный процесс.

Полученная система уравнений позволяет описать все многообразие встречающихся эффектов, т. е. она в некотором отношении более общая, чем соответствующая полуклассическая система. Это связано не с какой-то специфичностью классической модели, а, с одной стороны, с канонической формой записи уравнений Максвелла и, с другой, — с применением уравнения Фоккера—Планка.

Классическая теория квантовых генераторов дает правильные результаты для тех величин, которые не связаны с внутренней структурой молекул (с ее спектром и его сверхтонкой структурой). Влияние этих факторов может в некоторой степени быть объяснено учетом ангармоничности осциллятора, но трудно получить количественные соотношения, так как вид ангармоничности остается произвольным.

Проведенное краткое исследование показывает, что классическая теория, основанная на классической модели как для поля, так и для молекул, позволяет дать вполне правильную физическую интерпретацию основных

эффектов, наблюдаемых на опыте, вплоть до теории двухрезонаторного молекулярного генератора. Кроме того, классическая теория позволяет получить выражения для всех основных параметров квантовых генераторов: частота, амплитуда и т. д. Полученные выражения совпадают с выражениями, полученными при помощи полуклассической теории, с точностью до постоянных множителей. Полученные «правила соответствия» позволяют без труда переходить от полуклассической теории квантовых генераторов к классической, и наоборот.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Файн В. М. ЖЭТФ, т. 33, стр. 945, 1957.
2. Ораевский А. Н. Молекулярные генераторы. Труды ФИАН, т. 21, стр. 3. М., Изд-во АН СССР, 1963.
3. Feunpman R., Vernon F., Hellwarth R: Journ of Appl. Phys. t. 28, p. 48, 1957.
4. Dicke R. H. Phys. Rev. t. 93, p. 99, 1954.
5. Гайтлер В. Квантовая теория излучения, Изд. 2-е. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1956.
6. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Механика. М., Физматгиз, 1960.
7. Собельман И. И., Тютни И. Т. УФН, т. 79, № 4, стр. 595, 1963.
8. Файн В. М. Известия вузов, Радиофизика, т. 6, стр. 207, 1963.
9. Рамзей Н. Ф. Молекулярные пучки. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1960.
10. Айзеншиц Р. Статистическая теория необратимых процессов. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1963.
11. Senitsky. Phys. Rev. t. 115, p. 227, 1959.
12. Крускал М. Адиабатические инварианты. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962.
13. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Физматгиз, 1958.
14. Newton R. R., Thomas L. H. Journ. Chem. Phys. t. 16, p. 310, 1948.

*Статья поступила 8 июня 1965 г.*

### ВЫЧИСЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПЕРЕДАЧ РАДИОСИГНАЛОВ В СИСТЕМЕ АТОМНОГО ВРЕМЕНИ ТА1 И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ В 1964 г.

Приведены формулы, устанавливающие соотношение между временем передачи радиосигналов в системах TU2 и ТА1.

Даны результаты исследования сезонных и короткопериодических изменений скорости вращения Земли в 1964 г. и изменение ее средней величины по сравнению с 1900 г.

Как известно, эталонное время радиосигналов, публикуемое в издаваемом ВНИИФТРИ бюллетене «Эталонное время», вычисляется в системе приближенно равномерного всемирного времени TU2. Применение системы TU2 (или TU1) вызвано тем, что именно в системе всемирного (астрономического) времени необходимо знать время передачи радиосигналов для определения географических координат точек земной поверхности в целях картографирования, навигации и для других задач, связанных с ориентировкой точек земной поверхности по отношению к неземным объектам.

Для решения ряда других задач необходимо знание не приближенно равномерного времени, а именно равномерного времени, настолько равномерного, насколько этого можно достичь с помощью современных технических средств. Такими имеющимися в нашем распоряжении средствами являются молекулярные генераторы и высокоточные кварцевые часы. Совместное использование их позволяет получить хранитель времени — аналитические атомные часы, имеющие постоянный ход II.

Применение аналитических атомных часов позволяет передавать сигналы в системе равномерного атомного времени, в так называемой системе ТА. Длительность секундного интервала в этой системе берется такой, чтобы она была возможно более близкой к средней длительности секунды в системе TU2, или иными словами, чтобы разница между временем ТА и TU2 была бы достаточно малой, например, не превышала 0,05 сек.

Однако вследствие систематических изменений и флуктуаций скорости вращения Земли длительность секунды TU2 существенно меняется. Так, за период с 1900 до 1964 г. длительность секунды TU2 увеличилась на  $2 \cdot 10^{-8}$  и, если бы в начале столетия показания часов, идущих по атомному времени, соответствующему времени TU2 1900 г., были полностью идентичны показаниям часов в системе TU2, то к 1964 г. разность показаний этих часов превысила бы 0,5 мин.

Принятый в настоящее время метод воспроизведения атомного времени ТА состоит в том, что вне зависимости от изменения скорости вращения Земли, в течение календарного года сохраняется постоянная система атомного времени, но в разные годы она может быть различной. Длительность секунды в системе ТА берется равной длительности секунды в системе TU2 в предшествующем году. А для того чтобы можно было

связать между собой шкалы атомного времени, воспроизводимого в разные годы, определяется разность между длительностью секунды ТА данного года и длительностью секунды в системе физического эфемеридного времени ТА1. В системе ТА1 частоте цезиевого репера при нулевом магнитном поле приписано значение [2]:

$$(F_{Cs})_{ТА1} = 9\,192\,631\,770 \text{ зц.}$$

Соотношение между системами ТА и ТА1 обычно дается в виде формулы  $f_{ТА} = f_{ТА1}(1 + S)$ , или в виде соотношения  $(f_{ТА} - f_{ТА1}) : f_{ТА1}$ , где  $f_{ТА}$  и  $f_{ТА1}$  — значения частоты в системе ТА и ТА1 соответственно, а  $S$  — поправочный член.

При передачах сигналов времени в 1964 г. численное значение  $S$  нами было принято равным  $+200 \cdot 10^{-10}$  [3].

Если бы сигналы времени подавались в точно рассчитанное время ТА, вариации подающих часов были бы пренебрежимо малы, постоянные времени линий связи передающих часов с передатчиком и самого передатчика не менялись, то разность между временем ТА1 и ТА в момент передачи сигналов можно было бы рассчитать заранее на год вперед, пользуясь формулой:

$$ТА1 - ТА = T_0 + S \cdot 86\,400 \cdot i = T_0 + 0,001728i, \quad (1)$$

где  $T_0$  — разность (ТА1 — ТА) в начальную эпоху, а  $i$  — число суток, прошедших от этой начальной эпохи до времени передачи сигналов.

Однако перечисленных выше идеальных условий не существует. Поэтому фактическое время передачи сигналов определяется посредством их контрольных приемов. Атомное время в момент передачи сигналов определяется по формуле  $ТА = T + U_{ТА}$ ,

где  $T$  — показания ведущих часов лаборатории эталонов времени и частоты ВНИИФТРИ в момент передачи сигналов;

$U_{ТА}$  — поправка этих часов относительно атомного времени:  $U_{ТА} = U_0 - 86400 \cdot \sum_0^i \left( \frac{\Delta f}{f_0} \right)_{ТА}$ . Значения  $\left( \frac{\Delta f}{f_0} \right)_{ТА}$  определяются из сравнения частот генератора кварцевых часов и молекулярного генератора.

Таким образом, для вычисления времени ТА1 в момент передачи сигналов служит формула:

$$ТА1 = ТА + (ТА1 - ТА).$$

Выбор значения  $T_0$  в формуле (1) принципиально произволен, как вообще произволен выбор начальной эпохи в счете времени. Мы определили его из условия, чтобы разность между ТА1 и ТУ2 в начальную эпоху 1 января 1964 г. 12<sup>h</sup>ТУ, от которой мы начали вести вычисление времени сигналов в системе ТА1, была равна нулю. (В бюллетене Международного бюро времени эта разность принята равной нулю 1 января 1958 г. 20<sup>h</sup>ТУ.)

Используя значения ТУ2 и ТА для сигналов РЕС в эпоху 12<sup>h</sup>ТУ 1 января 1964 г. мы определили  $T_0$ :

$$T_0 = [ТУ2 - (T + U_{ТА})]_{12^h, 1 \text{ янв. } 1964}$$

Для перехода от времени ТУ2 к времени ТА1 по приведенным выше формулам были вычислены разности  $(ТА1 - ТУ2)_{12^h}$  для всех дней 1964 г. (Эти разности опубликованы в бюллетене «Эталонное время» за январь 1965 г.) Поскольку значения  $(ТА1 - ТУ2)$  от суток к суткам должны меняться плавно (это следует из самих названий этих систем времени), представилось возможным посредством интерполяции определить значения

разностей и в те дни, когда сигналы РЕС не передавались, а также произвести скользящее выравнивание всех вычисленных значений. Отметим, что изменения, внесенные выравниванием, только в двух случаях из 366 превысили 0,1 мсек; в преобладающем числе случаев выравнивание не вызывало изменения результатов.

По разностям  $(TA1 - TU2)$  легко вычислить относительные изменения скорости вращения Земли  $\frac{\Delta V}{V}$ :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{(TA1 - TU2)_i^2 - (TA1 - TU2)_{i+n}^2}{86400^2 n}$$

Результат таких вычислений, выполненных для  $n = 5$ , представлен на рис. 1. На нем отчетливо видна весенне-летняя короткопериодическая волна, повторяющаяся в это время из года в год [4].

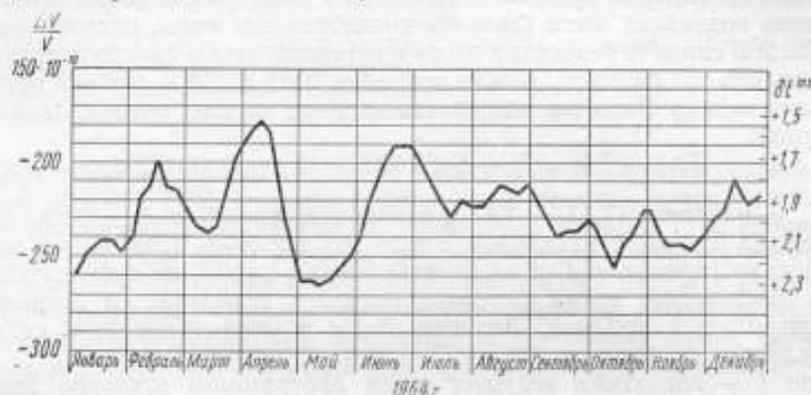


Рис. 1. Изменение скорости вращения Земли  $\frac{\Delta V}{V}$  и длительности суток  $\delta t$  в 1964 г. по отношению к 1900 г.

Среднее за 1964 г. значение  $\frac{\Delta V}{V} = -226 \cdot 10^{-10}$ . Среднее значение  $\frac{\Delta V}{V}$ , вычисленное за период с января по октябрь 1964 г., равно  $-225 \cdot 10^{-10}$ , послужило исходным для вычисления поправки  $S$ , определившей систему атомного времени ТА для 1965 г. Округленное значение  $S = +200 \cdot 10^{-10}$  утверждено Секцией ученого совета и директором ВНИИФТРИ для воспроизведения системы атомного времени ТА 1965 г.

После вычисления эталонного времени за весь 1964 г. было проведено одновременное аналитическое выравнивание всех усредненных поправок опорных часов сразу за весь год. Целью этого выравнивания было определение независимым способом разности систем атомного времени ТА1 и всемирного времени TU2 1964 г., а также получение выражения сезонной неравномерности вращения Земли в 1964 г. При выравнивании поправки опорных часов, в качестве которых использовались аналитические атомные часы  $\mu_2 K_{12}$ , были представлены уравнениями вида

$$u = u_0 + at + bt^2 + c \sin t + d \cos t + e \sin 2t + f \cos 2t.$$

По коэффициентам этого уравнения, определенным способом наименьших квадратов, вычислена частота молекулярного генератора  $\mu_2$  в системе  $TU_{1964}$ :

$$(F_{\mu_2})_{TU_{1964}} = 22\,834\,185\,513 \text{ гц.}$$

По данным аттестации, проведенной лабораторией Государственного эталона времени и частоты (ВНИИФТРИ) в 1964 г., частота этого генератора в системе ТА1 равна

$$(F_{из})_{ТА1} = 22\,834\,184\,993 \text{ гц.}$$

Отсюда

$$(F_{ТУ2, 1964} - F_{ТА1}) : F_{ТА1} = +228 \cdot 10^{-10}.$$

Расхождение с вычисленным выше значением  $\frac{\Delta V}{V}$  составляет  $2 \cdot 10^{-10}$ .

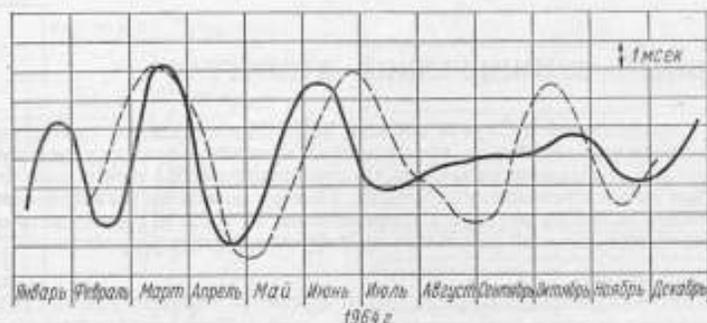


Рис. 2. Выравненные отклонения  $V = U_{\text{выч}} - U_{\text{набл}}$  в 1964 г.

Для сезонной неравномерности вращения Земли получено следующее выражение (в виде поправок)

$$\Delta T_{s, 1964} = +0,^{\circ}027 \sin t + 0,^{\circ}003 \cos t - 0,^{\circ}006 \sin 2t + 0,^{\circ}011 \cos 2t;$$

оно существенно отличается от экстраполяционной формулы Международного бюро времени [5]:

$$\Delta T_s = 0,^{\circ}022 \sin t - 0,012 \cos t - 0,^{\circ}006 \sin 2t + 0,^{\circ}007 \cos 2t,$$

которая использовалась для приведения результатов наблюдений к системе ТУ2.

Остаточные отклонения  $v$ , вычисленные после уравнивания для каждой усредненной поправки, опубликованы в табл. 5 бюллетеня «Эталонное время» за февраль 1965 г. Полученная после их графического выравнивания кривая показана на рис. 2 сплошной линией, пунктирной линией показана усредненная кривая, за период 1955—1961 гг. [6]. Этот график еще раз подтверждает наличие коротко-периодического изменения скорости вращения Земли в весенне-летний период.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский Д. Ю. Использование молекулярных генераторов в целях службы времени. Труды 15 Астрометрической конференции, Л., Изд-во АН СССР, 1963.
2. Assemblée Generale de l'Union Radio-Scientifique internationale (Londres 1960), Résolution n°1, Bulletin horaire du BIH, № 7, Série 5, 1960.
3. Белоцерковский Д. Ю. Неравномерность вращения Земли и вычисление относительной разности  $(f_{ТА1} - \bar{f}_{ТА1}) : f_{ТА1}$  для передач сигналов времени в 1964 г., Бюллетень «Эталонное время», Март, 1964.
4. Belotzerkovski D. J., Variations à courte période de la rotation de la Terre, Abstracts of Papers, Volume II, JAG, XIII Generale Assembly JUGG, Berkley, California, 1963.
5. Bulletin horaire du BIH, № 3, Série 6, 1963, p. 59.
6. Белоцерковский Д. Ю. Короткопериодическая неравномерность вращения Земли. Сб. статей «Вращение Земли», Киев, Изд-во АН УССР, 1963.

Статья поступила 19 июля 1965 г.

## ЭЛЕКТРОННЫЙ СУММИРУЮЩИЙ ХРОНОГРАФ

Описан разработанный в Службе времени ВНИИМ электронный суммирующий хронограф, предназначенный для автоматизации процесса обработки результатов при астрономическом определении времени. Он представляет собой электронное импульсное устройство на электровакуумных лампах. Прибор позволяет регистрировать цифровые значения моментов времени с погрешностью  $10^{-4}$  сек и суммировать от 2 до 10 таких значений с выдачей результата на цифрочитающее устройство.

При астрономическом определении времени бывает необходимо регистрировать моменты звездных прохождений. Для повышения точности определения регистрируются несколько моментов как до, так и после прохождения звезды через бесколлимационную линию трубы пассажного инструмента и вычисляется их среднее арифметическое. В настоящее время

моменты регистрируют с помощью электромеханического печатающего хронографа типа 21П или ленточного хронографа, а суммируют — путем вычислений.

Для автоматизации процесса суммирования моментов во время астрономических наблюдений разработано устройство, представляющее собой электронный суммирующий хронограф с выходом для цифрочитающей приставки, который позволяет получить цифровые значения в десятичной системе счета как для отдельных моментов времени, так и для их суммы.

Принцип действия хронографа состоит в том, что состояния пересчетных декад (ПШВ), дискретно воспроизводящих шкалу времени, в необходимые моменты считываются в течение 3—4 мксек без остановки или нарушения нормальной работы ПШВ и передаются в блок кратковременной памяти. Информация о состоянии ПШВ хранится в блоках кратковременной памяти в течение около

2 мсек, которые необходимы для преобразования этих состояний в соответствующее число импульсов. Эти импульсы затем поступают в блок долговременной памяти, где суммируются цифровые значения отдельных регистрируемых моментов времени.

Блок-схема разработанного электронного суммирующего хронографа приведена на рис. 1. Она состоит из пересчетной схемы (ПШВ) 1, считывающих блоков 2, блоков 3 преобразования состояния пересчетных схем в соответствующее число импульсов, блоков 4 суммирования этих импульсов с выходом для печатающего устройства 5 и блока 6 установки числа моментов суммирования.



Рис. 1. Блок-схема электронного суммирующего хронографа.

Принцип действия устройства целесообразно рассмотреть по блок-схеме суммирования одного разряда цифрового значения моментов, приведенной на рис. 2, а также по диаграмме импульсов (рис. 3). Счетные импульсы *a* с выхода формирующего устройства 2, управляемого частотой от кварцевых часов или другого источника стабильной частоты, подаются на вход пересчетной декады 1, которая воспроизводит определенный разряд цифровых значений шкалы времени. Вспомогательные импульсы *b*,

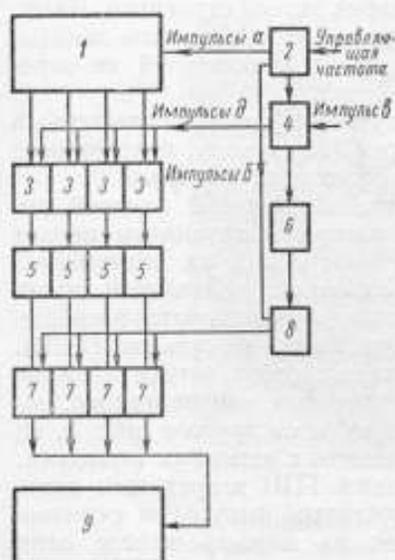


Рис. 2. Блок-схема устройства для суммирования одного разряда цифрового значения момента времени.

1 — пересчетная декадная схема; 2 — формирователь счетных импульсов; 3 — схемы совпадения блока считывания; 4 — мультивибратор момента; 5 — схемы кратковременной памяти; 6 — блок временной задержки; 7 — схемы совпадения блока преобразования состояний декад в соответствующее количество импульсов; 8 — генератор пачек импульсов (ГПИ); 9 — суммирующая декадная пересчетная схема.

Первая половина периода счетной частоты      Вторая половина периода счетной частоты

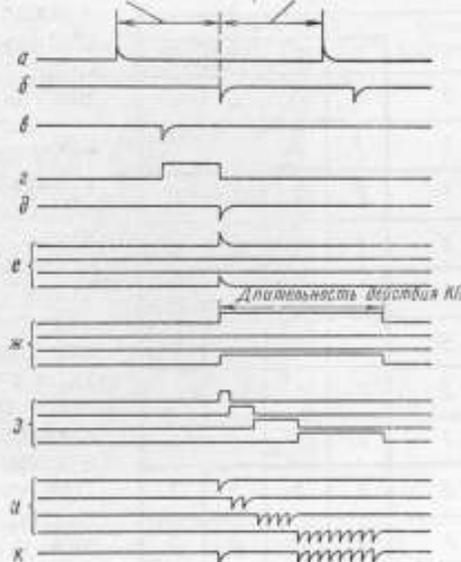


Рис. 3. Диаграмма импульсов устройства для суммирования одного разряда цифрового значения момента времени:

*a* — основные счетные импульсы; *b* — вспомогательные счетные импульсы; *e* — импульс момента времени; *z* — напряжение на выходе мультивибратора момента; *d* — импульс считывания; *g* — импульсы состояния пересчетной декады ПШВ после считывания; *ж* — напряжения на выходах схем кратковременной памяти; *з* — форма напряжения на выходах одновибраторов схемы ГПИ; *и* — импульсы на выходах генератора пачек импульсов, поступающие на вход суммирующей декады.

отстоящие от счетных на половину периода их следования, воздействуют на один из входов мультивибратора момента 4. Импульс, момент которого подлежит регистрации, воздействует на второй вход мультивибратора, выводя его из исходного состояния. Ближайший после импульса момента вспомогательный счетный импульс возвращает мультивибратор момента в исходное состояние, и на его выходе возникает импульс считывания (рис. 3, *d*), который по времени всегда совпадает с началом второй половины периода следования счетных импульсов. Эюра напряжения на выходе мультивибратора момента показана на рис. 3, *z*.

Скорость срабатывания пересчетной схемы ПШВ рассчитана так, что она обеспечивает срабатывание всей схемы и успокоение переходных процессов за время не более половины периода следования счетных импульсов. Таким образом, в продолжение второй половины периода ступени схемы находятся в спокойном состоянии, и в это время без помех может быть произведено считывание состояния ПШВ, соответствующее данному мо-

менту времени. Это устраняет опасность неправильного отсчета в случае, когда момент импульса совпадает с моментом срабатывания ПШВ от очередного счетного импульса.

Способ считывания состояния ПШВ состоит в том, что любое из десяти ее состояний преобразуется в соответствующее число импульсов, передаваемых на вход суммирующей пересчетной схемы. Из таблицы импульсов декады ПШВ (рис. 4) видно, что каждая ступень декады по накопительной способности импульсов имеет значимости, возрастающие в  $2^n$  раза, которые указаны в последней строке таблицы ( $n$  — число ступеней, находящихся перед данной ступенью). Число импульсов, поступивших на вход декады, будет равно сумме значимостей ее опрокинутых ступеней.

Номер импульса	Ступень			
	I	II	III	IV
0	0	0	0	0
1	1	0	0	0
2	0	1	0	0
3	1	1	0	0
4	0	0	1	0
5	1	0	1	0
6	0	1	1	0
7	1	1	1	0
8	0	0	0	1
9	1	0	0	1
Значимость ступеней	1	2	4	8

Рис. 4. Таблица импульсов декадной пересчетной схемы.

которые через второй вход управляются схемами кратковременной памяти 5. Пачки импульсов пройдут только через те схемы совпадения, с которыми связаны возбужденные схемы кратковременной памяти (рис. 3, ж), соответствующие опрокинутому состоянию ступеней ПШВ (блок 1). Благодаря этому состояния декад ПШВ будут преобразованы в соответствующее число импульсов (рис. 3, к), которые параллельно будут подсчитаны суммирующими декадами 9.

Итак, при поступлении импульса регистрируемого момента времени схема работает следующим образом.

1. Импульс момента  $\delta$  преобразуется в импульс считывания  $d$ , задержанный во времени относительно первого на величину не более одного периода счетной частоты и совпадающий с моментом начала второй половины периода следования счетных импульсов.

2. Импульс считывания воздействует на схемы совпадения 3 (см. рис. 2) и передает в виде импульсов (рис. 3, е) в схемы кратковременной памяти 5 информацию об опрокинутых ступенях ПШВ. Кратковременная память служит для сохранения информации о состоянии ПШВ на время, необходимое для срабатывания блока считывания 7.

3. Импульс считывания через блок временной задержки 6 воздействует на вход ГПИ и производит его запуск.

4. На выводе схем совпадения 7 вырабатывается такое число импульсов  $k$ , которое равно числу импульсов, поступивших к моменту считывания на вход декады ПШВ.

5. Эти импульсы передаются на входы обычных декадных пересчетных схем 9, которые суммируют моменты времени.

Блоки 1, 3, 5, 7, 9 повторяются для каждого разряда цифрового значения регистрируемого момента времени, а блоки 2, 4, 6, 8, являются общими для всей схемы.



Рис. 5. Внешний вид опытного образца электронного суммирующего хронографа, изготовленного на заводе «Эталон».

На выход декад суммирующей пересчетной схемы включены стрелочные указатели, кроме того предусмотрен выход для подключения цифropечатающего устройства.

Внешний вид опытного образца электронного суммирующего хронографа, изготовленного на заводе «Эталон», приведен на рис. 5. Он налажен, испытан и показал вполне удовлетворительные результаты.

Абсолютная максимальная погрешность регистрации отдельных моментов времени указанным способом равна длительности одного периода счетной частоты. Счетная частота, в свою очередь, определяется разрешающей способностью ступеней ПШВ. Разработанные для опытного образца ПШВ позволяют работать при счетной частоте  $10^4$  гц, что соответствует наибольшей абсолютной погрешности  $10^{-4}$  сек. При необходимости эта погрешность может быть уменьшена на порядок и даже на два путем уменьшения постоянных времени ступеней ПШВ.

*Статья поступила 26 мая 1965 г.*

### ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЦИФРОВОЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ МАШИНЫ (ЭЦВМ) ДЛЯ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ АСТРОНОМИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ В ПРОЦЕССЕ ЗВЕЗДНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Рассматривается возможность непосредственной обработки моментов прохождения звезды через меридиан для определения времени на электронной цифровой вычислительной машине (ЭЦВМ). Даны блок-схемы устройств для регистрации моментов прохождений в запоминающем устройстве (ЗУ) и считывания их из ЗУ в ЭЦВМ для обработки. Сформулированы критерии первичной обработки полученной информации.

При астрономическом определении времени по наблюдению прохождения звезд через меридиан с помощью пассажного инструмента (визуального или фотоэлектрического) регистрируются моменты прохождения звезды через симметричные точки относительно коллимационной плоскости трубы инструмента. Последующая математическая обработка полученных данных является простой, но весьма трудоемкой операцией, и поэтому, естественно, целесообразно организовать автоматическую обработку астрономического определения времени.

Ниже изложена разработанная автором методика использования ЭЦВМ для обработки астрономического определения времени в процессе звездных наблюдений на визуальном или фотоэлектрическом пассажном инструменте.

При обработке регистрируемых моментов на ЭЦВМ возникают трудности, связанные с вводом в нее получаемой в результате наблюдений информации и с предварительной ее обработкой.

Подготовка числового материала к вводу в ЭЦВМ, перфорация ленты и проверка правильности занесения на нее информации требуют больших затрат ручного труда. Поэтому при большом объеме числового материала и несложной его обработке не имеет смысла применение ЭЦВМ, если не автоматизировать процесс ввода в машину информации, получаемой в результате наблюдений.

Второй проблемой является предварительная обработка полученных данных, связанная с возможными опозданиями при наблюдениях. Поэтому необходимо принять меры, позволяющие обнаружить и учесть эти опоздания.

И, в-третьих, необходимо уметь определять ложные моменты прохождения контактов, возникающие в результате флуктуации плотности атмосферы (мерцание звезд).

Указанные три особенности применения ЭЦВМ для обработки результатов наблюдений прохождения звезды через меридиан и рассматриваются в настоящей статье.

Автоматизация ввода информации в ЭЦВМ легко осуществляется при использовании контактных микрометров и фотоэлектронных приставок к пассажным инструментам, применяемым в практике служб времени.

Пусть в поле зрения трубы пассажного инструмента помещена решетка с равномерно чередующимися отражающими и прозрачными полосами. Одну отражающую (или прозрачную) полосу, расположенную в середине рабочей части поля зрения, заменим прозрачной (или отражающей) полосой. Тогда при наблюдении звезды с помощью фотоэлектрической приставки ток ФЭУ будет изменяться по закону, изображенному на рис. 1, а. Моменты изменения величины фототока соответствуют моментам прохождения середины изображения звезды через границу раздела прозрачной и отражающей полос (т. е. через «контакт»). Обозначим эти моменты времени  $t_i$ , где  $i$  — номер контакта. Для числа контактов,

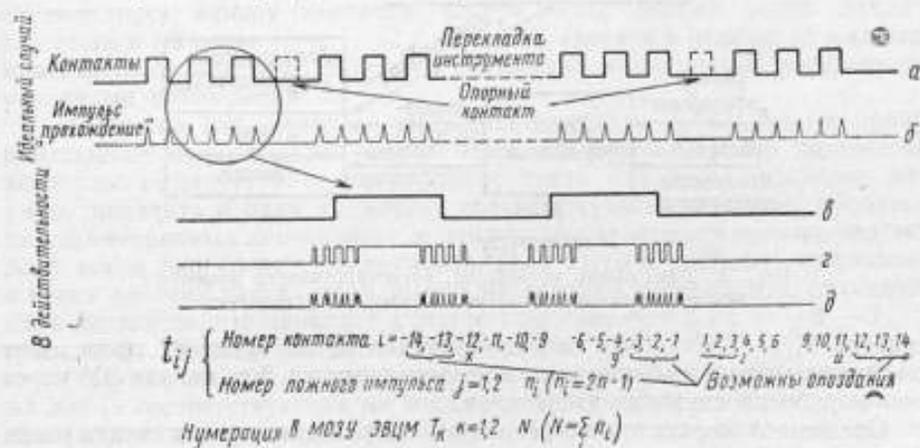


Рис. 1. Временные диаграммы.

а — фототока ФЭУ фотоэлектронной приставки (идеальный случай); б — импульсов «прохождение» (идеальный случай); в — фототока ФЭУ фотоэлектронной приставки (идеальный случай); г — то же (реальный случай); д — импульсам «прохождение» (реальный случай).

изображенных на рис. 1, имеем  $i = -14; -13; -12; -11; -10; -9; -8; -5; -4; -3; -2; -1; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 9; 10; 11; 12; 13; 14$ .

Отрицательные значения  $i$  соответствуют контактам до переключки пассажного инструмента, положительные — тем же контактам после переключки. По изменению величины фототока ФЭУ (т. е. в моменты времени  $t_i$ ) схема фотоэлектронной приставки формирует импульсы «прохождение».

Таким образом, достаточно регистрировать показания часов в моменты формирования импульсов «прохождение». Последнее легко осуществить с помощью устройства, функциональная блок-схема которого приведена на рис. 2.

Схема управления по переднему фронту подпора «наблюдение» формирует импульс, управляющий печатающим хронографом, который фиксирует момент начала наблюдения (см. рис. 2). Кроме того, схема управления при наличии высокого уровня подпора «наблюдение» выдает в первый канал ЗУ метки времени, а при низком уровне подпора во второй канал — непрерывный синусоидальный сигнал. При воспроизведении записи ЗУ конец синусоидального сигнала расшифровывается как начало наблюдения, а начало — как его конец.

Фотоэлектронная регистрирующая приставка к пассажному инструменту выдает во второй канал ЗУ импульсы «прохождение», совпадающие по времени с прохождением звезды через соответствующий контакт.

На магнитной ленте ЗУ регистрируются как метки времени (с момента «начало наблюдения») — первый канал, так и моменты прохождения —

второй канал. При повторных воспроизведениях записи ЗУ сохраняется временная последовательность импульсов «прохождение» и меток времени.

При воспроизведении записи ЗУ (рис. 3) метки времени, зарегистрированные в первом канале, поступают в счетчик меток времени (регистр  $T$ ), который воспроизводит показания часов в процессе наблюдения. Гашение

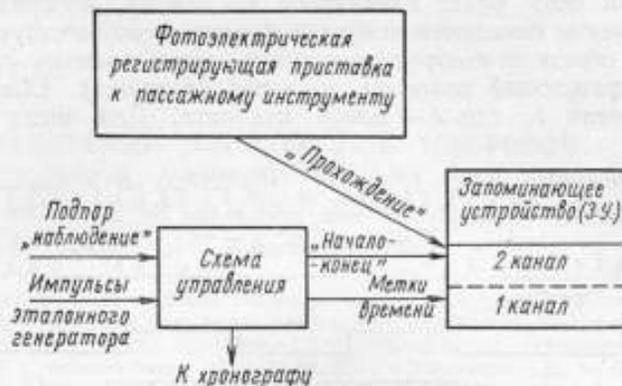


Рис. 2. Блок-схема устройства, регистрирующего моменты прохождения звезды в запоминающем устройстве.

регистра  $T$ , т. е. установка на нуль счетчика меток времени, происходит по сигналу «начало наблюдения», поступающему из 2-го канала ЗУ через блок выработки служебных сигналов.

Следовательно, состояние регистра  $T$  характеризует показание часов в процессе наблюдения с момента «начало наблюдения», зарегистрированного на печатающем хронографе.

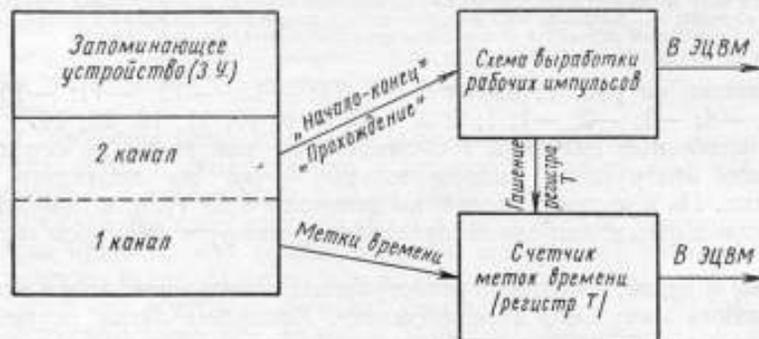


Рис. 3. Блок-схема устройства, считывающего с ЗУ зарегистрированные моменты прохождений в ЭЦВМ.

По импульсу «прохождение», поступающему из второго канала ЗУ, блок выработки служебных импульсов вырабатывает и передает в ЭЦВМ ряд импульсов, обеспечивающих передачу состояния регистра  $T$  в последовательные ячейки магнитного оперативного запоминающего устройства (МОЗУ) ЭЦВМ «Минск-1», начиная с некоторой ячейки, определяемой заранее составленной программой (т. е. импульсы  $\langle T \rangle = C$ , «запись, +IAP» и «гашение  $C$ »).

Таким образом, показания часов, соответствующие моментам прохождения звезд через контакты пассажного инструмента, в некотором масштабе\* передаются в последовательные ячейки МОЗУ ЭЦВМ. Однако

\* Масштаб времени определяется интервалом между метками времени.

отдельные моменты времени поступают в МОЗУ без всяких указаний на их связь с теми или иными контактами пассажного инструмента, т. е. как ряд моментов  $T_k$ .

В результате мерцания звезды середина ее изображения несколько раз переходит границу раздела прозрачной и отражающей полос. Это приводит к появлению серии импульсов «прохождение» вместо одного импульса на каждый контакт (число ложных импульсов в серии нечетное) (см. рис. 1, б).

Следовательно, вместо одного момента времени  $t_i$  в ЗУ (а далее и в МОЗУ) может регистрироваться серия моментов  $t_{ij}$ , где первый индекс соответствует номеру контакта, второй — порядковый номер ложного импульса в  $i$ -й серии ( $j = 1, \dots, 2n - 1$ ). Причем в отличие от индекса  $i$  максимальное значение индекса  $j$  неизвестно и полностью определяется условиями наблюдений.

Возможно также, что по ряду технических и субъективных причин наблюдение прохождения звезды через некоторые заранее неизвестные контакты выпадут, т. е. могут происходить опоздания. Поэтому надо уметь находить в ряду  $T_k$  члены, соответствующие моментам прохождения симметричных контактов, т. е. прохождению одного и того же контакта до и после перекладки инструмента. Для этого в решетке, помещаемой в обеих рабочих частях поля зрения пассажного инструмента, опускается пара контактов, что приводит к отсутствию моментов  $t_i$  с  $i = -8; -7; 7; 8$  (рис. 1, а). Назовем эти контакты опорными.

Опорные контакты являются фиктивными, так как в действительности их нет (в соответствующих им местах решетки нет границ раздела между прозрачной и отражающей полосами). Поэтому судить о прохождении опорных контактов можно лишь по наличию прохождения соседних с ними контактов, т. е. контактов с  $i = -9; -6; 6; 9$ . Прохождение опорных контактов позволяет сделать идентичными члены ряда  $T_k$  и члены ряда  $t_i$ , а следовательно, позволяет учесть наличие пропусков тех или иных контактов.

Однако, говоря о пропусках и опозданиях, следует помнить, что они могут наблюдаться только возле границ поля зрения пассажного инструмента до и после перекладки.

В дальнейшем для наблюдаемых моментов времени введем следующие обозначения. Если необходимо подчеркнуть связь момента времени с соответствующим ему контактом, то применяется обозначение  $t_i$  для действительных моментов или  $t_{ij}$  — для ложных моментов, где  $i$  — номер контакта,  $j$  — порядковый номер ложного импульса на  $i$ -м контакте. Если связь момента времени с контактом неизвестна, а известно лишь положение этого момента в ряду наблюдений, то применяется обозначение  $T_k$ , где  $k$  — порядковый номер момента в ряду наблюдений.

Предварительная обработка ряда  $T_k$ , зарегистрированного в МОЗУ ЭЦВМ, заключается:

- 1) в определении двух членов ряда  $T_k$ , между регистрацией которых была произведена перекладка пассажного инструмента, т. е. в отождествлении их с моментами  $t_{y_0}$  и  $t_{z1}$  (рис. 1);
- 2) в разбивке ряда  $T_k$  на серии ложных импульсов, соответствующие отдельным контактам, и их обработке с целью выделения наблюдаемого момента  $t_i$ ;
- 3) в отборе моментов  $t_i$  с равными по модулю индексами для последующей математической обработки.

Просмотрев разности всех соседних членов ряда (т. е. разности  $T_{k+1} - T_k$ , где  $k = 1, 2, \dots, n$ ), определим три наибольшие разности  $\Delta_1 > \Delta_2 > \Delta_3$ .

Тогда:

1.  $\Delta_1 = t_{z1} - t_{\mu n y}$ , т. е. соответствующие моменты в ряду  $T_k$ , разделяются моментом перекладки инструмента на  $180^\circ$ .

2.  $\varepsilon \Delta_2 > T_{k+1} - T_k^*$  при всех парах моментов ряда, кроме пары  $t_{\mu n y}$  и  $t_{z1}$  и пар, определяющих прохождение через опорные контакты, т. е.  $t_{-9n-9}$  и  $t_{-91}$ ,  $t_{6n_0}$  и  $t_{91}$ . Для последних имеем:

$$\varepsilon \Delta_2 < \begin{pmatrix} t_{-91} - t_{-9n-9} \\ t_{91} - t_{6n_0} \end{pmatrix} \left( \frac{1}{2} < \varepsilon < 1 \right).$$

3. Для разности соседних членов в  $i$ -й серии ложных импульсов, т. е.  $t_{ij+1} - t_{ij}$  и разности первого члена  $i+1$  серии ложных импульсов и последнего члена предыдущей серии, т. е.  $t_{i+1,1} - t_{in_i}$ , характерно соотношение

$$t_{ij+1} - t_{ij} < \varepsilon \Delta_2 < t_{i+1,1} - t_{in_i} \left( \frac{1}{2} < \varepsilon < 1 \right).$$

Первое свойство ряда  $T_k$  позволяет разделить весь этот ряд на две части: до и после перекладки пассажного инструмента; второе свойство — выделить положение опорных контактов; а третье — разбить ряд  $T_k$  на серии ложных импульсов.

Эти свойства позволяют создать программу для предварительной обработки наблюдаемых моментов  $T_k$ .

Построенная таким образом система ввода в ЭЦВМ информации, получаемой в результате астрономических наблюдений, в сочетании с программой предварительной обработки полученных данных позволит производить всю математическую обработку моментов прохождения звезды через меридиан, вплоть до вычисления поправки часов и ее статистических характеристик.

Статья поступила 8 января 1964 г.

\* Так как сравниваются несколько разностей, имеющих одинаковое смысловое значение, но заведомо не равных друг другу, то при их сравнении с  $\Delta_2$  и  $\Delta_3$  необходимо ввести некоторый коэффициент  $\frac{1}{2} < \varepsilon < 1$ .

**М. И. ИЛЬКИВ**  
(НИКОЛАЕВСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ГЛАВНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР)

## ПРИМЕНЕНИЕ ДВУХТАКТНОЙ СИММЕТРИЧНОЙ СХЕМЫ УСИЛЕНИЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЗВЕЗДНЫХ ПРОХОЖДЕНИЙ

Дается описание новой фотоэлектрической установки службы времени Николаевского отделения Главной астрономической обсерватории (ГАО) АН СССР. Фотоэлектрический семикаскадный усилитель усовершенствован в результате применения двухтактной симметричной схемы усиления постоянного тока. Световые потоки от звезды регистрируются с помощью зеркальной визирной решетки и двух фотоэлектронных умножителей ФЭУ-20. Входной каскад построен на двояном электрометрическом тетраде по балансно-мостовой схеме. Усилитель полностью питается от сети переменного тока, и колебания сетевого напряжения в пределах  $\pm 20\%$  не сказываются на его работе. Установка с постоянной входа 0,150 сек и запаздыванием усилителя 0,005 сек с фотоумножителями ФЭУ-20 средней чувствительности (3,0 а/лм) позволяет наблюдать на пассажном инструменте АМП-10 звезды 6,5 визуальной величины при средней прозрачности атмосферы, без дробления краев контактов до склонения  $65^\circ$ . Последнее обстоятельство дает возможность применять электронно-механическое суммирующее устройство для получения средних моментов прохождения звезд во время наблюдений.

В Николаевском отделении ГАО АН СССР в 1963 г. сконструирована фотоэлектрическая установка, в которой применена двухтактная симметричная схема усиления постоянного тока.

Двухтактная схема по сравнению с однотактной характеризуется:

- 1) менее жесткими требованиями к стабильности и пульсациям питающих напряжений, что намного упрощает блоки питания;

- 2) малой склонностью к самовозбуждению, вследствие чего можно уменьшить величины емкостей, шунтирующих анодные нагрузки ламп, до 1000 пкф; запаздывание самого усилителя в этом случае не будет превышать 0,005 сек;

- 3) меньшей длительностью установления рабочей точки усилителя (5—7 мин), что дает возможность производить наблюдения сразу же после внезапного прояснения неба.

Относительно невысокая скорость дрейфа выходного тока в данной установке достигается путем выполнения каскадов усиления по балансно-симметричным схемам с параллельным питанием ламп. Уменьшению дрейфа также способствуют:

- 1) высокая стабилизация источников питания;
- 2) использование одного общего источника для питания цепей анода, накала, экранирующей и управляющей сеток;
- 3) предварительная тренировка и подбор ламп;
- 4) снижение напряжений накала и анода на 10—20% от номинального значения;
- 5) применение высокостабильных сопротивлений повышенной мощности.

Уровень дрейфа балансно-симметричной схемы в 5—10 раз меньше, чем уровень дрейфа аналогичной несимметричной схемы.



В установке осуществляется противофазное включение фотоумножителей. Это достигается в результате того, что у одного ФЭУ сигнал снимается с анода и подается на управляющую сетку электрометрической лампы ( $L_1$ ) (см. рисунок), а у другого ФЭУ — снимается с последнего динода\*.

Наиболее ответственным каскадом является входной, который определяет входные параметры усилителя, а также, в основном, создает неустойчивость электрического нуля усилителя. Входной каскад построен на специальном сдвоенном электрометрическом тетроде ЭМ-6 ( $L_1$ ) по балансно-мостовой схеме. В этой схеме два плеча моста образованы тетрадами, а два других плеча — анодными сопротивлениями. При отсутствии входного сигнала напряжение на нагрузке выхода уравновешенного лампового моста равно нулю. Входной сигнал изменяет проводимость лампы — равновесие моста нарушается, и на нагрузке появляется выходной сигнал, пропорциональный входному. Режим электрометрической лампы выбирается таким, чтобы при работе не выходил из прямолинейного участка ее характеристики. Небольшие изменения накального и анодного напряжений вызывают почти одинаковые изменения анодных токов в обеих лампах моста, и поэтому добавочный паразитный сигнал дрейфа относительно мал.

Питание накала и подача напряжения на зарядную сетку лампы  $L_1$  производятся от делителя в цепи общего стабилизированного накального источника. При напряжении смещения — 3 в и напряжении анода +5 в ток управляющей сетки меньше  $5 \cdot 10^{-15}$  а. В сеточную цепь входной лампы включено сопротивление 50 Мом с малым температурным коэффициентом, слабо подвергающееся старению. При таком входном сопротивлении утечка сетки электрометрической лампы не наблюдалась даже при большой влажности воздуха. Коэффициент усиления по напряжению входного каскада составляет 0,9—1,0.

Для грубой и плавной настройки усилителя на нуль во время эксплуатации служат потенциометры  $R_1$  и  $R_2$ , с помощью которых производится балансировка входного каскада ( $L_1$ ).

Фотоэлектронные умножители, электрометрическая лампа, входное сопротивление и емкость смонтированы в фотокаскаде. Входное сопротивление, емкость, делители, питающие ФЭУ, внутренняя полость цоколя фотоумножителей покрыты тонким слоем церезина для придания их поверхности водоотталкивающих свойств. Фотокаскад соединяется с усилителем экранированным кабелем длиной 4 м.

Усилители с блоком питания размещены в отдельной пристройке, находящейся с северной стороны павильона. В перегородке между павильоном и пристройкой смонтированы панель управления и лицевая панель регистрирующего суммирующего электронно-механического счетчика. Таким образом, тепловое излучение приборов не оказывает непосредственного влияния на пассажирский инструмент.

Сигнал, снимаемый с диагонали лампового моста ( $L_1$ ), усиливается двухтактной симметричной схемой, состоящей из шести каскадов усиления постоянного тока. Первые три каскада ( $L_2$ — $L_7$ ) усилителя собраны по схеме с большими сопротивлениями в цепях катодов, в результате чего достигается хорошее симметрирование.

Межкаскадный переход первых трех каскадов осуществлен путем непосредственной их связи. Аноды ламп первого каскада соединены непосредственно с сетками второго, а необходимое смещение их достигается

\* Н. Н. Павлов. Труды 12-й Всесоюзной астрометрической конференции Николаевского отделения ГАО АН СССР, Л., Изд-во АН СССР, 1957.

в результате сопротивления катода. Каждый каскад представляет собой ламповый мост. Каскады устойчивы благодаря тому, что изменение напряжений питания практически в равной мере воздействует на оба плеча моста. Поэтому хотя при изменении напряжения питания абсолютные (относительно минуса) значения анодных напряжений ламп и изменяются, разность анодных напряжений в одном каскаде, являющаяся полезным сигналом, сохраняется постоянной.

Во всех каскадах усилителя (кроме выходного) применены лампы 12Ж1Л. Выбор этих ламп объясняется тем, что они имеют небольшой ток накала (75 ма), что позволило соединить нити накала всех ламп последовательно и питать их от общего выпрямителя с электронной стабилизацией напряжения. Желательно, чтобы лампы  $L_2$  и  $L_3$  имели по возможности одинаковые параметры. В следующих трех каскадах ( $L_8$ — $L_{12}$ ) применена потенциометрическая связь с компенсацией анодного напряжения предыдущей лампы при помощи напряжения смещения, которое подается от отдельного источника.

Выходной каскад собран на двойном триоде 6Н1П ( $L_{12}$ ), и нагрузка (ондулятор КЭ-2М) включается в диагональ моста между его анодами. Регистрация может производиться и при помощи электронного суммирующего счетчика.

Лампа  $L_{14}$  служит для усиления импульсов рабочих кварцевых часов. Анодной нагрузкой одного триода этой лампы является первичная обмотка трансформатора, вторичная обмотка которого включена параллельно рабочей катушке ондулятора. При определении запаздывания установки последовательно с первичной обмоткой трансформатора тумблер  $T_4$  включает электрическую цепь, состоящую из лампы СГ2С ( $L_{13}$ ) и контактов реле РП-7, работающего от часовых импульсов П-образной формы длительностью 1 сек.

Усилитель питается от выпрямителя, выполненного в виде отдельного блока. На выходе выпрямитель содержит электронный стабилизатор. Источником опорного напряжения стабилизатора служит газоразрядный стабилитрон СГ2С. Относительная стабильность выходных напряжений выпрямителя при изменении питающей сети на  $\pm 20\%$  от номинального значения не превышает 0,1%. Выходной каскад и усилитель секундных сигналов питаются напряжением, стабилизированным газовыми стабилизаторами напряжения. Чтобы уменьшить влияние больших колебаний местной сети, переменное напряжение, подводимое к павильону, до-

Величины запаздывания  $\theta$  фотоэлектрической установки

Дата	$\theta$	Дата	$\theta$	Дата	$\theta$
13/VIII 1963 г.	0 <sup>h</sup> .147	9.IX 1963 г.	0 <sup>h</sup> .149	25.X 1963 г.	0 <sup>h</sup> .152
14	152	10	146	29	151
15	150	16	147	30	148
16	151	20	146	6/XI 1963 г.	152
17	148	21	146	17	152
18	147	24	146	18	152
19	148	30	151	20	148
20	146	3/X 1963 г.	146	22	152
24	146	4	151	2/XII 1963 г.	151
26	147	14	149	3	151
28	146	15	148	4	148
30	147	16	147	12	151
7/IX 1963 г.	149	17	149	18	152
8	150	23	150	25	150

полнительно стабилизируется феррорезонансным стабилизатором СНЭ-220—0,7.

Для измерения чувствительности, темнового тока и контроля симметричной работы фотоумножителей, а также для определения диаметра звезд и измерения величины входного сигнала в установке имеется ламповый вольтметр (на схеме не показан). При астрономических наблюдениях запаздывание определяется при входном сигнале, соответствующем 4,8 визуальной звездной величины. Величины запаздывания установки приведены в таблице.

Балансировка усилителя производится перед наблюдением, и в течение 1,5—2,0 ч при наблюдении звезд от 2-й до 6-й визуальной величины дополнительной регулировки не требует. Звезды ярче второй величины ослабляются металлической сеткой.

Установка работает в Службе времени Николаевского отделения ГАО АН СССР с июля 1963 г., проста и удобна в эксплуатации и за время работы показала хорошую надежность.

*Статья поступила 2 января 1964 г.*

## ИЗМЕНЕНИЕ ПОПРАВОК ЧАСОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЧАСОВОГО УГЛА ЛУНЫ

Чтобы определить изменение поправок часов в зависимости от часового угла Луны, использовались разности смежных поправок, полученные на одном инструменте. Это позволило исключить влияние так называемых погрешностей ночи. Изменения поправок часов были получены по наблюдениям на фотоэлектрических пассажных инструментах в службах времени в Ленинграде (Пулково, ЛГУ и ВНИИМ) и в Зикавей (КНР). Для Ленинграда изменение поправок часов согласуется с влиянием колебаний отвеса. Для Зикавей изменение поправок часов в три раза больше, чем влияние колебаний отвеса. По-видимому, для горных районов характерна аномалия деформации Земли вследствие приливной волны.

Точность определения поправок часов на фотоэлектрических пассажных инструментах в настоящее время достигает 10—15 мсек за 1 ч наблюдений. Для дальнейшего увеличения точности требуется устранять или учитывать погрешности величиной в несколько миллисекунд. К таким погрешностям можно отнести погрешности, вызванные непостоянством температуры павильона и пассажного инструмента, наклоном слоев воздуха разной плотности внутри павильона и вне его, влиянием колебаний отвеса вследствие изменения взаимного расположения Земли, Луны и Солнца. Кроме колебаний отвеса, под влиянием Луны и Солнца могут возникнуть и другие причины, которые сказываются на результатах астрономических определений поправок часов. Поэтому настоящая работа и была проведена с целью выявления основных погрешностей определения времени на пассажных инструментах, связанных с изменением положения Луны относительно места наблюдения.

Чтобы вычислить изменение поправок часов в зависимости от часового угла Луны, были использованы наблюдения прохождения звезд через меридиан на фотоэлектрических пассажных инструментах за 1958 и 1959 гг., проведенные в Службах времени Пулкова, ЛГУ и ВНИИМ, а также наблюдения в Службе времени обсерватории Зикавей (КНР) с 1958 по 1962 г. Использовать для этой цели визуальные наблюдения значительно сложнее, так как личная разность наблюдателя в течение ночи меняется [2], а при прохождении Луны вблизи меридиана эта разность может иметь аномальное значение, так как свет от Луны мешает наблюдениям.

Изменение поправок часов в зависимости от часового угла Луны вычисляли следующим образом. Для каждой поправки вычисляли лунное время Гринвича (без учета уравнения времени) по формуле

$$T_{ГРС} = T_{ГР\odot} + \alpha_{\odot} - \alpha_{\zeta},$$

где  $T_{Гр\zeta}$  — лунное время Гринвича в средний момент наблюдения поправки;

$T_{Гр\odot}$  — средний момент наблюдения поправки по всемирному времени;

$\alpha_{\odot}$  — прямое восхождение Солнца;

$\alpha_{\zeta}$  — прямое восхождение Луны.

По двум смежным поправкам, полученным на одном и том же инструменте, вычисляли их часовое изменение  $\Delta U_h$ , которое заносили в таблицу в соответствии с лунным временем наблюдения этих поправок. Например, если средний момент наблюдения первой поправки по лунному времени равен 5 ч 48 мин, а второй — 6 ч 45 мин, то часовое изменение поправок записывали в таблицу дважды: в строку между 5-ю и 6-ю часами и в следующую строку — между 6-ю и 7-ю часами; если же оба средних момента наблюдения поправок попадали между смежными часами, то часовое изменение поправок записывали в соответствующую строку дважды. Таким образом, каждое значение изменения поправок в таблицу заносилось дважды.

Такая группировка изменений поправок в зависимости от часового угла Луны не является строгой, и зависимость  $\Delta U$  от  $T_{Гр\zeta}$  будет несколько сглаживаться, т. е. изменение от  $T_{Гр\zeta}$  будет несколько меньше действительного. Более строгий способ — это предположить какую-либо функцию изменения поправок от изменения лунного времени, затем по каждому значению поправки составить соответствующее уравнение, а далее по способу наименьших квадратов определить коэффициенты искомой зависимости. Но так как влияние Луны на астрономические определения поправок часов могут быть вызваны различными причинами (приливное движение атмосферы, приливная деформация поверхности Земли, уклонение отвеса, неравномерность вращения Земли в течение лунных суток вследствие ее несимметричности и т. д.), то решено было не предполагать какой-либо определенной зависимости между поправками часов и положением Луны, а определить ее непосредственно из изменения поправок часов. Кроме того, в данной работе зависимость  $U$  от  $T_{Гр\zeta}$  определяли не непосредственно из сопоставления значений поправок  $U$  и  $T_{Гр\zeta}$ , а вначале из сопоставления изменений поправок  $\Delta U$  и  $T_{Гр\zeta}$  определяли зависимость их изменения от лунного времени, а затем уже — зависимость  $U$  от  $T_{Гр\zeta}$ . Такой метод вычисления был принят для того, чтобы уменьшить влияние погрешностей наблюдений. Известно, что изменение поправок часов в течение вечера значительно меньше, чем их изменения от вечера к следующему вечеру, так как при наблюдениях неизбежна так называемая погрешность вечера — величина более или менее постоянная за данный вечер.

Метод, при котором исключаются погрешности вечера, применялся при определении поправок  $\Delta\alpha_{\alpha}$  к прямым восхождениям звезд по текущим наблюдениям служб времени. При этом оказалось, что цепной метод, основанный на разностях смежных поправок [1], дает точность в два раза большую, чем точность при вычислении этих же величин по уклонениям отдельных поправок часов от системы «Эталонное время» [2].

Изменения поправок группировали по лунному времени не для всего периода сразу, а по частям. Если за какой-либо период для каждого лунного часа определяли не менее трех значений (будем говорить, что ряд замыкается за этот период), то данные наблюдений за этот период обрабатывали отдельно. Для каждого лунного часа вычисляли среднее значение часового изменения поправок  $\Delta U_{h\text{cp}}$ , сумма которых за 24 ч, как правило, не была равна нулю (назовем ее невязкой ряда). Невязку ряда, являющуюся, по-видимому, следствием влияния на инструмент изменения температуры, погрешностей каталогов и других причин, равномерно распределяли по всему ряду. В течение года в наблюдениях Служб времени

Пулкова, ЛГУ и Зикавей невязка менялась примерно на 4—5 мсек, а величина часового изменения поправок в зависимости от часового угла Луны составляла  $\sim 1$  мсек. Поэтому желательно было исключать невязку на более коротких промежутках времени.

В службе времени Пулкова, где было выполнено много наблюдений, ряд замыкался за 1—2 месяца, и невязку исключали по этим же промежуткам. Невязки, полученные по наблюдениям в Пулкове за 1958 г., меняются

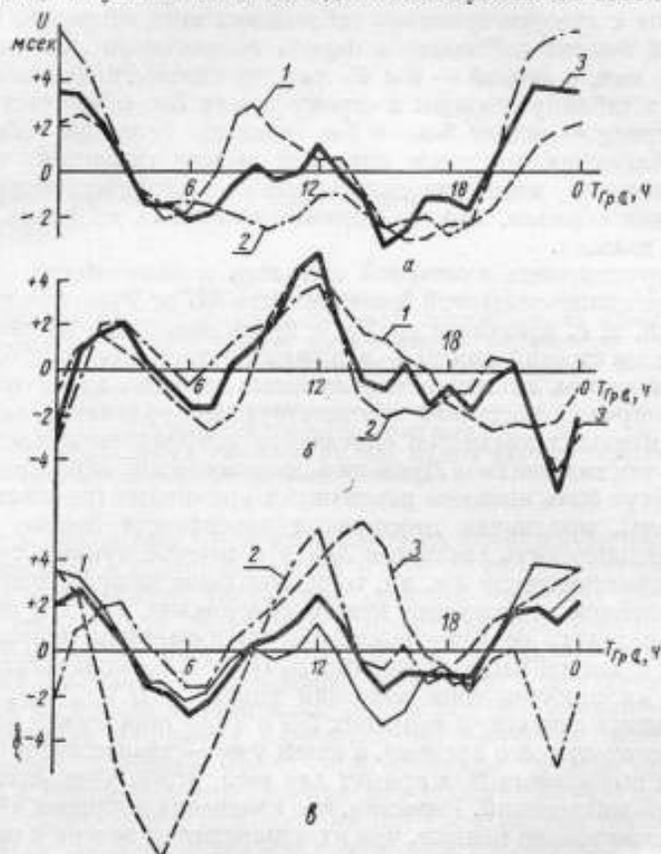


Рис. 1. Зависимость  $U$  от  $T_{гр}$ , полученная по наблюдениям за 1958 г.:

а — в Пулкове, б — в ЛГУ, в — в Пулкове, ЛГУ и ВНИИМ.

примерно так же, как и в 1959 г. По наблюдениям, выполненным в ЛГУ, невязки исключали по полугодиям, по наблюдениям ВНИИМ — за год. Значения  $\Delta U_{h_{ср}}$  для разных часов определяли с различной точностью, так как число их значений в ряду распределялось неравномерно. Для того чтобы на величине невязки меньше сказывались погрешности значений  $\Delta U_{h_{ср}}$ , полученных по малому числу наблюдений, ряд значений  $\Delta U_{h_{ср}}$  выравнивали по трехчасовым скользящим средним (среднее взвешенное), а затем уже по сглаженному ряду определяли невязку.

Средние значения часовых изменений поправок после исключения невязок последовательно складывали, и после исключения систематической части этих сумм получали зависимости поправок от часового угла Луны, которые графически показаны на рис. 1, а по наблюдениям в Пул-

ково. Для первой половины года эта зависимость показана кривой 1, для второй половины — кривой 2; кривая 3 — взвешенное среднее для всего года. Кривые полугодий сглажены скользящим средним по три часа, средняя за весь год не сглажена. Такие же кривые на рис. 1, б иллюстрируют наблюдения, проведенные службой времени ЛГУ. На рис. 1, в приведены среднегодовые кривые для служб времени Пулково (1), ЛГУ (2) и ВНИИМ (3).

Для вычисления поправок часов в трех службах времени Ленинграда в 1958 и 1959 гг. использовались три различных каталога (в Пулково — N30, в ЛГУ — FK3, а во ВНИИМ все данные наблюдений были пересчитаны в систему своего каталога). Однако, несмотря на это, зависимости  $U$  от  $T_{Гр\epsilon}$  для всех служб времени имеют общий характер.

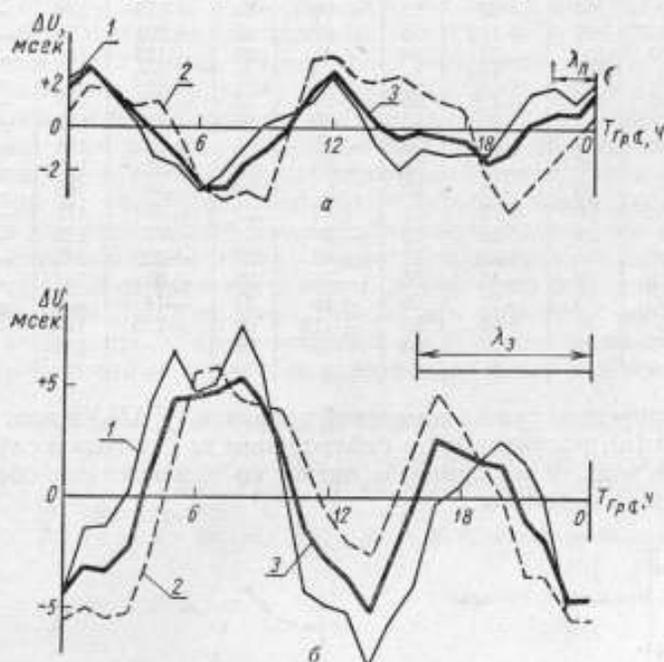


Рис. 2. Зависимость  $U$  от  $T_{Гр\epsilon}$ :  
а — по наблюдениям в Ленинграде, б — в Зикавей.

На рис. 2, а вместе с кривой, полученной по наблюдениям 1958 г. (1), приведена кривая наблюдений за 1959 г. (2) и взвешенное среднее (3) из них. На рис. 2, б показаны зависимости  $U$  от  $T_{Гр\epsilon}$  для службы времени обсерватории Зикавей. Для определения этой зависимости были использованы данные наблюдений, проводившихся в течение четырех лет. В 1958 г. число наблюдений в Зикавей было таким, как в 1959, 1961 и 1962 гг., вместе взятых. Поэтому для иллюстрации сходимости кривых весь материал был разбит на приблизительно равные части. На рис. 2, б показаны эти кривые: кривая 1 — наблюдения за 1958 г., кривая 2 — за 1959—1962 гг., кривая 3 — взвешенные средние для всего периода наблюдений.

Сравнивая графики зависимости  $U$  от  $T_{Гр\epsilon}$  для Ленинграда и Зикавей, нетрудно заметить, что изменение поправок для Зикавей значительно больше, чем для Ленинграда, а по фазе противоположно, т. е. когда для Ленинграда поправки уменьшаются, для Зикавей они увеличиваются. Изменение поправок  $U$  зависимости от  $T_{Гр\epsilon}$  можно наблюдать по таблице,

$T_{ГР\zeta}$ ч	Пудково		ЛГУ		ВНИИМ		$\sum \Delta U_h$	$\sum n$	Зикавей	
	$\sum \Delta U_h$	$n$	$\sum \Delta U_h$	$n$	$\sum \Delta U_h$	$n$			$\sum \Delta U_h$	$n$
0	+39	103	+119	55	-6	41	+152	199	+115	89
1	-59	96	+74	47	-162	37	-147	180	-22	83
2	-105	95	+41	44	-134	29	-198	168	+51	62
3	-118	99	-28	54	-67	25	-213	178	+199	56
4	-37	98	-55	57	-69	20	-161	175	+140	49
5	-121	101	-31	55	-131	20	-283	176	-6	43
6	-9	99	-15	53	+22	24	-2	176	+12	65
7	+144	101	+37	51	+18	36	+199	188	+32	76
8	+114	101	-33	49	+15	28	+96	178	-84	73
9	+20	104	+63	53	+96	21	+179	178	-178	72
10	+69	97	+113	55	-69	23	+251	175	-242	66
11	+137	100	-50	58	+46	30	+133	188	-129	78
12	-90	94	-180	56	-48	37	-222	187	-74	75
13	-165	105	-119	55	+29	32	-255	192	-106	68
14	-67	105	-27	56	-30	25	-124	186	+126	61
15	-56	112	+38	59	+47	23	+29	194	+135	55
16	+34	95	-43	54	-43	22	-52	171	+151	54
17	-2	96	-48	50	-6	22	-56	168	-42	69
18	-152	93	-75	51	+43	27	-184	171	-43	75
19	+30	92	+48	59	-3	34	+75	185	-30	63
20	+150	95	+39	64	+40	30	+229	189	-147	62
21	+176	82	-40	56	-74	26	+62	164	-81	76
22	-20	85	-10	56	+16	31	-14	172	-267	83
23	-15	94	+64	55	+116	39	+165	188	-6	79
$h_{ср}$		98		54		28		180		68

в которой приведены суммы изменений поправок ( $\sum \Delta U_h$ ) в мсек и их удвоенные числа ( $n$ ), полученные по наблюдениям за два года в службах времени Ленинграда, и их сумма, а также по наблюдениям обсерватории в Зикавей за четыре года.

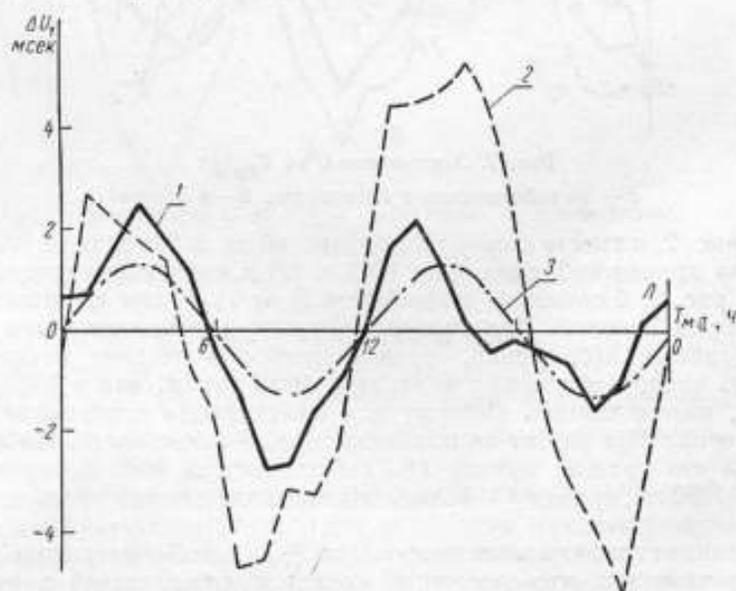


Рис. 3. Зависимость  $U$  от  $T_m \zeta$ :

1 — по наблюдениям в Ленинграде; 2 — в Зикавей; 3 — влияние колебаний отвеса на астрономические определения поправок для Ленинграда.

На рис. 2 показана долгота  $\lambda$  Ленинграда и Зикавей. Если графики сместить на величину долготы  $\lambda_{Л}$  и  $\lambda_{З}$ , то кривые совпадут по фазе. Иначе говоря, если вместо лунного времени Гринвича  $T_{гр}$  вычислять местное лунное время  $T_{мс}$ , то зависимости  $U$  от  $T_{мс}$  для Ленинграда и Зикавей, совпадут по фазе. Это свидетельствует о том, что полученное изменение поправок часов в зависимости от положения Луны связано с местом наблюдения, а не со всей Землей в целом.

На рис. 3 приведены зависимости  $U$  от  $T_{мс}$  для Ленинграда (кривая 1) и для Зикавей (кривая 2). На этом же графике дана кривая 3 изменения поправок часов для Ленинграда вследствие колебания отвеса [3]. Согласно теории влияние колебания отвеса на поправки часов для Зикавей должно быть несколько меньше, чем для Ленинграда. Если для Ленинграда зависимость  $U$  от  $T_{мс}$  может быть объяснена влиянием колебания отвеса, то для Зикавей фактическая зависимость  $U$  от  $T_{мс}$  в 2—3 раза больше, чем влияние колебания отвеса. Расхождение поправок часов в Зикавей для разных положений Луны может достигать 10 мсек. Такое большое изменение поправок в зависимости от положения Луны для Зикавей свидетельствует о том, что, кроме колебания отвеса, имеются и другие влияния. Вероятнее всего — это приливная деформация Земли, а так как ее величина зависит от упругости поверхности Земли в месте наблюдения, то влияние ее для разных мест Земли может быть различным.

Предложенный здесь метод определения влияния положения Луны на поправки часов не является строгим, но все же он позволяет определить основное влияние Луны на астрономические определения поправок часов. Изучение этого вопроса, кроме поправок к астрономическим наблюдениям, может дать сведения об упругости поверхности Земли в различных ее точках.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Немиро. Известия ГАО АН СССР, № 157, 1956, стр. 33.
2. Л. А. Соловьева. Труды 15 Астрометрической конференции СССР, Л., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 305.
3. В. С. Губанов. Вестник ЛГУ, серия Математика—механика—астрономия, 1964, № 1.

Статья поступила 26 мая 1965 г.

## ОПЫТ РАБОТЫ С ПРИЗМЕННОЙ АСТРОЛЯБИЕЙ OPL

Излагается теория метода равных высот применительно к астролябии, описываются опыты регулярных наблюдений на астролябии Данжона (OPL) и дается анализ их результатов.

Статья является первым в СССР более или менее полным описанием техники использования призмной безличной астролябии OPL для определения времени и широты.

Способ равных высот применительно к призмной астролябии распространен во Франции, где с 1900 г. применялась призмная астролябия Клода и Дриенкура, представляющая собой подвижную по азимуту горизонтальную трубу с трехгранной равнобедренной призмой, расположенной перед объективом. Под призмой устанавливается ртутный горизонт. Часть пучка лучей от звезды с  $z = 30^\circ$  попадает непосредственно на верхнюю грань, а часть после отражения от ртути — на нижнюю грань. В окуляр видны два изображения звезды, движущиеся навстречу друг другу. В момент пересечения звездой  $z = 30^\circ$  оба изображения сливаются.

В пятидесятых годах директор Парижской обсерватории А. Данжон сконструировал большой переносный прибор, названный им «Безличная астролябия Данжона». Назначение прибора — определение широты и долготы (времени) в обсерваториях для нужд службы широты и времени. В настоящее время астролябии изготавливает французская фирма Optique et precision de Levalois (OPL).

## ОБОСНОВАНИЕ СПОСОБА РАВНЫХ ВЫСОТ

Определение времени и широты по способу равных высот заключается в регистрации времени прохождения ряда звезд через один и тот же альмукантарат.

Для  $i$ -й звезды можно написать выражение:

$$\cos z_i = \sin \varphi \cdot \sin \delta_i + \cos \varphi \cdot \cos \delta_i \cdot \cos t_i, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — широта места установки инструмента;

$\delta_i$  — склонение звезды;

$t_i$  — часовой угол звезды;

$z_i$  — зенитное расстояние звезды.

Дифференциальная зависимость между величинами  $z$ ,  $\varphi$  и  $t$  определяется выражением:

$$\Delta z'' = -\cos A_i \Delta \varphi'' - 15 \sin A_i \cdot \cos \varphi \Delta t_i', \quad (2)$$

Уравнение погрешностей для  $i$ -й звезды имеет вид

$$z_i - z = V_i. \quad (3)$$

Здесь  $z$  — вероятнейшее значение зенитного расстояния альмукантарата наблюдаемой группы звезд;

$V_i$  — остаточная погрешность.



из решения которой и будут получены вероятнейшие поправки к приближенным значениям неизвестных  $\varphi_0$  и  $u_0$ , а также сами неизвестные из выражений:

$$\begin{aligned}\varphi &= \varphi_0 + y = \varphi_0 + \Delta\varphi, \\ u &= u_0 + \frac{x}{15 \cos \varphi_0} = u_0 + \Delta u\end{aligned}\quad (10)$$

и  $dz$  — погрешность принятого инструментального зенитного расстояния. Для оценки результатов наблюдений имеем следующую систему формул:

$$\begin{aligned}\sigma &= \pm \sqrt{\frac{|V^2|}{n-3}} \text{ — средняя квадратическая ошибка единицы веса} \\ &\quad \text{(одного измерения зенитного расстояния);} \\ \sigma_x &= \frac{\sigma}{\sqrt{P_x}} \text{ — средняя квадратическая ошибка по оси } x; \\ \sigma_y &= \frac{\sigma}{\sqrt{P_y}} \text{ — средняя квадратическая ошибка по оси } y; \\ \sigma_{dz} &= \frac{\sigma}{\sqrt{P_z}} \text{ — средняя квадратическая ошибка вывода зенитного} \\ &\quad \text{расстояния из группы звезд,}\end{aligned}$$

где  $P_x$ ,  $P_y$  и  $P_z$  — веса определяемых величин.

Так как  $\Delta u = \frac{x}{15 \cos \varphi_0}$  и  $\Delta \varphi = y$ , то:

$$\begin{aligned}\sigma_u &= \frac{\sigma_x}{15 \cos \varphi_0} \text{ — средняя квадратическая ошибка определения} \\ &\quad \text{поправки часов;} \\ \sigma_\varphi &= \sigma_y \text{ — средняя квадратическая ошибка определения} \\ &\quad \text{широты.}\end{aligned}$$

Весами результатов в обозначениях гауссова алгоритма будут выражения:

$$P_y = P_\varphi = [cc2]; \quad P_x = P_u \frac{[bb1]}{[cc1]};$$

$$P_z = n \frac{P_\varphi [bb1]}{[bb][cc] - [bc][bc]}.$$

Раскроем первое из них:

$$P_\varphi = [cc2] = [cc1] - \frac{[bc1][bc1]}{[bb1]} = [cc] - \frac{[ac][ac]}{[aa]} - \frac{([bc] - \frac{[ab][ac]}{[aa]})^2}{[bb] - \frac{[ab][ab]}{[aa]}}. \quad (11)$$

Для веса  $x$  имеем выражение

$$P_x = P_u \frac{[bb1]}{[cc1]}.$$

Разложением алгоритма оно сведется к выражению, в котором ограничимся двумя членами:

$$P_x = [bb] - \frac{[ab][ab]}{[aa]} \dots \quad (11')$$

В нашем случае

$$\begin{aligned}[aa] &= n; \quad [bb] = [\sin^2 A]; \quad [cc] = [\cos^2 A]; \\ [ab] &= -[\sin A]; \quad [ac] = -[\cos A]; \quad [bc] = [\sin A \cdot \cos A].\end{aligned}$$

Из выражений (1) и (11') следует, что для получения равных и наибольших весов неизвестных  $x$  и  $y$  необходимо так подбирать звезды в группе, чтобы

$$[\sin^2 A] = [\cos^2 A]; [\sin A] = [\cos A] = [\sin A \cdot \cos A] = 0.$$

В этом случае веса результатов примут значения:

$$P_x = [\sin^2 A]; P_y = [\cos^2 A]; P_z = n. \quad (12)$$

Итак, мы пришли к требованию равномерного распределения звезд в группе по горизонту.

До сих пор мы говорили о равенстве весов неизвестных  $x$  и  $y$ . Если же мы поставим условием равенство весов  $P_\varphi$  и  $P_u$ , то необходимо дополнительно раскрыть значение  $x$

$$x'' = 15 \cos \varphi \Delta u^2 = \cos \varphi \Delta u''; \sigma_x = \cos \varphi \sigma_u.$$

Тогда

$$P_x = \frac{1}{\sigma_x^2} = \frac{1}{\sigma_u^2 \cos^2 \varphi} = \frac{P_u}{\cos^2 \varphi}; \quad P_u = P_x \cdot \cos^2 \varphi.$$

Следовательно, задача равенства весов  $\varphi$  и  $u$  потребует такой программы, в которой бы

$$[\cos^2 A] = [\sin^2 A] \cos^2 \varphi. \quad (13)$$

Отсюда следует, что с удалением места наблюдений от экватора следует увеличивать в программе число звезд времени.

#### КОНСТРУКЦИЯ ПРИЗМЕННОЙ АСТРОЛЯБИИ ОРЛ

На рис. 1 показан общий вид астролябии. Ломаная труба с объективом диаметром 100 мм и фокусным расстоянием 1000 мм, покоящаяся на массивном основании, может устанавливаться на заданный азимут с помощью разделенного горизонтального круга и шкалового микроскопа. С помощью регулировочного винта вся труба может в небольших пределах перемещаться в вертикальной плоскости. Перед объективом устанавливается правильная трехгранная призма так, что боковые ребра ее горизонтальны, а задняя грань перпендикулярна оптической оси. Три юстировочных винта призмы позволяют изменять ее ориентировку в трех направлениях. Непосредственно под призмой помещена ртутная ванна. Вся объективная часть инструмента закрыта кожухом, в котором имеются два входных отверстия  $\alpha$  и  $\beta$ , вырезающие два пучка лучей от звезды с зенитным расстоянием, близким к  $30^\circ$ . Один пучок,  $\beta$ , падает непосредственно на верхнюю грань призмы, второй,  $\alpha$ , после отражения от ртутного горизонта, — на нижнюю грань. После отражения в призме оба пучка направляются в объектив.



Рис. 1. Общий вид астролябии ОРЛ.

Дальнейшее описание ведется для идеальной призмы с углами между гранями  $60^\circ$ . На рис. 2 показаны три последовательных положения изо-

бражения звезды в фокальной плоскости при наблюдении звезды на востоке, когда ее зенитное расстояние  $z$  уменьшается.

Рис. 2, а. Зенитное расстояние звезды  $z > 30^\circ$ . Лучи  $A'a$  и  $B'b$ , не пересекаясь, собрались в фокальной плоскости и дали два изображения звезды  $a$  и  $b$ , которые движутся в направлении к оптической оси.

Рис. 2, б. Звезда достигла зенитного расстояния  $z = 30^\circ$ . Оба изображения слились в одной точке  $F$ . Рис. 2, в. Зенитное расстояние  $z < 30^\circ$ ; лучи  $A'a$  и  $B'b$  пересеклись перед фокальной плоскостью. В этой же плоскости они дали два изображения  $a$  и  $b$ , которые, расходясь, удаляются от оптической оси.

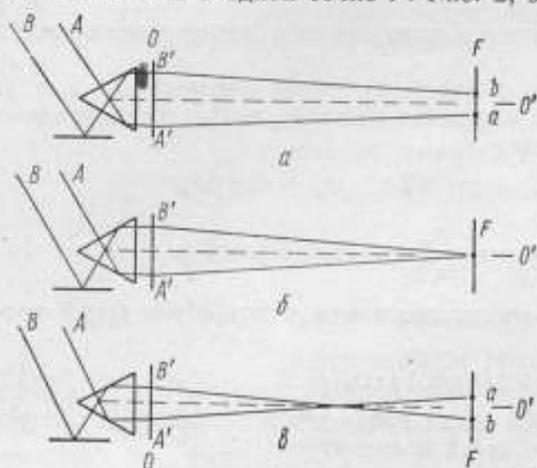


Рис. 2. Ход лучей в трубе астролыби.

двойная призма Волластона, которая может перемещаться вдоль оптической оси. Призма Волластона имеет свойство раздваивать изображение со взаимно перпендикулярной поляризацией. Угол раздвоения — постоянный для данной призмы. Призма устанавливается в трубе так, что угол раздвоения лежит в вертикальной плоскости.

На рис. 3 показан ход лучей через призму Волластона с углом раздвоения, близким к углу между лучами  $B'FA'$  (см. рис. 2, б). Последовательность положений, как и на рис. 2, соответствует наблюдениям восточной звезды. Для западной звезды она будет обратной. Если призму Волластона  $W$  поместить между фокальной плоскостью  $f$  и окуляром  $O'$  (рис. 3, а), то можно найти такое ее удаление  $l$  от фокальной плоскости, при котором луч  $B'W$  раздвоится на лучи  $Wb'$  и  $Wb''$ , причем последний пойдет вдоль оптической оси. В фокальной плоскости мы увидим два изображения звезды  $b'$  и  $b''$ . Здесь значками  $y$   $b$  условно показаны направления поляризации. Луч  $A'W$  раздвоится аналогично первому на лучи  $Wa'$  и  $Wa''$  и даст еще два изображения звезды  $a'$  и  $a''$ . Два из этих четырех изображе-

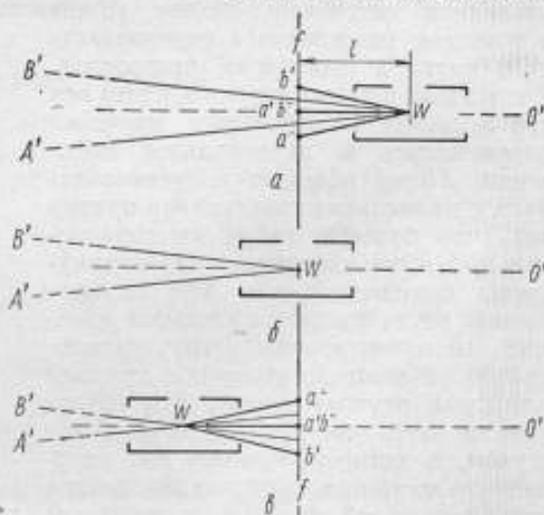


Рис. 3. Применение двойной призмы Волластона в микрометре астролыби OPL.

ний,  $a'$  и  $b'$ , будут находиться на оптической оси и для наблюдателя будут совпадать. Совпадение изображений  $a'$  и  $b'$  будет сохраняться, если подобрать скорость перемещения призмы Волластона в направлении к фокальной плоскости соответственно скорости изменения зенитного расстояния звезды. При этом два других изображения,  $a''$  и  $b''$ , будут сближаться. При совмещении плоскости нулевого раздвоения призмы с фокальной плоскостью, когда  $z = 30^\circ$  (рис. 3, б), все четыре изображения сольются. Назовем такое положение призмы «нулевым». Чтобы сохранить совмещенными изображения  $a'$  и  $b'$  при дальнейшем уменьшении  $z$ , следует продолжать перемещение призмы к объективу, и мы получим ее положение, показанное на рис. 3, в. Изображения  $a''$  и  $b''$  при этом будут расходиться. Изображения  $a'$  и  $b'$  являются рабочими, во время наблюдений они удерживаются на одной горизонтали, а два других,  $a''$  и  $b''$ , отсекаются диафрагмой и наблюдателю не видны.

Так как наблюдения будут характеризоваться линейной зависимостью то описываемые явления производятся при малых интервалах изменения  $z$ ,

$$\Delta z = k \Delta l, \quad (14)$$

на основе которой и построен микрометр.

Электродвигатель через фрикционное устройство вращает микрометрический винт, который, в свою очередь, перемещает призму вдоль оптической оси. Перемещение призмы регистрируется контактной системой на ленте хронографа. На протяжении рабочего хода призмы фиксируется 24 контакта, по два или по четыре контакта за оборот винта. Серия из 24 контактов расположена симметрично относительно нулевого положения призмы. Фрикционное устройство автоматически изменяет скорость вращения микрометрического винта в зависимости от азимута визирной оси инструмента так, чтобы удовлетворялось уравнение (14). Вращением штурвала дифференциального устройства можно вручную в небольших пределах корректировать скорость вращения микрометрического винта.

Микрометрический винт может отключаться от фрикционного устройства и вращаться вручную с помощью специального маховичка. Включение и отключение фрикционного устройства производится путем перемещения маховичка вдоль его оси. Микрометрический винт имеет барабан, разделенный на 100 частей, который служит для измерения угла поворота винта. Если отметить отсчеты  $R$  барабана, соответствующие всем контактам микрометра, то получим  $V_m = \frac{\sum R}{24}$  — постоянное для данного инструмента.

Для определения  $V_0$  используется специальное автоколлимационное зеркало, которое устанавливается перед объективом на место призмы. Сетка нитей, отражаясь от зеркала, дает благодаря наличию двух входных отверстий перед объективом  $\alpha'$  и  $\beta'$  два фокальных изображения. Это имитирует два изображения звезды, когда ее видимое зенитное расстояние равно инструментальному зенитному расстоянию. С помощью рукоятки

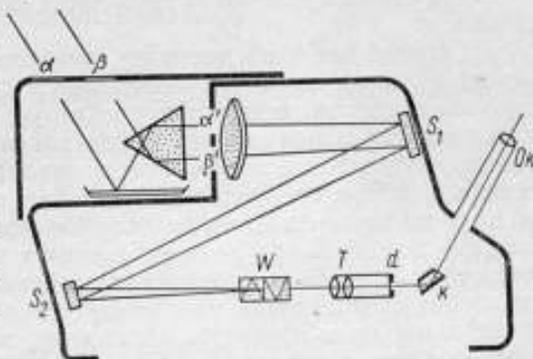


Рис. 4. Схема оптики астролябии OPL.

микрометрического винта подбирается такое положение призмы Волластона, при котором отраженные изображения нитей совмещаются. Отсчет по барабану микрометра, который соответствует этому положению призмы, и есть  $V_0$ .

Для удобства наблюдений призмённая астролябия имеет трубу-искатель. С помощью этой трубы перед наблюдением уточняется исходное положение инструмента. Оптическая схема главной трубы астролябии показана на рис. 4.

#### НАБЛЮДЕНИЕ ЗВЕЗД

Предполагается, что астролябия ориентирована так, что при направлении трубы на звезду азимутальный круг показывает ее азимут, отсчитанный от точки Севера, и отnivelирована с помощью вспомогательного уровня. Труба-искатель согласована с главной трубой.

После определения  $V_0$  перед наблюдениями звезд необходимо совместить непосредственные изображения нитей сетки с соответствующими нитями сетки, отраженными от автоколлимационного зеркала. Это выполняется с помощью двух юстировочных винтов рамы, на которой устанавливается автоколлимационное зеркало или призма. Один из винтов перемещает изображение по вертикали, другой — по горизонтали. Рекомендуется после замены зеркала призмой повторить совмещение нитей сетки, используя в качестве зеркала заднюю грань призмы.

Во время наблюдений группы звезд юстировочных винтов трогать не следует.

Из списка звезд по местному звездному времени выбирается азимут звезды, по которому и устанавливается труба астролябии. В искатель астроном следит за звездой и корректирует ее движение по азимуту наводящим азимутальным винтом. Рукояткой микрометра призма Волластона отводится в исходное положение: к окуляру при наблюдении звезды на востоке (зажигается красная сигнальная лампочка) и к объективу при наблюдении звезды на западе (зеленая лампочка). Мотор включается на холостой ход. С приближением звезды к центру поля зрения искателя необходимо следить за появлением изображений звезды в главной трубе. Два изображения, прямое и отраженное от ртути, появляются одно сверху, другое снизу поля и идут на сближение, перемещаясь в то же время по азимуту. Следя в окуляр за их движением, выполняют следующие операции.

1. С помощью элевационного винта трубы перемещают всю трубу по вертикали так, чтобы изображения совместились внутри средней горизонтальной пары нитей сетки.

2. Поворачивают призму вокруг визирной оси так, чтобы прямое и отраженное изображения звезды к моменту достижения ими одной горизонтали находились в принятом наблюдателем положении одно относительно другого.

У нас принято расстояние между изображениями, равное двум-трем видимым дискам звезды, причем отраженное изображение располагается всегда слева от прямого.

3. Наводящим азимутальным винтом оба изображения удерживают на краю поля зрения с расчетом, чтобы их перемещение по азимуту за время рабочего хода винта от 1 до 24 контактов было симметрично относительно середины поля трубы.

Когда оба изображения выйдут на одну горизонталь, выдвигают рукоятку микрометра «на себя», приводя тем самым в движение призму Волластона. Даже при безукоризненной регулировке скорости мотора

изображения не будут точно удерживаться на горизонтали. Это выполняет наблюдатель, следя за изображениями и регулируя скорость вращения микрометрического винта штурвалом дифференциальной передачи на протяжении всего рабочего хода винта. После регистрации 24 контактов перемещают маховичок винта «от себя», переключая тем самым мотор на холостой ход.

Наблюдения группы звезд сопровождаются отсчетами барометра  $B'$ , его температуры  $\theta$  и температуры воздуха в непосредственной близости от инструмента  $t^0$ . Получают  $B'_n, \theta_n$  и  $t_n^0$  до наблюдения группы и  $B'_k, \theta_k$  и  $t_k^0$  после наблюдения группы. Так же до и после наблюдения группы определяют  $V_{on}$  и  $V_{ok}$  методом автоколлимации. Эти материалы используют для приведения результатов наблюдений всех звезд к единому значению зенитного расстояния  $z$ .

#### Вывод формулы свободного члена уравнения погрешностей для астролябии \*

Ранее приведено уравнение погрешностей (7), а также общее выражение свободного члена

$$l_i = z'_0 - z_0 + r_i + 15 \sin A_i \cdot \cos \varphi_0 [(T_i + u_0) - (\alpha_i + t_{0i})].$$

Примем  $z'_0 = 30^\circ$  — инструментальное зенитное расстояние;

$z_0 = 30^\circ 00' 30''$  — приближенное значение истинного зенитного расстояния;

$r = 30'' + \Delta r$  — рефракция.

Теперь выражение свободного члена примет вид:

$$l_i = l'_i + \Sigma e, \quad (15)$$

где  $l'_i = 15 \sin A_i \cos \varphi_0 [(T_i + u_0) - (\alpha_i + t_{0i})]$  — главный член, а  $\Sigma e = e_r + e_t + \dots$  и т. д. — ряд поправок к нему \*\*.

Рассмотрим эти поправки.

1. Поправка за рефракцию входит в свободный член в виде

$$e_r = r - 30'',$$

где  $r = 12'',46 \frac{B}{273^\circ + t^0}$ .

$$B = B' (1 - 0,00264 \cdot \cos 2\varphi - 0,000000196H - 0,000163\theta).$$

где  $B'$  — отсчитанное давление;

$\theta$  и  $t^0$  — соответственно температура барометра и внешнего воздуха;

$H$  — высота над уровнем моря.

Поправочный член в  $B$  за температуру  $\theta$  с необходимой точностью рассчитывается с приближенным  $B'$ . В Иркутске используют:

$$B = B' - 0,1\theta.$$

Тогда

$$r = 12'',46 \frac{B' - 0,1\theta}{273^\circ + t^0} \text{ и } e_r = r - 30''. \quad (16)$$

\* При выводе формулы свободного члена уравнения погрешностей автором опущена поправка за кривизну альмукантарата, вывод которой, для полноты изложения, приводится в конце статьи.

\*\* Необходимость введения поправки возникает, когда наблюдаемое зенитное расстояние отличается от  $z'_0$ , принятого при вычислении свободного члена.

### ПОПРАВКА ЗА СМЕЩЕНИЕ ФОКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

Положение фокальной плоскости определяется отсчетом  $V_0$ . Именно при этом отсчете на барабане микрометра звезда, равномерно изменяющая  $z$ , пересекает принятый альмукантарат. Kontakтами регистрируется момент, соответствующий отсчету  $V_m$  на барабане, среднему из 24 контактов. Поправка в свободный член за смещение фокальной плоскости на основании формулы (14) будет иметь вид

$$e_f = k^c (V_0 - V_m). \quad (17)$$

Справедливость формулы в отношении знака поправки вытекает из следующих соображений. Деления на барабане возрастают с уменьшением зенитного расстояния. Следовательно, если  $V_m > V_0$ , то мы регистрируем меньшее зенитное расстояние, и поправка  $e_f$  должна быть отрицательной, что и получается по формуле (17).

Предполагается, что обе поправки  $e_r$  и  $e_f$  изменяются пропорционально времени. Поэтому целесообразно вычислить суммарные значения этих поправок до и после наблюдений группы и интерполировать их на момент наблюдения каждой звезды по формуле:

$$(e_{rf})_t = (e_{rf})_n + \frac{(e_{rf})_k - (e_{rf})_n}{T_k - T_n} (T_k - T_n). \quad (18)$$

Здесь буквами  $n$  и  $k$  сопровождаются значения, полученные соответственно в начале и в конце наблюдений.

### ПОПРАВКА ЗА КРИВИЗНУ ПАРАЛЛЕЛИ

На рис. 5 изображена проекция сетки нитей на плоскость, касательную к небесной сфере в точке  $O$  пересечения ее с оптической осью трубы.

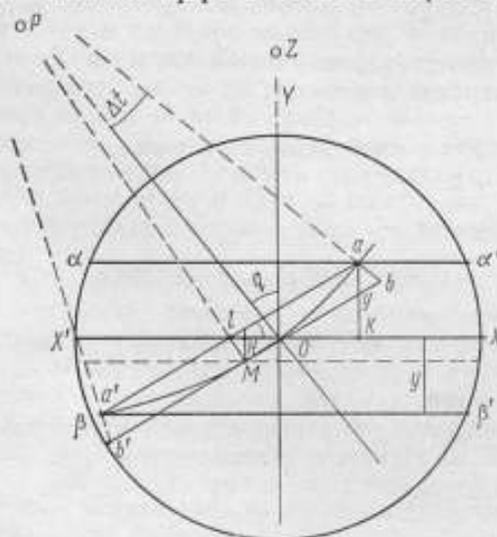


Рис. 5. К выводу поправки в свободный член за кривизну параллели.

$PZO$  — проекция параллактического треугольника.  $P$  — полюс мира. Здесь  $PO = \text{ctg } \delta$ ;  $q$  — параллактический угол;  $aOa'$  — параллель звезды;  $\alpha\alpha'$  и  $\beta\beta'$  соответственно 1-й и 24-й контакты (аналогия с горизонтальными нитями сетки астрономической трубы);  $X'OX$  — середина 24 контактов. Если пропускать совмещенные изображения звезды через центр поля зрения, то в точках  $a$  и  $a'$  она пересечет 1-й и 24-й контакты. Вследствие кривизны параллели среднее из зарегистрированных показаний часов по всем контактам будет соответствовать не зенитному расстоянию середины контактов  $X'OX$ , а большему — на величину  $MN$ , которая и будет интересующей нас поправкой  $e_p$ .

Проведем касательную к параллели звезды в точке  $M$ . Для одной пары контактов  $a$  и  $a'$  с удалением их на величину  $y$  от середины контактов величина  $MN$  будет:

$$MN = IM \cdot \cos q = ab \cdot \cos q$$

(по малости угла  $\Delta l$ ). Далее из прямоугольного треугольника  $MPb$  находим

$$(PM)^2 + (Mb)^2 = (Pb)^2.$$

Примем

$$Mb = la = \frac{y}{\sin q},$$

$$\text{ctg}^2 \delta + \frac{y^2}{\sin^2 q} = \text{ctg}^2 \delta + 2ab \cdot \text{ctg} \delta + (ab)^2,$$

отбрасывая квадрат малой величины  $(ab)$ , получим

$$MH = ab \cdot \cos q = \frac{y^2}{2 \sin^2 q} \cdot \text{tg} \delta \cdot \cos q.$$

Аналогичное выражение будет получено для каждой пары симметричных контактов с соответствующими им значениями  $y$ . Среднее значение  $MH$  получится из 12 пар симметричных контактов. Так,

$$e_p = MH_{cp} = \frac{\sum y^2 \text{tg} \delta \text{ctg}^2 q}{24 \cos q},$$

или, приняв

$$y = \frac{V k^{\circ}}{Q^{\circ}},$$

получим, в секундах дуги

$$e_p^{\circ} = \left( \frac{k^{\circ}}{Q^{\circ}} \right)^2 \cdot \frac{\sum V_i^2}{24} \cdot \frac{\text{tg} \delta \text{ctg}^2 q}{\cos q} \cdot Q^{\circ}, \quad (19)$$

где  $V_i$  — расстояние контакта от середины всех контактов в оборотах винта микрометра;

$k^{\circ}$  — цена оборота винта в секундах дуги.

Выведенная поправка за кривизну параллели справедлива, если за все время наблюдений звезды азимут трубы не меняется. Однако, когда наблюдается звезда с азимутом, близким к  $180^{\circ}$ , возникает необходимость перемещать трубу, чтобы совмещенные изображения не выходили из поля зрения трубы. Тогда выведенная поправка  $e_p$  не применима, так как нарушается единство ориентировки поля зрения.

В этом случае можно рекомендовать наблюдать звезды, близкие к меридиану (на юге), со смещением по азимуту наводящим винтом после каждого контакта, удерживая совмещенные изображения в середине поля трубы. Поправку же в свободный член при  $n$  контактах следует вычислять по формуле:

$$e_p^{\circ} = 0,454 \frac{n+1}{n-1} Q \left( \frac{T_n - T_1}{100} \right)^2,$$

где

$$Q = \frac{d^2 z}{dt^2} = -\cos^2 \varphi_0 \cdot \cos A (\text{tg} \varphi_0 - \cos A \cdot \text{ctg} z_0); \quad (20)$$

$(T_n - T_1)$  — длительность наблюдений между 1-м и 24-м контактами в секундах.

Если такие звезды наблюдать на двух контактах в обороте винта микрометра, то от контакта к контакту будет проходить 4—5 сек. Этого времени вполне достаточно для смещения трубы, изображений и успокоения поверхности ртути.

### ПОПРАВКА ЗА НЕСИММЕТРИЮ НАБЛЮДЕНИЙ ОТНОСИТЕЛЬНО ЦЕНТРА ПОЛЯ ЗРЕНИЯ

На рис. 6 показана та же проекция сетки нитей, что и на рис. 5. Проекция зенитного расстояния  $oz$  равна  $\operatorname{tg} z$ , который является радиусом кривизны проекции альмукантарата  $CC'$  в точке  $O$ .  $OX$  — проекция середины 24 контактов. Если среднее положение звезды за время ее наблюдения определяется на оси  $OX$  точкой  $\omega$ , то звезда наблюдалась не на альмукантарате  $COC'$ , а на другом зенитном расстоянии

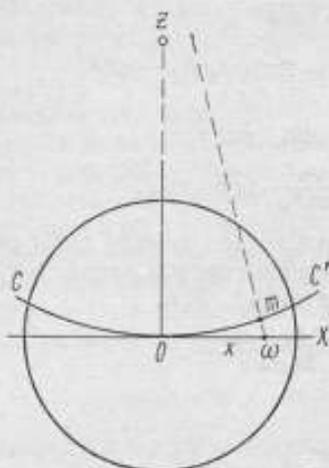


Рис. 6. К выводу поправки в свободный член за несимметрию наблюдений относительно центра поля зрения.

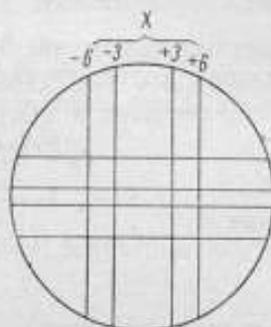


Рис. 7. Маркировка вертикальных нитей сетки.

большем на величину  $m\omega = \varepsilon_x$ . Найдем ее выражение, обозначив  $O\omega = x$ ,

$$\operatorname{tg}^2 z + x^2 = (\operatorname{tg} z + m\omega)^2.$$

Пренебрегая квадратом малой величины  $m\omega$ , получим

$$\varepsilon_x = m\omega = \frac{x^2}{2\operatorname{tg} z}. \quad (21)$$

Сетка вертикальных нитей условно разбивается, как показано на рис. 7, на 12 интервалов, и расстояния между вертикальными нитями измеряются по времени пересечения их близкой к меридиану звездой ( $A \approx \approx 180^\circ$ ). Примем  $x'' = x\tau''$ , где  $x$  — абсцисса принятой маркировки, а  $\tau''$  — цена интервала в секундах дуги.

Имея в виду, что  $\tau'' = \frac{dA}{dt} \cdot \frac{15}{12} \Delta t$ , и используя формулы сферической тригонометрии для определения  $\frac{dA}{dt}$ , напишем:

$$\tau'' = \frac{(\sin \varphi - \cos \varphi \cdot \operatorname{ctg} z \cdot \cos A) \Delta t \cdot 15}{12},$$

где  $\Delta t$  — длительность прохождения звезды между крайними нитями сетки.

Во время наблюдений следует замечать координату  $x$  изображения звезды в момент середины контактов, чтобы затем найти поправку  $\varepsilon_x$  из таблицы. При достаточном навыке можно обойтись без этой поправки, располагая наблюдения симметрично относительно середины поля трубы.

### ПОПРАВКА К СВОБОДНОМУ ЧЛЕНУ ЗА КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ЧЛЕНЫ НУТАЦИИ

Поправки координат звезд за короткопериодические члены нутации, не учтенные в видимых местах звезд, вычисляются с помощью формул\*

$$\Delta\alpha^s = d\alpha(\psi) d\psi + d\alpha(\epsilon) d\epsilon,$$

$$\Delta\delta^s = d\delta(\psi) d\psi + d\delta(\epsilon) d\epsilon.$$

Исходное выражение

$$\cos z = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t$$

после дифференцирования по  $t$ ,  $\delta$  и  $z$  дает:

$$dz = -\cos q d\delta - \cos \varphi \cdot \sin A dt.$$

Так как  $\alpha = S - t$ , то, приняв  $dt = -d\alpha$ , получим

$$dz = -\cos q d\delta + \cos \varphi \cdot \sin A d\alpha,$$

$$dz = [d\alpha(\psi) d\psi + d\alpha(\epsilon) d\epsilon] \cdot \cos \varphi \cdot \sin A - [d\delta(\psi) d\psi + d\delta(\epsilon) d\epsilon] \cos q.$$

Знак поправки свободного члена обратен знаку поправки зенитного расстояния. Поэтому, приняв:

$$I'' = -15 \sin A \cdot \cos \varphi d\alpha(\psi) + \cos q d\delta(\psi)$$

и

$$K'' = -15 \sin A \cdot \cos \varphi d\alpha(\epsilon) + \cos q d\delta(\epsilon),$$

получим поправку в свободный член за короткопериодические члены нутации в виде

$$e_N = I'' d\psi + K'' d\epsilon. \quad (22)$$

Для звезд, выбираемых из Астрономического ежегодника СССР, поправка за короткопериодические члены нутации примет вид:

$$e_N = MA' + NB',$$

где

$$M = -15 \sin A \cdot \cos \varphi \cdot a + \cos q \cdot a';$$

$$N = -15 \sin A \cdot \cos \varphi \cdot b + \cos q \cdot b'.$$

### СУТОЧНАЯ АБЕРРАЦИЯ

Аберрация искажает зенитное расстояние звезды на величину

$$\Delta z = 0^{\circ},320 \cdot \cos \varphi \cdot \sin A \cdot \cos z.$$

Эту величину следовало бы вычитать из свободного члена уравнения каждой звезды, но, учитывая, что

$$\frac{dz}{dt} = -\sin A \cdot \cos \varphi,$$

получим

$$dt' = -d\alpha = -0^{\circ},018. \quad (23)$$

Поэтому проще вычисленное значение поправки часов из группы звезд исправить, внося поправку  $+0^{\circ},018$ .

\* В обозначениях формул каталога «Apparent places of fundamental stars».

В Иркутске находится в эксплуатации астролябия № 26 фирмы ОРЛ. Регулярные наблюдения начаты с августа 1960 г.

Астролябия установлена в павильоне, рассчитанном для двух астролябий, который представляет собой легкую деревянную постройку размером  $6 \times 3$  м, высота стен 2,2 м. Высота пола над уровнем земли 1,2 м. Стены двойные. Крыша двухскатная, четырехстворчатая, раздвигающаяся на восток—запад. Ширина щели 3 м.

Оба астрономических столба имеют общее основание, представляющее собой буто-бетонный массив ступенчатой формы, заложенный на глубину 3,5 м. Основание массива  $6 \times 3$  м. Столбы кирпичные восьмигранные с поперечником 0,65 м. Верхняя часть столба с выступами для подъемных винтов инструмента железобетонная. Вокруг столба установлен сварной каркас, обшитый деревом, с круговым клееным полированным столиком.

Паспортные данные астролябии ОРЛ приведены ниже.

Главная труба. Увеличение  $\times 175$ , поле зрения  $12'$ , полевая призма с углами  $60^\circ$ , стороны 100 мм, горизонтальные ребра 80 мм.

Объектив просветленный, диаметр 100 мм,  $f = 1000$  мм.

Увеличительная трубка  $\times 3,5$  (из двух пар линз).

Окуляр  $f = 20$  мм с устройством для автоколлимации.

Двойная призма Волластона, просветленная.

Автоколлимационное зеркало. Стеклоанное алюминированное.

Труба-искатель. Увеличение  $\times 15$ . Диаметр 25 мм, поле зрения  $2^\circ 30'$ .

Микроскоп установки по азимуту с верньером, точность отсчета  $0^\circ, 1'$ .

Горизонтальный круг с делениями через  $1^\circ$ .

Микрометр. Шаг микрометрического винта 5 мм, цена оборота винта  $25''$ .

Механика. Стабильность скорости двигателя 0,5% при изменении питающего напряжения до  $\pm 10\%$ . Скорость вращения винта микрометра для всех азимутов выдерживается с точностью до  $\pm 3\%$ .

Первые же наблюдения показали очень плохие, размытые и окрашенные изображения звезд и нитей сетки, отраженных от зеркала. Улучшить изображения путем фокусировки окуляра, а также с помощью увеличительной трубки  $T$  (см. рис. 4), расположенной между призмой Волластона и отклоняющей призмой  $K$ , не удавалось. Этому препятствовала диафрагма  $d$ , установленная в конце трубки, отсекающая нерабочие лучи после раздвоения. Дело в том, что рабочие лучи после раздвоения проходят очень близко к краям диафрагмы и испытывают дифракционный эффект — виньетирование. Это сказывается на качестве изображения звезд и нитей сетки и снижает точность наблюдения звезд, и определения  $V_0$  методом автоколлимации, так как совмещение нитей производится крайне неуверенно\*.

В результате удаления из системы диафрагмы (16 мая 1961 г.) определение  $V_0$  стало вполне надежным. Изображения звезд с приближением их к оптической оси из окрашенных, с явно выраженной комой, улучшаются и в пределах рабочего хода винта становятся отчетливыми, правильной формы и теряют окраску.

Появление в поле зрения четырех изображений звезды не вызывает затруднений при наблюдениях. При достаточном навыке наблюдателя крайние изображения не только не мешают, но, наоборот, помогают,

\* Описанный эффект виньетирования наблюдался нами также на астролябиях № 24 и 26. Очевидно, это недостаток конструкции, а не данного экземпляра.

ориентируют его относительно момента поступления первого контакта. Это позволяет проводить звезду симметрично относительно середины поля зрения трубы.

Устранение диафрагмы улучшило результаты наблюдений, что видно из приведенных ниже данных:

	С диа- фрагмой	Без диафрагмы
Ошибка единицы веса $\sigma$	$\pm 0",32$	$\pm 0",28$
Ошибка определения $V_0$ $\sigma_{V_0}$	$\pm 0",02_4$	$\pm 0",01_8$

Здесь  $\sigma$  — осредненные значения средних ошибок единицы веса по наблюдениям звезд;

$\sigma_{V_0}$  — осредненные значения ошибки вечерового определения  $V_0$  автоколлимационным методом.

Описанный эффект искажения изображений диафрагмой мы наблюдали и на других астролябиях OPL, находящихся в СССР. Таким образом, это дефект конструкции, а не данного экземпляра.

Эксплуатация инструмента в зимних условиях при температуре до  $-30^\circ$  показала, что механизм инструмента работает безотказно.

#### УСТАНОВКА АСТРОЛЯБИИ, РЕГУЛИРОВКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННЫХ

После установки инструмента на столбе астролябию ориентируют по меридиану и нивелируют.

Приближенное нивелирование выполняется с помощью накладного уровня. Погрешность нивелирования не должна превышать  $1'$ . При чрезмерно грубом нивелировании наблюдателю приходится тратить значительное время на правильную установку трубы и призмы с помощью регулировочных винтов.

Скорость вращения двигателя применительно к широте места установки астролябии регулируется специальным винтом. При произвольно установленной скорости двигателя наблюдают звезду с азимутом  $A$ , удерживая оба изображения совмещенными с помощью штурвала корректора. Зарегистрированный хронографом интервал времени между первым и последним контактами будет тем интервалом, который должен давать двигатель на азимуте  $A$  без коррекции. Затем, не сдвигая трубу по азимуту, перемещают микрометр в рабочей части винта, регистрируя контакты и регулируя скорость его вращения регулировочным винтом двигателя, пока не будет достигнуто необходимое значение интервала времени.

Согласование оптических осей главной трубы и трубы-искателя достигается с помощью юстировочных винтов сетки нитей последней, которыми перемещают ее так, чтобы в момент выхода изображения звезды на середину поля главного окуляра, в окуляре искателя оно также было бы в центре поля зрения.

Совмещенные изображения звезды должны перемещаться в горизонтальном направлении вдоль горизонтальных нитей сетки. Если это условие не соблюдается, то ориентировка сетки исправляется с помощью ее юстировочных винтов.

Призма Волластона вклеена в цилиндрическую оправу, на которой зажимными винтами закреплено упорное кольцо. Оправа вставляется в цилиндрическое отверстие каретки микрометра до упорного кольца и крепится зажимным винтом. Изменяя положение упорного кольца, можно изменять значение отсчета  $V_0$ . Поворачивая призму вокруг оптической оси,

добиваются, чтобы изображения звезды при наблюдении находились на постоянном расстоянии по горизонтали.

Главную трубу фокусируют с помощью автоколлимационного зеркала. Для этого его устанавливают и включают яркое освещение сетки. Диоптрийное кольцо окуляра поворачивают до получения резкого изображения нитей сетки. Вращая нижнюю регулировочную муфту, окуляр устанавливают в среднее положение, позволяющее поворачивать его в обе стороны. Микрометр устанавливают в положение, близкое к  $V_0$ , так, чтобы были видны оба отраженных изображения нитей. Открывают правую боковую стенку коробки трубы, открепляют два стопорных винта увеличительной трубки и перемещают ее до получения резких отраженных изображений нитей. Затем стопорные винты трубки закрепляют и закрывают стенку. После этого путем вращения нижней муфты окуляра достигается окончательная фокусировка трубы.

За 2 ч наблюдений при изменении температуры фокальная плоскость смещается и нарушается фокусировка трубы. Корректируем фокусировку с помощью нижней муфты окуляра во время больших перерывов между прохождениями звезд автоколлимационным методом по отражениям от задней грани призмы.

Для учета поправки за кривизну параллели и за смещение фокальной плоскости необходимо знать цену деления барабана микрометра, выраженную в секундах дуги. Для определения цены оборота винта микрометра проведем наблюдения за звездой с азимутом  $A$ , зарегистрировав на ленте хронографа моменты контакта.

Воспользуемся формулой (14), которую перепишем так:

$$k = \frac{\Delta z}{\Delta t}.$$

Дифференцирование по  $t$  выражения (1) дает после преобразования

$$\Delta z' = -15\Delta t \cdot \cos \varphi \cdot \sin A.$$

Заменим  $\Delta t$  через зарегистрированное на хронографе время  $(T_{22} - T_2)$ ,\* а  $\Delta l$  представим в оборотах винта микрометра. При четырех контактах за оборот (два замыкания цепи и два размыкания)  $T_{22} - T_2$  соответствует пяти оборотам, при двух контактах — 10 оборотам.

Отсюда цена оборота винта равна:

$$k' = \frac{(T_{22} - T_2)_4 \cdot 15 \cos \varphi \cdot \sin A}{5} \text{ при четырех контактах за оборот;}$$

$$k' = \frac{(T_{22} - T_2)_2 \cdot 15 \cos \varphi \cdot \sin A}{10} \text{ при двух контактах за оборот.}$$

Для определения цены оборота винта микрометра астролябии № 26 обработан материал наблюдений по 20 звездам (табл. 1).

Для определения поправок к свободному члену за несимметрию наблюдений относительно центра поля зрения наблюдаются звезды с известным азимутом  $A$  и отмечается длительность прохождения их через вертикальные нити. Расстояние между крайними вертикальными нитями условно принимается равным 12 частям. В табл. 2 приведены результаты определения поправки за несимметрию наблюдений, а также поправки к свободному члену за несимметрию наблюдений относительно центра поля зрения.

\* Мы берем целое число оборотов винта, чтобы исключить влияние на вывод случайной ошибки контакта.

Таблица 1

Определение цены оборота винта микрометра астролябии № 26  
(4 контакта за оборот)

Номер звезды	A	$T_{23} - T_2$	k	v
653	290°,4	15°,06	25°,90	-0°,03
857	127,2	17,60	25,72	+0,15
1515	214,6	24,79	25,85	+0,02
831	148,1	26,78	25,96	-0,09
441AE	270,5	14,07	25,83	+0,04
732	224,7	20,10	25,94	-0,07
4	84,0	14,25	26,00	-0,13
21	61,2	16,03	25,78	+0,09
17	66,7	15,28	25,75	+0,12
670	330,9	28,84	25,73	+0,14
32	52,7	17,75	25,92	-0,05
671	299,9	16,34	25,98	-0,11
870	135,3	20,03	25,85	+0,02
1523	223,8	20,37	25,88	-0,01
25	78,8	14,35	25,84	+0,03
1030	64,6	15,63	25,91	-0,04
46	37,9	23,06	25,99	-0,12
724	257,1	14,45	25,86	+0,01
711	271,6	14,11	25,89	-0,02
450AE	303,8	16,98	25,90	+0,03

$$k = 25^{\circ},87 \quad \pm 0^{\circ},02$$

Для определения поправок  $\epsilon_p$  к свободному члену уравнения погрешностей за кривизну параллели отсчитывают  $V_i$  по барабану микрометра в моменты замыкания и размыкания его цепи, определяя эти моменты

Таблица 2

Результаты определения поправки за несимметрию наблюдений относительно центра поля зрения (наблюдается звезда на азимуте  $A = 149^{\circ},4$ ,  $z = 30^{\circ}$ )

x	r	$T_{cp} - T$
-6	54°,5	14°,3
-3	01,5	7,3
+3	16,0	7,2
+6	23,0	14,2

$$T_{cp} = 08^{\circ},8.$$

$$\Delta t = T_{+3} - T_{-3} = 28^{\circ},5$$

$$r = \frac{15(\sin \varphi - \cos \varphi \cdot \operatorname{ctg} z \cdot \cos A) \Delta t^{\circ}}{12} = 60^{\circ}.$$

Поправки к свободному члену за несимметрию наблюдений относительно центра поля зрения

x	$\epsilon_x = \frac{(xr)^2}{20 \operatorname{tg} z}$
0	+0,00
1	0,02
2	0,06
3	0,14
4	0,24
5	0,38
6	+0,54

на слух через телефонные трубки, включенные параллельно цепи микрометра.

С разностями  $\left(\frac{\sum V_i}{n} - V_i\right)$  по формуле (19) вычисляется поправка  $\epsilon_p$  в функции азимута наблюдаемой звезды. Значения поправок  $\epsilon_p$  для астролябии № 26 приведены в табл. 3.

Таблица поправок к свободному члену уравнения погрешностей за кривизну параллели  $\epsilon_p$  для астролябии № 26

$A$	2 контакта за оборот винта	4 контакта за оборот винта	$A$	$A$	2 контакта за оборот винта	4 контакта за оборот винта	$A$
10°	-0°,24	-0°,06	350°	100°	0°,02	0°	260°
15	0,10	0,02	345	110	0,02	0	250
20	0,05	0,01	340	120	0,03	+0,01	240
30	0,01	0	330	130	0,03	0,01	230
40	0	0	320	140	0,05	0,01	220
50	0	0	310	150	0,09	0,02	210
60	+0,01	0	300	155	0,12	0,05	205
70	0,01	0	290	160	0,19	0,05	200
80	0,01	0	280	165	0,29	0,07	195
90	0,02	0	270	170	+0,64	+0,16	190

**СОСТАВЛЕНИЕ ПРОГРАММЫ НАБЛЮДЕНИЙ**

Составление программы наблюдений для астролябии включает следующие этапы:

- 1) выбор звезд;
- 2) вычисление вспомогательной таблицы часовых углов и азимутов;
- 3) вычисление для каждой звезды момента прохождения через  $z = 30^\circ$  и азимута;
- 4) составление групп звезд из общего списка;
- 5) оценка продолжительности существования группы звезд.

1. На широте Иркутска на зенитном расстоянии  $30^\circ$  могут наблюдаться звезды в поясе склонений от  $+22^\circ 16'$  до  $+82^\circ 16'$ .

Из «Астрономического Ежегодника СССР» и APS были выписаны все звезды ярче  $6^m$  со склонениями от  $+23$  до  $+80^\circ$ . Общий список содержит 450 звезд, причем каждая звезда может наблюдаться в двух прохождениях через альмукантарат (в восточном и западном).

2. Вычислены значения часовых углов и азимутов для  $\delta$  от  $+23^\circ$  до  $+80^\circ$  (через градус) по формулам:

$$\cos t = \cos z \cdot \sec \varphi \cdot \sec \delta - \operatorname{tg} \varphi \cdot \operatorname{tg} \delta,$$

$$\sin A = -\sin t \cdot \operatorname{cosec} z \cdot \cos \delta.$$

Данные, приведенные в таблице, вычислены с четырьмя десятичными знаками, значения азимута найдены с точностью до минуты дуги, а часового угла — до десятой доли минуты времени. С помощью таблицы для контроля вычислений были составлены графики  $t(\delta)$  и  $A(\delta)$ .

3. Для каждой звезды из общего списка находили интерполированием из таблицы звездное время  $S$  прохождения через альмукантарат и азимут  $A$ . Для контроля эти же величины находили графически. Если считать  $t$  от верхней кульминации к западу положительным, а к востоку — отрицательным, то для восточного прохождения

$$S_E = \alpha - t,$$

$$A_E = A,$$

а для западного

$$S_W = \alpha + t,$$

$$A_W = 360^\circ - A.$$

Моменты прохождений получены с точностью  $0^m, 1$ , а азимуты — с точностью  $0^\circ, 1$ .

Такая точность вполне достаточна, так как поле зрения трубы-искателя  $2^\circ, 5$ , а установка на звезду производится с точностью  $0^\circ, 1$ .

Затем звезды были расположены в порядке возрастания времени их прохождения, причем каждая звезда встречается в эфемеридах дважды, и общие эфемериды содержат, таким образом, около 900 прохождений альмукантарата.

4. Из звезд этого списка были затем составлены 11 групп по 28—30 звезд в каждой группе. При составлении каждой группы принималось во внимание требование, чтобы  $[\cos^2 A] = [\sin^2 A] \cdot \cos^2 \varphi$ .

Между группами соблюдался перерыв 15—20 мин. Это время необходимо для смены ртути, определения отсчета  $V_0$  и для производства отсчетов температуры и давления. Продолжительность наблюдения одной группы — около 2 ч. Характеристика групп приведена в табл. 4.

Таблица 4

Список групп звезд для наблюдений на призменной астролябии в Иркутске

Начало наблюдения	Конец наблюдения	Перерыв	Число звезд	$[\sin A]$	$[\cos A]$	$[\sin^2 A]$	$[\cos^2 A]$	$[\sin A \times \cos A]$
23 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup>	0 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup>	18 <sup>m</sup>	32	-0,99	-1,22	+22,76	+9,24	+1,47
0 58	2 50	21	31	+1,80	+1,12	21,00	10,00	-1,30
3 11	5 27	18	31	+0,10	-0,01	18,65	12,35	-0,73
5 45	7 37	24	31	+1,03	-1,29	22,35	8,65	+1,39
8 01	9 59	16	29	-0,58	-0,13	19,29	9,71	+1,60
10 15	12 08	10	29	-1,22	+1,45	17,77	11,23	+0,79
12 28	14 09	11	29	+0,79	+0,50	18,88	10,12	-0,91
14 20	16 12	13	28	-0,88	+0,51	19,73	8,37	+0,34
16 25	18 26	12	30	+2,70	-1,09	19,64	10,36	-0,37
18 38	22 32	18	30	+0,85	+0,92	20,66	9,34	+0,57
20 50	22 43	20	31	-0,46	-0,28	19,42	11,58	-0,13

Минимальные интервалы между звездами в группе около  $2^m$ . Обычно этого времени бывает достаточно для того, чтобы подготовить инструмент к наблюдению очередной звезды.

5. Очень выгодно и удобно, когда состав звезд в группе не меняется в течение ряда лет. Это облегчает обработку наблюдений, позволяет улучшить каталог положений наблюдаемых звезд и т. д.

Известно, что длительность прохождения звезды и ее азимут, как функции координат звезды, изменяются с изменением координат. Изменения  $\alpha$  и  $\delta$  вызываются, главным образом, прецессией. Влияние нутации и собственного движения несоизмеримо мало в количественном отношении по сравнению с влиянием прецессии.

Изменение момента прохождения звезды  $S = \alpha + t$  через альмукантарат  $z = 30^\circ$  обусловлено, во-первых, прецессией по прямому восхождению, во-вторых, изменением часового угла вследствие прецессии по склонению.

$$\Delta t = \frac{1}{15} \cdot \frac{\operatorname{tg} \varphi - \cos z \cdot \sec \varphi \cdot \sin \delta}{\sin t \cdot \cos^2 \delta} \cdot \Delta \delta. \quad (24)$$

Длительность прохождения спустя  $\tau$  лет после эпохи эфемерид

$$S_\tau = S_0 + \Delta \alpha + \Delta t = S_0 + \Delta S'_\tau.$$

Вследствие изменения момента прохождения на величину  $\Delta S'$ , зависящую от координат и знака часового угла, интервалы между прохо-

ждениями звезд альмукантарата изменяются, что может привести к выпадению некоторых из них из программы.

При составлении программы было поставлено требование неизменности группы звезд в течение пяти лет (1961—1966 гг). По формуле (24) были найдены значения  $\Delta t$  для дискретных значений склонений в пределах от  $23^\circ$  до  $80^\circ$  по аргументу прецессии в склонении  $\Delta\delta$  за пять лет и соответствующие  $\Delta\alpha$ . По  $\Delta S' = \Delta\alpha + \Delta t$  был построен график в функции склонения, который позволял найти  $\Delta S'$  для каждой наблюдаемой звезды. Для звезд от  $\delta = 30^\circ$  до  $\delta = 75^\circ$  за пять лет момент прохождения возрастает от  $0^m,1$  до  $0^m,7$ . Для звезд от  $\delta = 23^\circ$  до  $\delta = 30^\circ$  и от  $\delta = 75^\circ$  до  $\delta = 80^\circ$  момент прохождения изменяется в пределах от  $-0^m,4$  до  $+1^m,2$ .

Изменение интервала между прохождениями двух звезд в наиболее неблагоприятном случае достигает  $1^m,6$  для склонений  $75-80^\circ$  и  $0^m,9$  для склонений  $23-30^\circ$ . Большинство звезд нашей программы имеют склонение от  $+30$  до  $+60^\circ$ . Для них изменение  $S$  за пять лет составляет не более  $0^m,3$ . Чтобы программа оставалась на протяжении пяти лет неизменной, интервалы между звездами в критических случаях (звезды с большим склонением по разным сторонам от меридиана, звезды с малым удалением от меридиана, одна в северной, другая в южной части неба) должны быть не менее  $3,5-4$  мин.

Наша программа составлена с учетом этого обстоятельства, поэтому она может применяться на протяжении  $5-7$  лет, после чего отдельные звезды должны быть заменены.

Влияние прецессии  $\Delta\delta$  на азимут несущественно. Лишь для близмеридианных звезд изменение азимута за пять лет может достигнуть  $\pm 0^\circ,2$ , и его нужно учитывать лишь при вычислении величины  $15 \sin A \times \cos \varphi$ , которая требуется при обработке наблюдений.

#### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Вычислительные операции заключаются в составлении уравнений погрешностей вида (7), решении их по способу наименьших квадратов и оценке результатов.

Наиболее трудоемкой частью составления уравнений является вычисление их свободных членов по формуле (15).

$$l_i = 15 \sin A_i \cos \varphi_0 [(T_i + u_0) - (\alpha_i + t_0)] + \sum \varepsilon.$$

При вычислении принималось  $z_0 = 30^\circ 00' 30''$ .

Видимые места звезд  $\alpha$  и  $\delta$  выбирались из «Астрономического Ежегодника СССР» на эпоху наблюдений с учетом вторых разностей.

Вычисление часового угла по формуле (1) со значениями  $\varphi_0$ ,  $Z_0$  и  $\delta$  должно выполняться с девятью десятичными знаками, чтобы обеспечить  $0^s,001$ . Сложность этих вычислений очевидна. Поэтому Иркутскому вычислительному центру было поручено вычисление таблиц значений часовых углов для пояса склонений от  $22^\circ 20'$  до  $82^\circ 10'$  через  $10^\circ$ , с точностью до  $0^s,001$ . Табулограммы смонтированы в таблицы на 73 больших листах, каждый из которых содержит 36 строк (6 минут) и 5 градусных столбцов (табл. 5).

Для удобства обработки использована система карточек. На каждую звезду группы составлена карточка, образец которой приведен ниже (табл. 6).

В карточке даны: номер звезды по FK3;  $S$  — звездное время наблюдений;  $n$  — постоянная часть интерполяционного множителя для приведения к эпохе. На место прочерка надо поставить число суток от ближайшей меньшей табличной даты.  $I''$  и  $K''$  — нутационные члены;  $\varepsilon_p$  — по-

Образец таблицы часовых углов

$\delta$	25°	26°	27°	28°	29°
9°0'	07 <sup>m</sup> 49 <sup>s</sup> ,321	18 <sup>m</sup> 28 <sup>s</sup> ,361	27 <sup>m</sup> 46 <sup>s</sup> ,409	36 <sup>m</sup> 04 <sup>s</sup> ,578	43 <sup>m</sup> 38 <sup>s</sup> ,032
10	51 249	31 008	47 866	05 895	39 239
20	53 175	32 655	49 322	07 211	40 445
30	55 101	34 302	50 779	08 527	41 651
40	57 026	35 947	52 235	09 842	42 857
50	58 950	37 593	53 690	11 157	44 063

правка за кривизну параллели;  $A$ ,  $\sin A$ ,  $\cos A$ ,  $15 \sin A \cdot \cos A$  — азимут и применяющиеся в вычислениях его функции;  $\delta$  и  $t$  — возможные в данном году значения склонения звезды и соответствующие им значения часовых углов. Рядом даны табличные разности и знак часового угла (от верхней кульминации к западу положительный, к востоку — отрицательный). Для всех значений склонений интерполяция часового угла идет линейно.

Карточки составляются на все звезды группы; вычислитель, по получении видимых мест, выписывает из карточки все необходимые данные, после чего остается выполнить несколько простейших действий для получения свободного члена. С применением карточек обработка группы в 25—30 звезд выполняется у нас за 4—5 ч.

Для обнаружения грубых промахов в наблюдениях и вычислениях свободных членов уравнений погрешностей нами используется круговой график. На миллиметровой бумаге из произвольной точки откладываются значения  $l$ ; под углом к меридиану (ось  $y$ ), равным азимуту  $A$ , в масштабе: секунда в сантиметре.

Для этой цели используется целлулоидный круговой транспортир с делениями через каждые  $5^\circ$  (рис. 8). В разрез по нулевому радиусу вклеена миллиметровая шкала. В центре находится игла. Применение транспортира не нуждается в пояснении. Центр вероятнейшей окружности с координатами  $x_0$  и  $y_0$  определяется с помощью целлулоидной палетки из concentрических окружностей. Графическое определение центра с описанными простейшими приборами выполняется просто и быстро. Ошибка определения редко выходит за пределы  $0^\circ,1$ .

Полученными таким образом координатами центра пользовались для дальнейшего уравнивания методом, разработанным Б. Гино. Позднее отказались от этого метода, так как он требует проведения повторных работ, если обнаруживается ошибка графического определения одной из координат более  $0^\circ,1$ . Однако такое графическое определение сохранили как контрольную операцию перед уравниванием.

Таблица 6

Образец карточки № 831

$S = 21^h,0$                        $n = 0, -66$   
 $A = 148^\circ,1$                      $\epsilon_p = \pm 0^\circ,02$

$\delta$	$t$ , сек	$\Delta t$ , сек
25°09'20"	53,175	
		+1,926
30°	55,101	
		1,925
40°	57,026	
		1,924
50°	58,950	

$l^* = +0,06$                        $\sin A = +0,528$   
 $K^* = -0,32$                        $\cos A = +0,849$   
     $15 \sin A \cdot \cos A =$   
     $= +4,846$

Для уравнивания результатов наблюдений было опробовано три метода:

- 1) разработанный Гино;
- 2) с применением первого правила Шрейбера;
- 3) классическое уравнивание системы с применением схемы Дулиттля.

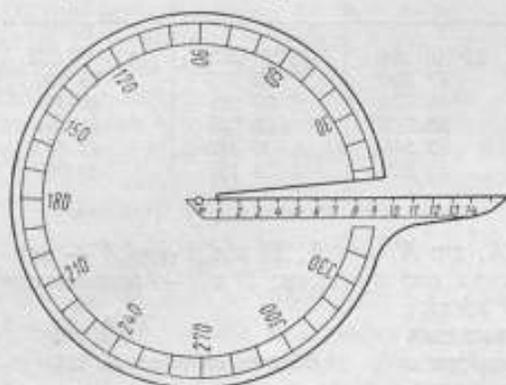


Рис. 8. Круговой транспортир.

По нашему мнению, последний метод приводит к получению наиболее правильных результатов и их оценке. Применение его тем более оправдывается, что величины

$$[\sin A], [\cos A], [\sin A \cdot \cos A],$$

$$[\sin^2 A], [\cos^2 A]$$

для каждой группы получены заранее и остается подсчитать лишь суммы, содержащие  $l$ . Стройность решения, построчный контроль, а также контроль получения  $[V^2]$  дают полную уверенность в вычислениях и

позволяют проводить уравнивание «в одну руку».

Ниже приводится пример обработки наблюдений. Наблюдалась группа № 1, состоящая из 31 звезды. (Обработка наблюдений дана в сокращенном виде).

Журнал наблюдений

21 сентября 1961 г.

Наблюдатель: В. Венюкова

Группа № 14  $t_{\text{ср}}^{\circ} = +6^{\circ},4$   
 $B' = 726,4 \text{ мм}$   
 $\theta = +22^{\circ},8$

$t_n^{\circ} = +7^{\circ},4$

Определение  $V_0$

вычитание	прибавление
94,0	93,0
94,0	93,2
94,2	92,6
94,0	92,0
93,8	92,8
94,2	92,6
94,0	92,7

$$V_0 = 93,4 = -6,6$$

$$B = 725,6 \text{ мм}$$

$$\theta = 22^{\circ},3$$

Определение  $V_k$

93,1	92,0
92,9	91,8
93,0	91,8
93,2	91,8
93,0	91,6
93,1	92,0
93,0	91,8

$$V_k = 92,4 = -7,6$$

Порядковый номер	Номер звезды	A	Примечание
1	653	290,4	
2	831	148,1	
3	441*	270,5	$x = +2$
4	21	61,2	
5	870	135,3	
6	1030	64,6	
7	724	257,1	
8	51	27,9	
9	1565	200,6	
10	33	102,2	
11	714	328,9	
12	1525	253,5	

$t_k^{\circ} = +5^{\circ},3$

\* Звезда № 441 выбрана из Астрономического ежегодника СССР, остальные — из «Ежегодника APS».

Вычисление поправок  $\epsilon_{rf}$

В начале наблюдения

$$\epsilon_r = 12^{\circ},46 \frac{726,4 - 2,3}{280,4}$$

$$-30'' = +2^{\circ},17$$

$$\epsilon_l = -6,6 \cdot 0^{\circ},26 = -1^{\circ},72$$

$$\epsilon_{rf} = +0^{\circ},45$$

В конце наблюдения

$$\epsilon_r = 12^{\circ},46 \frac{725,6 - 2,2}{278,3}$$

$$-30'' = +2^{\circ},38$$

$$\epsilon_l = -7,6 \cdot 0^{\circ},26 = -1^{\circ},98$$

$$\epsilon_{rf} = +0^{\circ},40$$

Обработка хронограммы

21 сентября 1961 г.

Наблюдатель В. Венюкова

Номера контактов	Звезда № 653	Сумма	Звезда № 831	Сумма
1 24	22 <sup>s</sup> ,74 40 <sup>s</sup> ,13	62 <sup>s</sup> ,87	37 <sup>s</sup> ,84 08 <sup>s</sup> ,46	106 <sup>s</sup> ,30
2 23	23,52 39,36	62,88	39,17 07,13	106,30
3 22	24,32 38,58	62,90	40,48 05,72	106,20
4 21	25,05 37,83	62,88	41,79 04,41	106,20
5 20	25,79 37,09	62,88	43,10 03,10	106,20
6 19	26,54 36,32	62,86	44,41 01,80	106,21
7 18	27,32 35,57	62,89	45,78 00,50	106,28
8 17	28,05 34,83	62,88	47,11 59,20	106,31
9 16	28,79 34,09	62,88	48,42 57,89	106,31
10 15	29,54 33,35	62,89	49,74 56,49	106,23
11 14	30,32 32,56	62,88	51,04 55,14	106,18
12 13	31,07 31,81	62,88	52,38 53,72	106,10
	$T_0$	31 <sup>s</sup> ,440		53 <sup>s</sup> ,118
	$x_0$	-47,232		-47,233
	$T_0 - x_0$	44,208		05,885
	$u_0$	+12,3		+12,3
	$T'$	56,508		18,185

Вычисление свободных членов уравнений погрешностей

Наблюдатель: В. Венюкова, 21 сентября 1961 г. Эпоха 21,612;  $M = 14^h,7$

$$S = 21^h,7$$

$$z_0 = 30^{\circ}00'30''$$

$$u_0 = +12^s,3$$

$$t_{cp}^s = +6^s,4$$

Показатели	Номер звезды			
	653	831	441AE	21
$A$	290,4	148,1	270,5	61,2
$S_0, D_0$	20 <sup>h</sup> ,8 13 <sup>h</sup> ,8	21 <sup>h</sup> ,0 13 <sup>h</sup> ,9	21 <sup>h</sup> ,0 13 <sup>h</sup> ,8	21 <sup>h</sup> ,2 13 <sup>h</sup> ,0
$n$	+0,785	+0,766	+0,783	+0,857
$\Delta^{1/2}$	-355	-67	-288	+148
$\Delta_0'' + \Delta_1''$	+2	-71	-14	-116
$a_0$	33 <sup>s</sup> ,638	14 <sup>s</sup> ,490	19 <sup>s</sup> ,433	21 <sup>s</sup> ,366

Показатели	Номер звезды			
	653	831	441AE	21
$n\Delta^{1/2}$	-279	-51	-226	+127
$B^* (\Delta_0^* + \Delta_1^*)$	0	+3	+1	+5
$\Delta^{1/2}$	-23	+167	+23	+320
$\Delta_0^* + \Delta_1^*$	-100	-55	-94	-5
$\delta_0$	11°,98	36°,63	47°,05	33°,62
$n\Delta^{1/2}$	-18	+1,28	+18	+2,74
$B^* (\Delta_0^* + \Delta_1^*)$	+4	+2	+4	0
$\delta^*$	11°,84	37°,93	47°,27	36°,36
$\rho_0^h$	+23 <sup>5</sup> ,556	-56 <sup>5</sup> ,628	+12 <sup>5</sup> ,614	-59 <sup>5</sup> ,084
$\alpha^*$	33,359	14,442	19,208	21,496
$T_c$	56,915	17,814	31,822	22,412
$T^*$	56,508	18,185	31,476	22,774
$T^* - T_c$	-0,407	+0,371	-0,346	+0,362
$15 \sin A \cdot \cos \varphi_0$	-8,600	+4,846	-9,178	+8,040
$l'$	+3°,50	+1°,80	+3°,18	+2°,91
$e_{rf}$	+45	+45	+44	+44
$e_p$	0	2	0	0
$e_x$	0	0	+6	0
$e_N$	+4	+1	+6	-8
$l$	+3,99	+2,28	+3,74	+3,27

\*  $\alpha$  и  $\delta$  в системе каталога FK3 без введения каких-либо поправок систематического или случайного характера.

## Уравнения погрешностей \*

Номер звезды	$A$	$a$	$b$	$c$	$l$	$S$	$V$
653	290°,4	-1	-0,94	+0,35	+3°,99	+2,40	0°,00
831	148,1	-1	+0,53	-0,85	+2,28	+0,96	-0,33
441AE	270,5	-1	-1,00	+0,01	+3,74	+1,75	-0,05
21	61,2	-1	+0,88	+0,48	+3,27	+3,63	-0,10
870	135,3	-1	+0,70	-0,71	+2,81	+1,80	+0,17
1030	64,6	-1	+0,90	+0,48	+3,50	+23,83	+0,17
724	257,1	-1	-0,97	-0,22	+3,52	+1,33	-0,10
51	27,9	-1	+0,47	+0,88	+3,79	+4,14	-0,01
1565	200,6	-1	-0,35	-0,94	+3,19	+0,90	+0,29
33	102,2	-1	+0,98	-0,21	+2,82	+2,59	-0,05
714	328,9	-1	-0,52	+0,86	+4,24	+3,58	0,00
1525	253,5	-1	-0,96	-0,28	+3,54	+1,30	-0,04

-12      -0,28      -0,20      +40,69      +28,21

$h = 12$

$[V^2] = 0,28$

Нормальные уравнения

	a]	b]	c]	l]	s]
[a	+12,00	+0,28	+0,20	-40,69	-28,21
[b		+7,68	+0,09	-3,88	+4,17
[c			+4,33	+2,20	+6,82
[l				+141,34	+98,97

\* Решение приводится для 12 уравнений.

Решение нормальных уравнений

dz	x	y	l	s
+12,00	+0,28	+0,20	-40,69	-28,21
	-0,0233	-0,0167	+3,3908	
	+7,68	+0,09	-3,88	+4,17
	-0,01	0	+0,95	+0,66
	+7,67	+0,09	-2,98	+4,83
		-0,0117	+0,3821	
		+4,33	+2,20	+6,83
		0	+0,68	+0,47
		0	+0,03	-0,06
		+4,33	+2,91	+7,24
			-0,6720	

$$y = -0^{\circ},6720$$

$$x = +0^{\circ},3900 \quad +0,0079 \quad +0,3821$$

$$dz = +3^{\circ},3929 \quad -0,0091 \quad +0,0112 \quad +3,3908$$

$$dz = +3^{\circ},39 \quad +141,34 \quad +98,97$$

$$x = +0^{\circ},39 \quad -137,97 \quad -95,65$$

$$\Delta\varphi = y = -0^{\circ},67 \quad -1,12 \quad +1,85$$

$$\Delta u = + \frac{0^{\circ},39}{15 \cos \varphi_0} = +0^{\circ},043. \quad \text{Контроль } [V^2] = +0,29 \quad +0,30$$

Оценка результатов и окончательные выводы

$$\sigma = \pm \sqrt{\frac{[V^2]}{n-3}} = \pm \sqrt{\frac{0,29}{9}} = \pm 0^{\circ},17$$

$$\sigma_x = \pm \frac{\sigma}{V[\sin^2 A]} = \pm \frac{0^{\circ},17}{V7,63} = \pm 0^{\circ},06$$

$$\sigma_y = \pm \frac{\sigma}{V[\cos^2 A]} = \pm \frac{0^{\circ},17}{V4,33} = \pm 0^{\circ},08$$

$$\sigma_{dz} = \pm \frac{\sigma}{Vn} = \pm \frac{0^{\circ},17}{V12} = \pm 0^{\circ},05$$

$$\sigma_u = \pm \frac{\sigma_k}{15 \cos \varphi_0} = \pm \frac{0^{\circ},06}{9,18} = \pm 0^{\circ},007$$

$$\Delta\varphi = \begin{matrix} -0^{\circ},67 \\ \pm 0^{\circ},08 \end{matrix}$$

$$u_{76} = u_0 + \Delta u = 12^{\circ},3 + 0^{\circ},043 = 12^{\circ},343$$

$$-3$$

$$+12340$$

$$\Delta\omega_{76} - 3 \quad +604$$

$$u_{76} + 12^{\circ},340 \quad +18$$

$$\text{Полная нутация} +604 \quad +12^{\circ},962 \pm 0^{\circ},007$$

$$\text{Аберрация} +18$$

$$u_{76} = +12^{\circ},962 \pm 0^{\circ},007$$

### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Регулярные наблюдения на астролябии OPL № 26 выполняются с целью определения поправок часов для Государственной службы времени СССР и используются при выводе эталонного времени. Одновременно выводится и широта места наблюдения. Веса обоих выводов практически одинаковы.

Ниже приводится характеристика регулярных астрономических наблюдений на астролябии за 14 месяцев, с 1 сентября 1960 г. по 31 октября

Таблица 7

Распределение наблюдений по месяцам для каждого наблюдателя

Дата наблюдения	Наблюдатели						Всего	
	Надеев		Черных		Венюкова		Число	
	Число наблюдений	$\sigma$	Число наблюдений	$\sigma$	Число наблюдений	$\sigma$	наблюдений	вечеров
<b>1960</b>								
Сентябрь	8	$\pm 0^{\circ},27$	—	—	—	—	8	8
Октябрь	9	0,28	—	—	—	—	9	9
Ноябрь	9	0,28	1	$\pm 0^{\circ},45$	—	—	10	10
Декабрь	—	—	2	0,46	—	—	2	2
<b>1961</b>								
Январь	6	0,35	—	—	2	$\pm 0^{\circ},56$	8	8
Февраль	8	0,29	—	—	4	0,33	12	9
Март	9	0,29	—	—	10	0,27	19	12
Апрель	6	0,29	—	—	6	0,28	12	8
Май	3	0,27	—	—	6	0,27	9	8
Июнь	9	0,30	—	—	8	0,28	17	12
Июль	8	0,25	—	—	4	0,27	12	9
Август	2	0,26	—	—	8	0,30	10	10
Сентябрь	3	0,27	—	—	6	0,25	9	7
Октябрь	4	0,29	—	—	6	0,26	10	9
<b>Всего . . . .</b>	<b>84</b>	<b><math>\pm 0^{\circ},29</math></b>	<b>3</b>	<b>—</b>	<b>60</b>	<b><math>\pm 0^{\circ},28</math></b>	<b>147</b>	<b>121</b>

1961 г. по результатам определений 147 поправок часов. Этот период не является однородным ни по составу наблюдателей, ни по характеру наблюдений. В табл. 7 представлено распределение наблюдений по каждому месяцу для каждого наблюдателя, а также среднемесячные значения средних квадратических ошибок единицы веса (измерение одного зенитного расстояния).

При анализе результатов наблюдений не учитывались наблюдения, выполненные Л. Н. Надеевым в сентябре 1960 г., Н. С. Черных в ноябре и декабре 1960 г. и В. Г. Венюковой в январе 1961 г., как первые и недостаточно надежные. В анализ также не включены наблюдения с малым числом звезд (до девяти) как нехарактерные.

В начале рассматриваемого периода наблюдения велись без стандартных групп звезд, причем наблюдалось 25—30 звезд. Однако вскоре выяснились отрицательные стороны таких бессистемных наблюдений, и в январе 1961 г. были составлены постоянные группы звезд. В дальнейшем состав групп и их число пересматривались, и только к апрелю 1961 г. окончательно определилось 11 постоянных групп, охватывающих 258 звезд, из которых 65 звезд наблюдаются в обоих прохождениях и 193 — в одном прохождении.

С октября 1960 г. наблюдения всех звезд велись при четырех контактах за оборот винта микрометра. В этом случае наблюдение звезды протекает вдвое быстрее, чем при двух контактах, что позволяет составить группы с более плотным содержанием звезд. Кроме того, когда призма Волластона находится поблизости от нулевого положения, изображения звезд полностью освобождаются от хроматической аберрации и комы.

В мае 1961 г. была удалена диафрагма, отсекающая нерабочие изображения звезд, и с этого времени наблюдения ведутся без нее.

В рассматриваемый период наблюдения выполнялись при температуре от +18 до -30° С. Фирма гарантирует нормальную работу астролябии до -20° С. Однако можно рассчитывать, что астролябия будет работать и при температуре несколько ниже -30° С.

В табл. 8 приведены средние квадратические ошибки определения поправки часов  $\sigma_u$  по одной группе. Ошибки  $\sigma_u$  по внутренней сходимости получаются непосредственно в результате уравнительных вычислений. Для определения ошибок  $\sigma_u$  по внешней сходимости поправки были пересчитаны в систему TU2; по ним была получена кривая поправок ведущих кварцевых часов КЗ и по уклонениям, вычисленным от принятых поправок, найдены средние квадратические ошибки  $\sigma_u$  по внешней сходимости согласно формуле

$$\sigma_{u_{\text{внешн}}} = \pm \sqrt{\frac{[V^2]}{n-1}}$$

Таблица 8

$\sigma_u$  по внешней и внутренней сходимости для различных пунктов наблюдений

Наблюдатели	$\sigma_u$	
	внутренняя	внешняя
Иркутск		
Надеев	$\pm 0^s,008$	$\pm 0^s,010$
Венюкова	0,007	0,009
Потсдам		
Хемлеб	$\pm 0,007$	$\pm 0,009$
Кишнер	0,008	0,013
Закаев		
Е. Ш. Х.	$\pm 0,005$	$\pm 0,007$
С. Ш. Х.	0,005	0,007

Для оценки наблюдений, выполненных в Потсдаме и Зикавей, использован опубликованный в бюллетене «Эталонное время» материал за период с июня 1960 г. по май 1961 г. Очевидно, что точность наблюдений, выполненных на астролябии OPL, одного порядка с наблюдениями, проведенными в Потсдаме и Зикавей.

Результаты обработки наблюдений указывают на значительное число систематических отклонений результатов по отдельным звездам от среднего значения по группе, что можно объяснить лишь индивидуальными ошибками координат этих звезд. Это ухудшает внутреннюю сходимость в группе, что и объясняет довольно большое значение  $\sigma_u$  по внутренней сходимости.

Систематических отклонений результатов наблюдений той или иной группы звезд от общей системы пока не обнаружено. Это, очевидно, объясняется тем, что в группе наблюдались звезды широкого диапазона пря-

мых восхождений (4—5 ч) и склонений ( $60^\circ$ ), и влияние ошибок каталога вида  $\Delta\alpha_a$ ,  $\Delta\delta_a$ ,  $\Delta\alpha_\delta$  и  $\Delta\delta_\delta$  здесь значительно ослаблено.

Результаты сравнений точности определения времени на астролябии и на пассажных инструментах АПМ-10 № 560001 с контактным микрометром и Цейсс № 14562 с фотоэлектрической регистрирующей системой приведены в табл. 9. При этом

Таблица 9  
Сравнение точности определения времени с астролябией и пассажными инструментами

Инструмент	$\sigma_u$	
	внутренняя	внешняя
OPL № 26	$\pm 0^s,008$	$\pm 0^s,010$
АПМ-10 № 560001	0,006	0,013
К. Цейсс № 14562	0,006	0,013

использованы только те наблюдения на пассажных инструментах, которые состоят из двух полных групп, наблюдаемых в течение вечера (в группе 10 звезд времени и 3—4 близэкваториальные звезды). Результат вечера принимался эквивалентным результату наблюдений на астролябии одной группы из 26 звезд.

Необходимо учесть, что каталог координат звезд, применяемый для обработки наблюдений на пассажных инструментах, выравнен поправками  $\Delta\alpha_a$  и индивидуальными поправками  $\Delta\alpha$ . Оценка по внешней сходимости достаточно убедительно свидетельствует о том, что наблюдения на астролябии дают более устойчивые результаты, чем на пассажных инструментах обычной конструкции.

Относительная личная разность иркутских наблюдателей, выведенная за весь период совместных наблюдений, проведенных Надеевым и Венюковой в Иркутске, а также аналогичный материал для наблюдателей Потсдама и Зикавей даны в табл. 10. Для наблюдателей Иркутска и Зикавей получены практически нулевые личные разности. Несколько большая личная разность характерна для наблюдателей Потсдама.

Величина  $dz$  должна быть постоянной, так как она в основном зависит от угла призмы; Данжон указывает на постоянство угла до нескольких сотых долей секунды дуги. Однако были обнаружены сезонные изменения величины  $dz$ . Сопоставление их с зарегистрированной температурой и давлением дано на рис. 9 и 10.

На рис. 9 по оси абсцисс отложены значения среднемесячной зарегистрированной температуры, по оси ординат — среднемесячные значения  $dz$ . Аналогично, на рис. 10 по оси абсцисс отложены значения среднемесячного зарегистрированного давления  $P$  в мм рт. ст., а по оси ординат —  $dz$ . На основании этих графиков получено:  $\Delta dz_t = 0^s,027$  на  $1^\circ$  и  $\Delta dz_P =$

Таблица 10

Личные разности наблюдателей по  $U$ 

Дата	Иркутск	Потсдам	Закавай
	$U_H - U_B^*$	$U_K - U_X$	$U_E - U_C$
<b>1960</b>			
Июнь	—	+0 <sup>9</sup> ,011	+0 <sup>9</sup> ,003
Июль	—	+0,007	+0,004
Август	—	+0,007	—
Сентябрь	—	+0,003	+0,002
Октябрь	—	+0,003	+0,004
Ноябрь	—	+0,013	-0,003
Декабрь	—	—	-0,002
<b>1961</b>			
Январь	—	0,000	-0,007
Февраль	0 <sup>9</sup> ,000	+0,002	-0,005
Март	+0,003	+0,004	-0,003
Апрель	-0,003	+0,001	+0,001
Май	-0,004	+0,008	0,000
Июнь	-0,002	—	—
Июль	+0,001	—	—
Август	+0,001	—	—
Сентябрь	-0,011	—	—
	-0,5002 ± 0,2002	+0,5005 ± 0,2001	-0,5001 ± 0,2001

\* Индексами обозначены фамилии наблюдателей: Н — Надеев; В — Венюкова; К — Кяришер; Х — Хемлеб; Е — Е. Ш. Х. С — С. Ш. Х.

Таблица 11

Среднее значение  $dz$  с учетом температуры и личные разности наблюдателей по  $dz$ 

Дата наблюдения	$dz$ Надеев (Н)	$dz$ Венюкова (В)	$dz_H - dz_B$
Февраль	+3 <sup>9</sup> ,57	+3 <sup>9</sup> ,59	-0 <sup>9</sup> ,02
Март	+3,53	+3,48	+0,05
Апрель	+3,43	+3,45	-0,02
Май	+3,35	+3,69	-0,34
Июнь	+3,58	+3,66	-0,08
Июль	+3,50	+3,40	+0,10
Август	+3,23	+3,36	-0,13
Сентябрь	+3,26	+3,45	-0,19
Октябрь	+3,41	+3,45	-0,04
Ноябрь	+3,40	+3,51	-0,11
Среднее:	+3 <sup>9</sup> ,42 ± 0 <sup>9</sup> ,04	+3 <sup>9</sup> ,50 ± 0 <sup>9</sup> ,03	-0 <sup>9</sup> ,08 ± 0 <sup>9</sup> ,04

$= -0^{\circ},052$  на 1 мм рт. ст. Достаточно уверенно получено только значение  $\Delta dz_t$ . Однако механизм этой зависимости не установлен, для разрешения этого вопроса необходим дополнительный материал наблюдений.

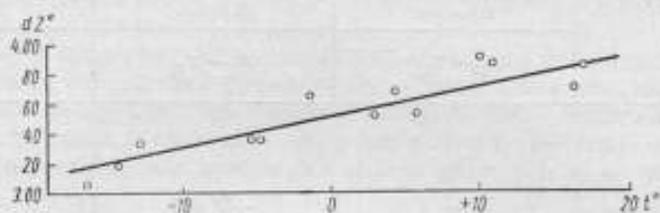


Рис. 9. Зависимость  $dz$  от температуры.

По среднемесячным значениям  $dz$ , приведенным с помощью коэффициента  $\Delta dz_t$  к  $0^{\circ}\text{C}$ , составлена табл. 11. Для Надеева получено среднее значение  $dz = +3^{\circ},42 \pm 0^{\circ},04$ , для Вениуковой —  $dz = +3^{\circ},50 \pm 0^{\circ},03$ .

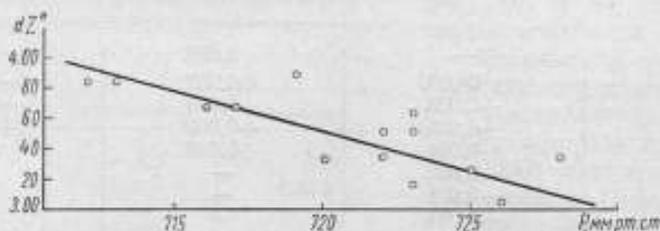


Рис. 10. Зависимость  $dz$  от давления.

Относительная личная разность определения  $dz$  иркутскими наблюдателями выразилась за период совместных наблюдений величиной

$$dz_H - dz_B = -0^{\circ},08 \pm 0^{\circ},04.$$

#### Приложение

##### ПОПРАВКА ЗА КРИВИЗНУ АЛЬМУКАНТАРАТА ПРИ НАБЛЮДЕНИИ С ПОМОЩЬЮ ПРИЗМЕННОЙ АСТРОЛЯБИИ ОРЛ

Рис. 11 представляет проекцию части небесной сферы на фокальную плоскость инструмента. Центр последней  $O$  лежит на пересечении прямой  $Z_m Z_m$ , соответствующей среднему положению воображаемой нити микрометра (отсчет по барабану винта микрометра  $V_m$ ) и прямой  $OZ'$  — сечении фокальной плоскости вертикалом точки  $O$ .  $Z_\sigma Z_\sigma$  — положение воображаемой горизонтальной нити, на которой находится изображение звезды  $\sigma$ .  $Z_i Z_i$  — проекция альмукантарата, соответствующего зенитному расстоянию инструмента.  $\sigma O$  — путь звезды  $\sigma$  по параллели, исправленный поправками за кривизну параллели.  $\sigma O Z_m = q$  — параллактический угол звезды  $\sigma$ . С помощью микрометра призмённой астролябии моменты наблюдения звезды  $\sigma$  на любой нити (контакте) относятся к средней «нити» микрометра  $Z_m Z_m$ . Однако по условию метода равных высот они должны быть отнесены к альмукантарату  $Z_i Z_i$ . Таким образом, в каждое пересечение «нити» звездой должна быть введена поправка за приведение с  $Z_m Z_m$  на  $Z_i Z_i$ . Для положения звезды на рис. 11 эта поправка равна отрезку  $ab$ .

Обозначим через  $\Delta a$  изменение азимута звезды  $\sigma$  за время, в течение которого она проходит между вертикалами  $OZ'$  и  $aZ'$ ; в проекции на фокальную плоскость угол  $OZ'a$  будет равен  $\Delta a \cos Z$ . Угол  $aOb$ , как следует из геометрии, равен  $\frac{1}{2}\Delta a \cos Z$ . Из рисунка

$$ab = Ob \operatorname{tg} \left( \frac{1}{2} \Delta a \cdot \cos Z \right) \text{ и } Ob = y \operatorname{ctg} q.$$

Учитывая малость угла  $\Delta a$ , напишем:

$$ab = \frac{1}{2} y \Delta a \cdot \operatorname{ctg} q \cdot \cos z.$$

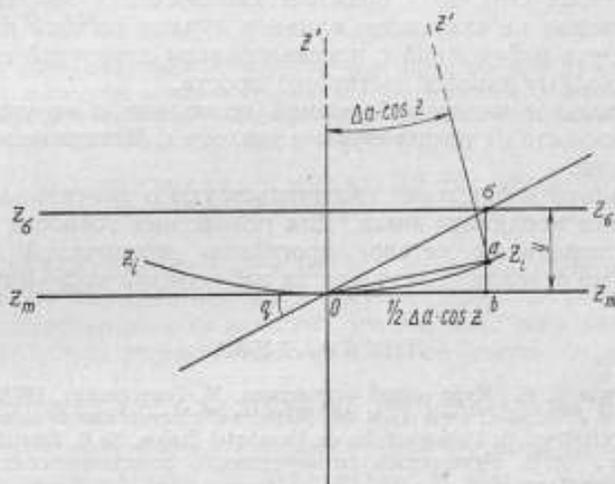


Рис. 11. Иллюстрация к выводу поправки в свободный член за кривизну альмукантарата.

Так как изменение азимута звезды с изменением зенитного расстояния определяется выражением

$$\frac{\Delta a}{\Delta z} = \frac{\operatorname{ctg} q}{\sin z},$$

то  $ab$  представится следующим выражением:

$$ab = \frac{1}{2} y \Delta z \cdot \operatorname{ctg}^2 q \cdot \operatorname{ctg} z.$$

Но  $\Delta z = y$ , и тогда

$$ab = \frac{1}{2} y^2 \operatorname{ctg}^2 q \cdot \operatorname{ctg} z.$$

Заменяя  $y$  его выражением в оборотах барабана  $y = \frac{V \cdot k^r}{q^r}$ , где  $k^r$  — цена оборота микрометра, получим

$$ab = \frac{1}{2} \left( \frac{V k^r}{q^r} \right)^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 q \cdot \operatorname{ctg} z.$$

Поправка к свободным членам условных уравнений за кривизну параллели  $\epsilon_k$  получается после суммирования значений  $ab$  по парным константам и осреднения

$$\epsilon_k = q^r \left( \frac{k^r}{q^r} \right)^2 \cdot \frac{\sum V_i^2}{24} \cdot \operatorname{ctg}^2 q \cdot \operatorname{ctg} z.$$

Вывод формулы сделан с сохранением малых второго порядка.

## Выводы

Опыт работы с призмной астролябией позволяет сделать следующие выводы:

1. Результаты определения времени с призмной астролябией OPL имеют большую стабильность, чем аналогичные результаты, полученные при использовании пассажного инструмента.

2. Процесс наблюдения с призмной астролябией очень прост, и даже наблюдатель, имеющий малый опыт работы, может получать на ней надежные результаты.

3. Астролябия OPL дает практические значения поправок часов и широт, на которые не оказывают влияние личные ошибки наблюдателя.

4. Обработка наблюдений с использованием карточной системы концентрации исходных данных достаточно проста.

5. Значительное число наблюдений позволило обнаружить изменения  $dz$  в зависимости от температуры и давления. Механизм этого изменения не выявлен.

6. Результаты наблюдений свидетельствуют о значительных погрешностях каталога координат звезд. Для повышения точности наблюдений необходим специальный каталог программы призмной астролябии, составленный на основании результатов наблюдений за 2—3 года.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Блажко С. Н. Курс общей астрономии, М. Гостехиздат, 1948.
2. Blaser J. P. et Cavedon M. Methodes d'observations de reduction a' l'astrolabe Danjon. Publications de l'observatoire de Neuchatel Suisse, № 6, decembre, 1959.
3. Мазаев А. В. Руководство по определению астрономических пунктов II—IV класса, М., Воениздат, 1946.
4. Цветков К. А. Практическая астрономия, М., Геодезиздат, 1951.
5. Guinot B. Astrolabe impersonnel. Reduction des observations. Etude des resultats. Bull. astr. t. 18, f. 4, p. 283—307.
6. Надеев Л. Н. Труды 14 Астрономической конференции 324, 1960.
7. Danjon A. L'astrolabe impersonnel de l'observatoire de Paris. Bull. astr. t. 18, f. 4, p. 251—281, 1955.
8. Danjon A. L'astrolabe impersonnel modele OPL. Bull. astr. t. 21, f. 4, 1958, p. 323—334.

*Статья поступила в февраль 1962 г.*

## МЕРТВЫЙ ХОД ВИНТА МИКРОМЕТРА ПРИЗМЕННОЙ АСТРОЛЯБИИ ОРЛ

Подробно исследуется влияние мертвого хода винта микрометра на результаты наблюдений, излагается методика определения мертвого хода, указывается на возможные причины его появления и подчеркивается необходимость тщательного учета его влияния при обработке результатов наблюдений.

Фирма ОРЛ в технических условиях [1] для призмной астролябии определяет допустимое значение общего мертвого хода в микрометре  $0^{\circ},01$ .

Ниже мы покажем, что мертвый ход винта микрометра астролябии может достигать больших значений и существенно искажать результаты наблюдений. Насколько нам известно, ни в нашей, ни в иностранной литературе этот вопрос до настоящего времени не освещался.

### ВЛИЯНИЕ МЕРТВОГО ХОДА МИКРОМЕТРА НА РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

При наблюдении восточных звезд винт микрометра вывинчивают, а при наблюдении западных — ввинчивают. И в том, и в другом случае при мертвом ходе микрометра каретка призмы Волластона отстает от винта и контактное колесо, насаженное на винт, дает приуменьшенные отсчеты, зарегистрированные по часам. Это как бы соответствует наблюдению восточных звезд на зенитном расстоянии  $z_E$  большем на величину мертвого хода и западных звезд на зенитном расстоянии  $z_W$  меньшем на величину мертвого хода, как показано на рисунке.

Положим мертвый ход винта микрометра постоянным в течение наблюдений группы звезд и не зависящим от азимута.\*

Легко видеть, что из уравнивания таких результатов наблюдений мы получим альмукантарат с зенитным расстоянием  $z'$ , смещенный к востоку.

Если величина мертвого хода установлена, то в свободные члены уравнений погрешностей должна быть введена поправка  $e_{M_x}$ , равная по величине мертвому ходу в секундах дуги, положительная для восточных звезд и отрицательная для западных.

Рассмотрим влияние мертвого хода микрометра на результаты наблюдений. Допустим, что были решены уравнения вида:

$$-dz + \sin A_i x + \cos A_i y + l_i = V_i \quad (1)$$

и получены значения неизвестных  $dz$ ,  $x$ ,  $y$ .

Найдем выражения поправок к ним, если обнаружен мертвый ход винта микрометра. Новые уравнения с учетом мертвого хода примут вид:

$$-Dz + \sin A_i X + \cos A_i Y + l_i \pm M_x = V_i, \quad (2)$$

где  $M_x$  — мертвый ход винта микрометра.

\* Вообще говоря, зависимость  $M_x$  от азимута возможна, так как от последнего зависит скорость вращения винта.

Заметим, что знак при  $M_x$  будет положительным для восточных звезд и отрицательным — для западных, т. е. совпадать со знаком синуса азимута. Для определения влияния мертвого хода винта микрометра на результат по оси  $x$  положим:  $Dz = 0$  и  $Y = 0$ . Это всегда возможно, так как искомые неизвестные являются поправками к приближенно принятым значениям  $z_0$ ,  $u_0$  и  $\varphi_0$ , выбор которых произволен.

Получим уравнения  $\sin A_i X + l_i \pm M_x = V_i$  и соответствующее им нормальное уравнение

$$[\sin^2 A] X + [\sin A \cdot l] + [\sin A \cdot M_x] = 0.$$

Последний член в левой части уравнения всегда положителен, поэтому окончательно

$$X = - \frac{[\sin A \cdot l]}{[\sin^2 A]} - \frac{[|\sin A|]}{[\sin^2 A]} M_x.$$

Здесь символом  $[|\sin A|]$  обозначена сумма абсолютных значений синусов азимута. При тех же условиях член

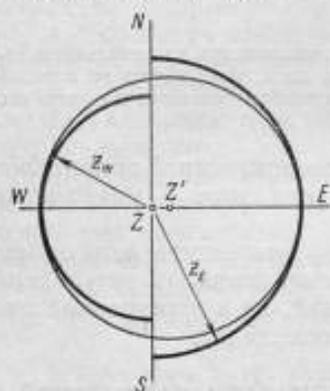
$$- \frac{[\sin A \cdot l]}{[\sin^2 A]} = x,$$

и искомое влияние мертвого хода винта микрометра по оси  $x$  будет:

$$X - x = - \frac{[|\sin A|]}{[\sin^2 A]} M_x, \quad (3a)$$

а на поправку часов

$$\Delta u = \frac{X - x}{15 \cos \varphi}.$$



Эффект мертвого хода винта микрометра.

Заметим, что если в группу входит только  $n$  звезд в I вертикале, то  $[|\sin A|] = [\sin^2 A] = n$  и

$$X - x = -M_x.$$

Влияние мертвого хода винта микрометра на результат по оси  $y$  получим аналогично предыдущему, приняв в уравнении (2)  $Dz = 0$ ,  $X = 0$ .

Тогда нормальное уравнение примет вид:

$$[\cos^2 A] Y + [\cos A \cdot l] + [\cos A \cdot M_x] = 0$$

и

$$Y - y = \frac{[\cos A \cdot M_x]}{[\cos^2 A]}.$$

Здесь произведения  $\cos A \cdot M_x$  будут принимать разные знаки и в симметричной группе  $[\cos A \cdot M_x] = 0$ .

Влияние мертвого хода винта микрометра на  $dz$  получим из уравнения (2) при условии  $X = 0$ ,  $Y = 0$ , тогда

$$Dz - dz = - \frac{[M_x]}{n}. \quad (3b)$$

Здесь также величина  $[M_x]$  близка к нулю.

Итак, под влиянием мертвого хода винта микрометра значение определяемой поправки часов получается систематически преувеличенным. Значения широты и  $dz$  искажаются случайно и в значительно меньшей степени. Для симметричной группы звезд эти искажения равны нулю. Под влиянием мертвого хода винта ухудшается внутренняя сходимость, в основном, за счет широтных звезд.

Формулы (За, б, в) позволяют определить  $M_x$  в ранее вычисленных результатах.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕРТВОГО ХОДА ВИНТА МИКРОМЕТРА

Величина  $M_x$  может быть получена при определении  $V_0$  автоколлимационным методом. Если совмещать отраженные изображения горизонтальных нитей путем ввинчивания рукоятки винта микрометра и вывинчивания ее, сопровождая каждое совмещение отсчетом барабана и отметкой направления вращения, то получим:

$$V_0 = \frac{(\text{выв})_{\text{ср}} + (\text{ввин})_{\text{ср}}}{200} K'',$$

$$M_x = \frac{(\text{выв})_{\text{ср}} - (\text{ввин})_{\text{ср}}}{200} K'',$$

где  $K''$  — цена оборота винта микрометра в секундах дуги. При наличии мертвого хода разность «вывинчивание» — «ввинчивание» будет положительна. Это следует из того, что винт при любом направлении вращения опережает каретку, а отсчет по барабану при вывинчивании винта возрастает.

Определение  $M_x$  (как и  $V_0$ ) производится надежно только при условии, что из оптической системы трубы астролябии изъята диафрагма, отсекающая нерабочие лучи от звезды после прохождения ими призмы Волластона. Тогда изображения нитей очень четкие и облегчается процесс их совмещения.

Если необходимо изучить поведение  $M_x$  и  $V_0$ , то лучше воспользоваться известным методом наведения нитей биссектором. Для этого мы используем оба поляризованных отражения средней горизонтальной пары сетки и вместо совмещения изображений нитей осуществляем наведения так, чтобы получить четыре нити с равными интервалами между ними. При этом положения пар поляризации чередуются так, что пара | устанавливается сначала выше пары —, а затем наоборот. Наведения производятся путем ввинчивания и вывинчивания винта микрометра. Такой метод можно рекомендовать при исследовании астролябии. Однако для обычных определений  $M_x$  и  $V_0$  до и после наблюдений группы звезд он является несколько трудоемким.

#### МЕРТВЫЙ ХОД ВИНТА АСТРОЛЯБИИ № 26 В ИРКУТСКЕ

В июле 1961 г. была отмечена систематическая разность отсчетов  $V_0$ , получаемых при ввинчивании и вывинчивании винта микрометра. С этого момента оба наблюдателя, определяя  $V_0$ , регулярно чередовали ввинчивание и вывинчивание винта. Разность достигала двух делений барабана, но в вычислениях не учитывалась, так как не было найдено объяснение этого явления.

В апреле 1962 г. при разборке корпуса астролябии была обнаружена поломка пластинчатой пружины переднего подшипника винта микрометра, что вызывало продольное смещение винта, а следовательно, и его мертвого хода. После ремонта (изготовлена новая пружина) мертвый ход винта микрометра принял практически нулевое значение.

Таким образом, было найдено объяснение высокой системе астролябии № 26, отмечавшейся в бюллетене «Эталонное время» разностями  $u_x$  —  $u$  с начала наблюдений на этом инструменте. Видимо, поломка пружины произошла еще до начала эксплуатации астролябии.

В приводимой ниже таблице использован материал наблюдений Надеева за июль—сентябрь 1961 г. Во втором столбце даны значения  $M_x$ .

выведенные по отсчетам при определении  $V_0$ ; в третьем столбце — поправки  $\Delta u$  за  $M_x$ , вычисленные по формуле (3а). В последних двух столбцах приведены отклонения  $u_* - u$  по данным «Эталонного времени» за 1961 г. и их значения, исправленные поправками  $\Delta u$  за  $M_x$ .

Значения мертвого хода винта микрометра астролябии № 26 и его влияние на результаты определения поправок часов

Дата наблюдения		$M_x$	$\Delta u$	$u_* - u$	$(u_* - u) + \Delta u$
Июль	12	$\pm 0^{\circ}23$	$-0^{\circ}030$	$+0^{\circ}040$	$+0^{\circ}010$
	12	21	28	42	14
	19	25	32	52	20
	20	23	30	53	23
	24	16	21	35	14
	26	23	30	39	9
	27	23	29	56	27
Август	1	20	25	44	19
	31	5	7	34	27
Сентябрь	6	9	12	31	19
	12	10	13	29	16
	13	23	31	44	13

Таблица наглядно показывает, что мертвый ход микрометра астролябии OPL — явление реальное. Его учет снижает систему инструмента.

### Выводы

В процессе исследования мертвый ход винта микрометра астролябии проявился довольно грубо в результате поломки пружины подшипника винта микрометра.

Однако возможно появление мертвого хода микрометра и в результате следующих причин.

1. Слишком свободная посадка ролика каретки призмы Волластона, катящегося по резьбе винта.

2. Слабая пружина, прижимающая ролик к винту.

3. Затрудненное движение каретки по направляющему стержню и возможность ее перекоса.

Мы считаем необходимым введение в программу исследования астролябии OPL определение мертвого хода винта микрометра и его устранение, если это возможно.

Еще раз напомним, что изучение такого тонкого эффекта возможно лишь при удалении диафрагмы из оптической системы.

В мае 1962 г. в Иркутске начаты наблюдения на астролябии OPL № 22. По предварительным исследованиям, мертвый ход винта микрометра этой астролябии равен нулю.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Инструкция фирмы OPL, приложение к призмной астролябии.
2. «Эталонное время в средние моменты передач радиосигналов» за 1960—1961 гг., Москва.

Статья поступила в июле 1962 г.

## СОДЕРЖАНИЕ

В. Н. Титов, А. Н. Смирнов, Н. В. Никитин. Исследование причин нестабильности частоты кварцевых генераторов и пути ее снижения . . . . .	5
В. Д. Гладков, Н. В. Никитин. Исследование системы питания высокостабильных кварцевых генераторов . . . . .	23
В. Д. Гладков, Н. В. Никитин. Исследование системы термостатирования высокостабильных кварцевых генераторов . . . . .	26
В. Г. Ильин. Фазостабильный умножитель девиации частоты для частотослитчательных устройств . . . . .	37
А. Н. Смирнов. Технологическое оборудование для изготовления пьезокварцевых приборов . . . . .	42
Л. А. Шустрова. Исследование кварцевых резонаторов Y-среза . . . . .	44
Г. А. Елкин, В. С. Казачок, Г. Г. Рахимов, А. Ф. Щербинин. Исследование молекулярного генератора на линии аммиака $J = 3, K = 2$ . . . . .	46
Г. Г. Рахимов. Настройка молекулярного генератора методом магнитного уширения (линия $J = 3, K = 3N^{15}H_3$ ) . . . . .	52
Г. А. Елкин, А. Ф. Щербинин, Л. П. Елкин а. Генератор на атомарном водороде . . . . .	57
Н. Д. Жесткова, Г. Г. Рахимов. Исследование молекулярных генераторов, работающих на линии $J = 3, K = 3N^{15}H_3$ . . . . .	63
А. А. Сокова, Г. М. Страховский. Некоторые вопросы классической теории квантовых генераторов . . . . .	67
Д. Ю. Белоцерковский. Вычисление времени передач радиосигналов в системе атомного времени TAI и исследование неравномерности вращения Земли в 1964 г. . . . .	90
Е. М. Винников. Электронный суммирующий хронограф . . . . .	94
Б. В. Васильев. Об использовании электронной цифровой вычислительной машины (ЭЦВМ) для обработки данных астрономического определения времени в процессе звездных наблюдений . . . . .	98
М. И. Илькин. Применение двухтактной симметричной схемы усиления постоянного тока для регистрации звездных прохождений . . . . .	103
Л. А. Соловьева. Изменение поправок часов в зависимости от часового угла Луны . . . . .	108
Л. Н. Надеев. Опыт работы с призмной астролябией OPL . . . . .	114
Л. Н. Надеев. Мертвый ход винта микрометра призмной астролябии OPL . . . . .	145

Цена 76 коп.