АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XV 1969 Вып. 1

УДК 534:621,373

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Г. Н. Белова, В. Ф. Казанцев

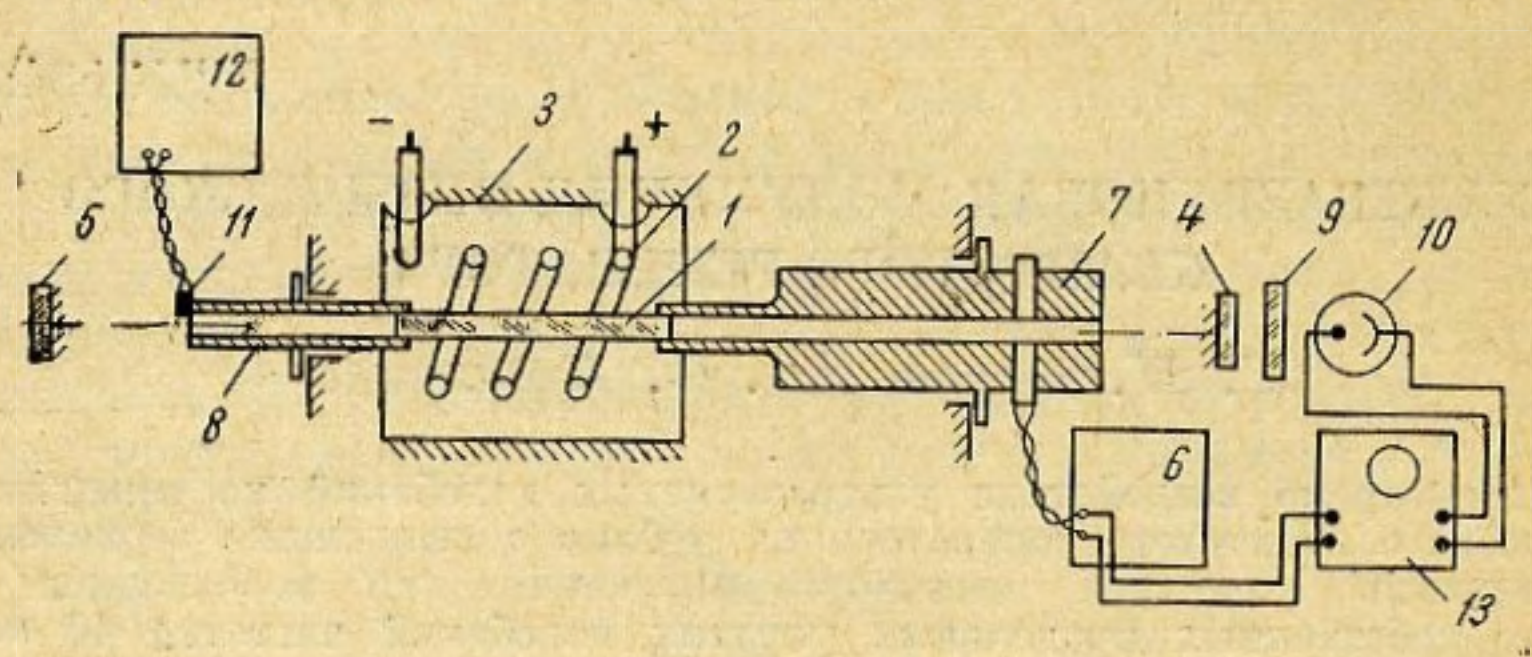
Рассмотрено воздействие ультразвуковых колебаний на генерацию оптического квантового генератора на рубине с выносными зеркалами. Исследуется структура импульса излучения при возбуждении в рубине собственных продольных упругих колебаний частотой 40 *кгц*, при постоянной накачке и различной амплитуде упругих колебаний. В экспериментах наблюдалась регулярная последовательность импульсов излучения оптического квантового генератора с частотой, кратной частоте возбуждаемых в кристалле упругих колебаний. В результате статистической обработки получена количественная оценка воздействия упругих колебаний кристалла на излучение этого генератора. Рассматривается ряд гипотез относительно механизма наблюдаемого явления.

Изучение оптического квантового генератора на твердом теле в обычных условиях представляет собой нерегулярную по частоте последовательность коротких импульсов — «пичкóв». Механизм этого явления в настоящее время неясен. Его исследование и получение мощных периодических импульсов с заданной частотой повторения — задача, имеющая как научное, так и прикладное значение. В связи с этим представляет интерес модуляция излучения оптического квантового генератора под действием ультразвуковых колебаний, описанная Торада и др. [1]. Возбуждая в кристалле рубина упругие продольные колебания с частотой 23,8 *кгц*, авторы этой работы наблюдали излучение в виде последовательности импульсов, появляющихся один раз за период упругих колебаний. Несколько позднее Майер [2] получил синхронизированное с ультразвуковой частотой излучение оптического квантового генератора при возбуждении продольных собственных колебаний в рубине в диапазоне частот от 100 до 1000 *кгц*. Аналогичные результаты были получены при возбуждении упругих колебаний частоты 100 *кгц* в оптическом квантовом генераторе с неодимовым стеклом [3].

Относительно механизма воздействия ультразвуковых колебаний на излучение оптического квантового генератора был высказан ряд гипотез. Предполагалось, что основную роль играет периодическое перемещение или деформация зеркал, образующих резонатор.

Нами были поставлены эксперименты, в которых вместо диэлектрических отражающих покрытий на торцах рубина использовались выносные зеркала. Схема установки представлена на фиг. 1. Кристалл рубина *1* длиной 120 и диаметром 12 *мм* располагался между выносными диэлектрическими зеркалами *4* и *5*, которые имели коэффициенты отражения 30 и 97% соответственно. Спиральная импульсная лампа *2* типа ИФК-15000 и цилиндрический отражатель *3* обеспечивали оптическую накачку. Энергия накачки во всех экспериментах была постоянной и превышала порог генерации на 6%. Излучение оптического квантового генератора после ослабления светофильтрами *9* регистрировалось с помощью фотоэлемента *10* типа Ф-5 и двухлучевого осциллографа *13* типа ДЭСО-1.

Ультразвуковая колебательная система состояла из пьезоэлектрического пакетного преобразователя со ступенчатым концентратором *7*, рубинового стержня *1* и цилиндра *8*. Длина всей колебательной системы была кратна целому числу полуволн, причем выбранная частота 40 *кгц* соответствовала полуволновому резонансу рубинового стержня. Концы рубина вставлялись на глубину 3 *мм* внутрь концентратора и приклеивались к ним. Такой способ крепления рубина, обеспечивая акустический контакт, создавал симметричное распределение напряжений вдоль рубинового стержня.



Фиг. 1

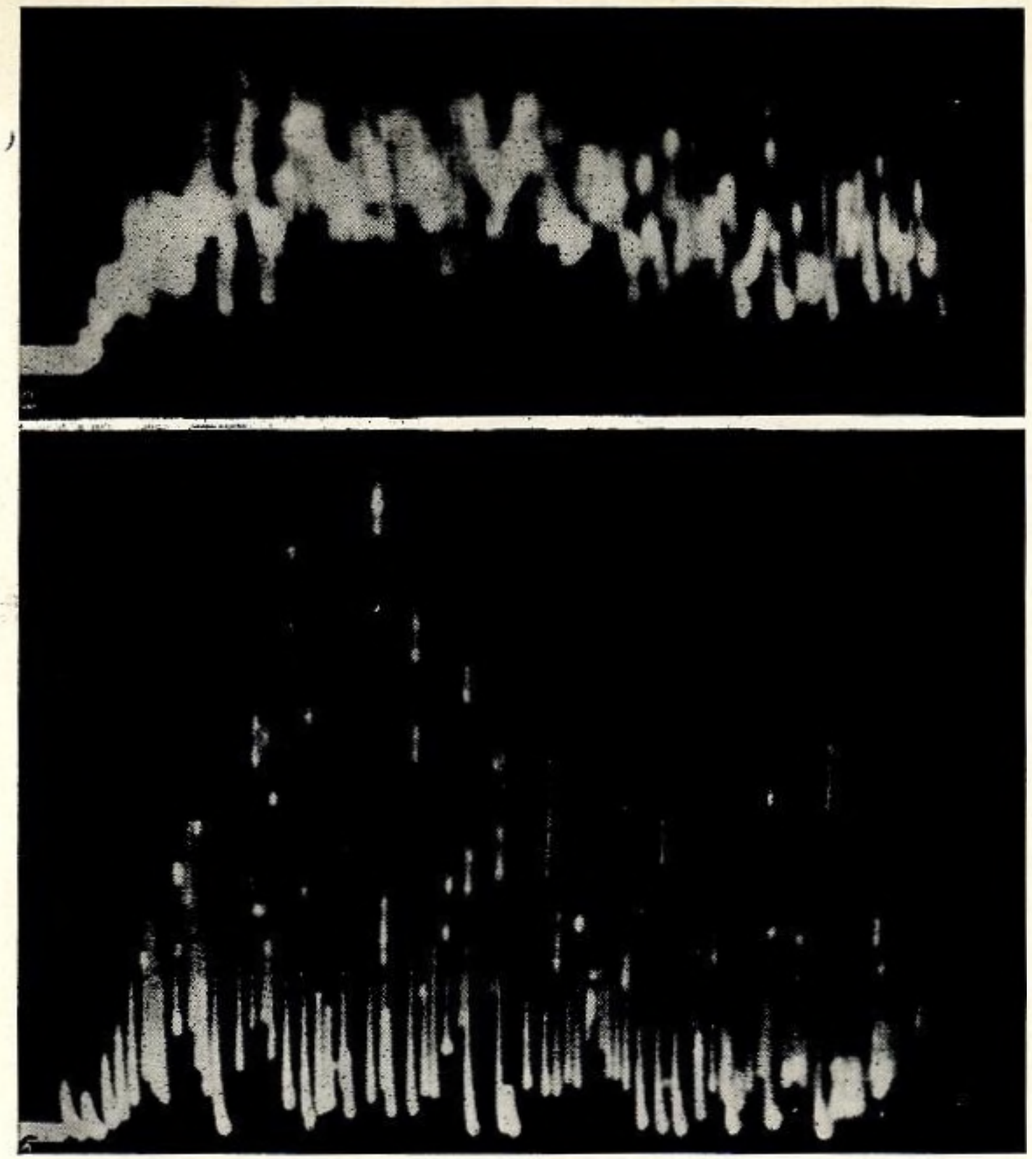
Возбуждение продольных колебаний на частоте около 40 *кгц* осуществлялось с помощью генератора *6*. Для определения периодичности импульсов излучения оптического квантового генератора напряжение с выхода генератора *6* подавалось на второй канал осциллографа. Запуск осциллографа был синхронизирован по времени с началом излучения оптического квантового генератора. Амплитуда колебаний измерялась с помощью пьезодатчика *11* и милливольтметра *12*. Прокалиброванный пьезодатчик из титаната бария был приклеен к торцу цилиндра *8*. Для сопоставления результатов эксперименты последовательно чередовались, один раз — при неподвижном кристалле, другой раз — при колеблющемся.

Типичная временная зависимость излучения в отсутствие ультразвуковых колебаний и при колебаниях рубина представлена на фиг. 2, *а* и *б* соответственно. Из этих осциллограмм видно, что ультразвуковые колебания изменяют характер излучения: вместо хаотической последовательности пичкóв наблюдается регулярная последовательность коротких импульсов большей амплитуды. Таким образом, при неподвижных внешних зеркалах собственные колебания рубина с частотой 40 *кгц* также приводят к модуляции излучения.

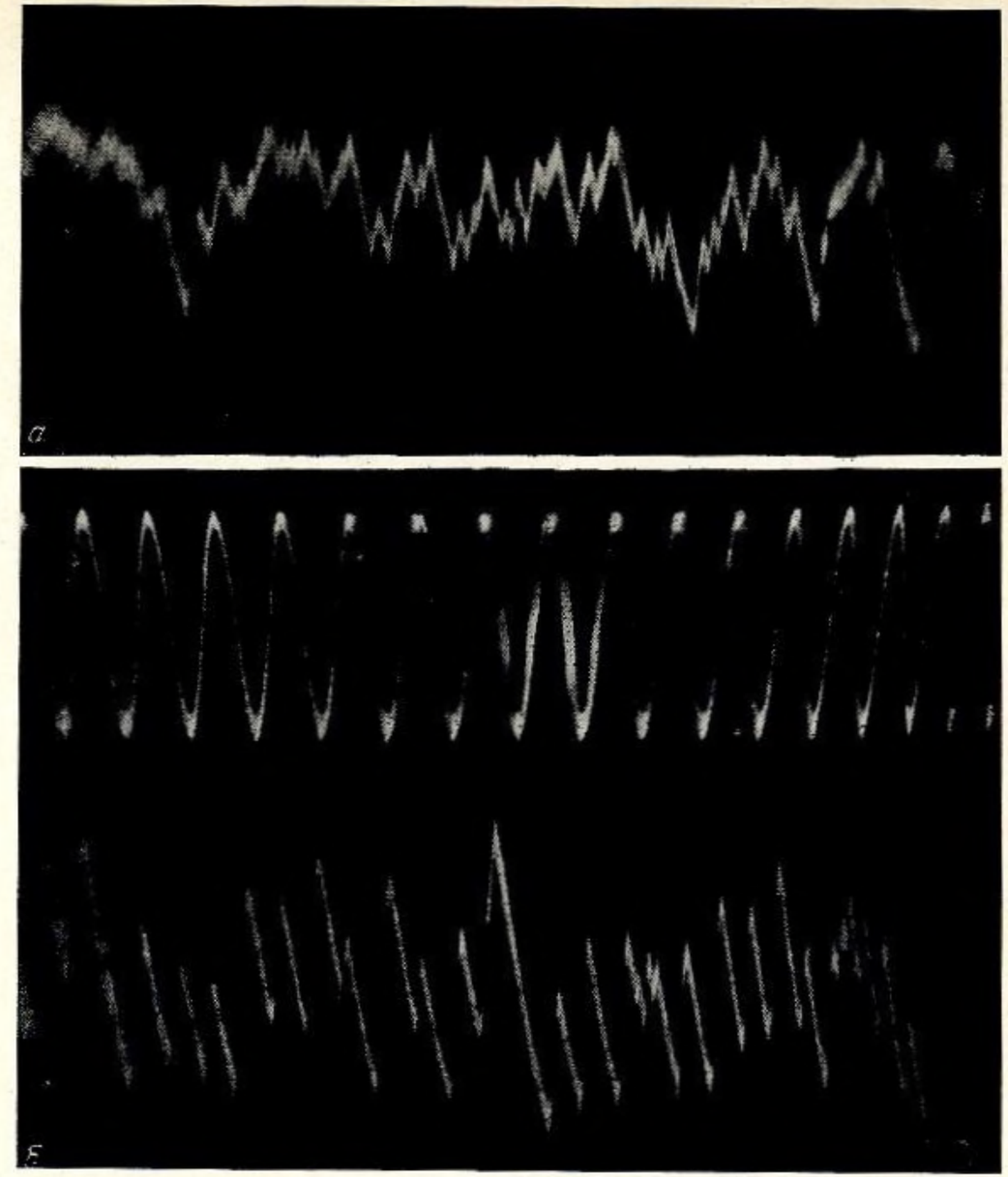
Детальная структура импульса излучения во времени наблюдалась при большей скорости развертки. На фиг. 3, *а* и *б* представлена часть импульса излучения оптического квантового генератора, соответствующая длительности развертки около 500 *мксек*. Осциллограмма фиг. 3, *а* относится к излучению с неподвижным рубином. Осциллограмма фиг. 3, *б* соответствует излучению колеблющегося кристалла (нижняя кривая). Верхняя кривая показывает изменение во времени напряжения на преобразователе.

Предварительный анализ осциллограмм показал, что в большинстве случаев при ультразвуковых колебаниях пички́ излучения оптического квантового генератора следуют с удвоенной частотой ультразвуковых колебаний, т. е. появляются 2 раза за период. Однако иногда, кроме удвоенной частоты появления пичкóв, отчетливо наблюдается периодичность с частотой колебаний.

Как указывалось, излучение оптического квантового генератора на рубине представляет собой нерегулярную последовательность пичкóв со случайным значением амплитуды, причем длительность и интенсивность пичкóв изменяются от импульса к импульсу. Для выявления статистических характеристик процесса нами была произведена обработка осциллограмм



Фиг. 2



Фиг. 3

(вкл. к ст. Г. Н. Белоцой, В. Ф. Казанцева)

излучения, которая заключалась в следующем. Отрезок каждой осциллограммы постоянной длительности разбивался на постоянное число интервалов. Выбор длительности интервалов производился с таким расчетом, чтобы он был меньше минимального интервала между пичка́ми при излучении в отсутствие ультразвуковых колебаний рубина. Длительность рассматриваемого участка импульсов должна была быть значительно больше периода ультразвуковых колебаний. В нашем случае полная длительность составляла около 200 *мксек*, а длительность отдельного интервала — около 0,8 *мксек*. Определив среднюю интенсивность в пределах одного интервала в относительных единицах, мы получили последовательность случайных чисел, характеризующую изменение интенсивности излучения во времени.

Статистическая обработка этих данных, которая проводилась на ЭВЦМ «Минск-2», позволила определить среднее значение интенсивности излучения и дисперсию, а также получить функцию автокорреляции и функцию распределения интенсивности для импульса излучения при данных условиях. Все рассмотренные в дальнейшем величины являются результатом усреднения не менее, чем по 8—10 реализациям.

Как известно, функцией корреляции случайного процесса называется вероятностная связь между значениями случайной величины в моменты времени t и $t-\tau$ [4]. Для дискретных выборок стационарного случайного процесса функция автокорреляции может быть вычислена по следующему выражению:

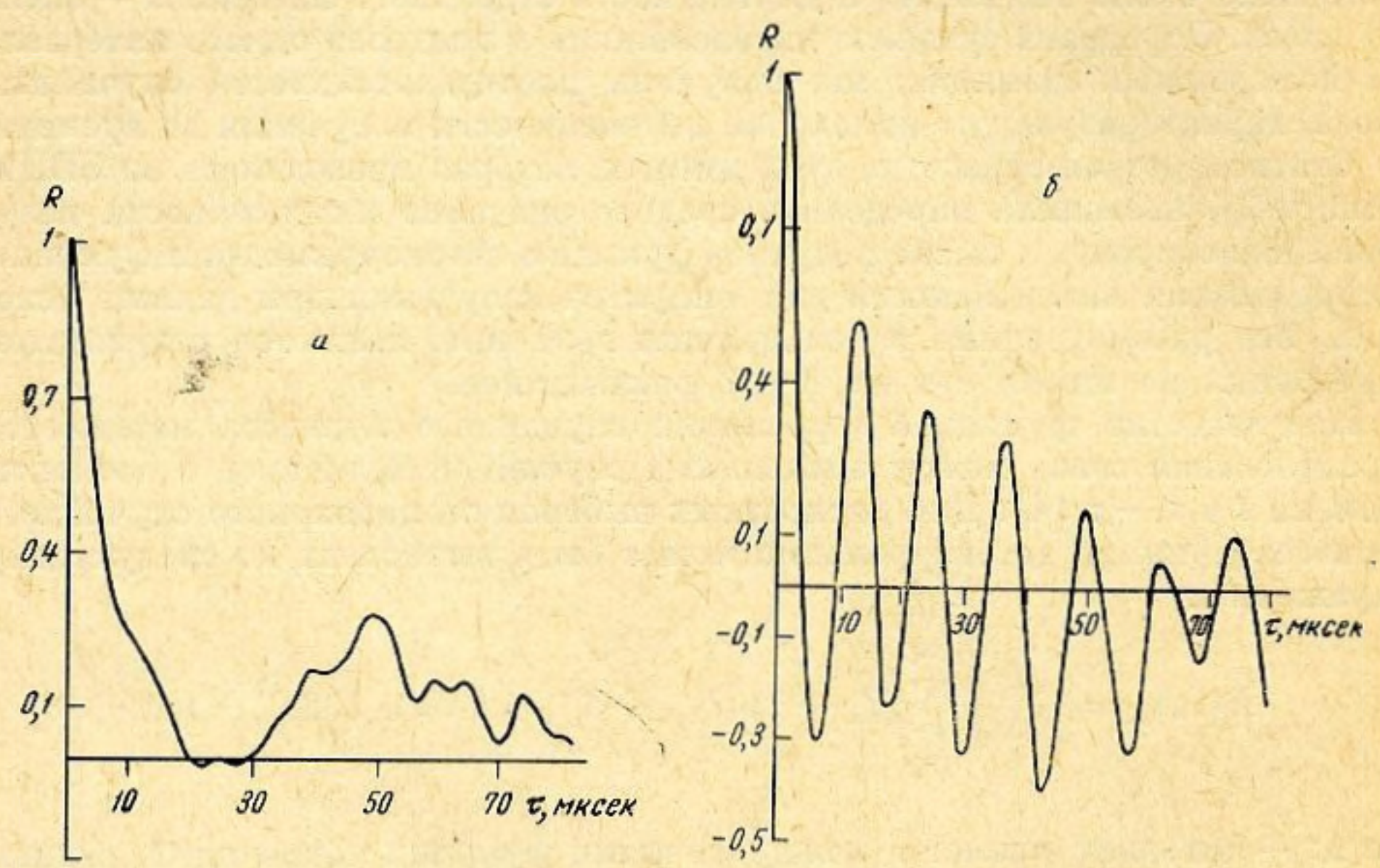
$$B(l\Delta t)=\frac{1}{n-l}\sum_{k=1}^{n-l}(I_k-\bar{I})(I_{k+l}-\bar{I}),\qquad l=0,1,2,\ldots,100,$$

где Δt — интервал времени между точками функции корреляции, равный интервалу времени между соседними точками случайного процесса; $l\Delta t$ — интервал времени между двумя случайными моментами времени, выраженный в единицах Δt; I_k — совокупность исходных случайных чисел, описывающих исследуемую функцию; $\bar{I}$ — математическое ожидание исходных случайных величин I_k. Нормированная автокорреляционная функция вычисляется как

$$R(l\Delta t)=\frac{B(l\Delta t)}{B(0)},\qquad l=0,1,2,\ldots,100. \tag{1}$$

При использовании выражения (1) нами были рассчитаны нормированные автокорреляционные функции для процессов излучения как при наличии, так и в отсутствие упругих колебаний. Типичные зависимости нормированной автокорреляционной функции от временного интервала между рассматриваемыми моментами процесса для обеих случаев излучения графически представлены на фиг. 4. На оси ординат отложена величина нормированной функции автокорреляции $R(\tau)$, по оси абсцисс — временной сдвиг $\tau=l\Delta t$ при $\Delta t=0{,}8$ *мксек*. Кривая на фиг. 4, *а* описывает нормированную автокорреляционную функцию процесса излучения в отсутствие упругих колебаний рубина; кривая на фиг. 4, *б* получена для процесса излучения при возбуждении колебаний кристалла с амплитудой смещений $\xi=0{,}4$ *мк*. Из сравнения кривых, приведенных на фиг. 4, следует, что для несинхронизированного излучения автокорреляционная функция имеет вид, типичный для стационарного случайного процесса. Для импульса, полученного при возбуждении упругих колебаний рубина, автокорреляционная функция осциллирует с периодом, соответствующим частоте около 80 *кгц*, причем амплитуда осцилляций с течением времени затухает. Это означает, что рассматриваемая функция представляет собой сумму автокорреляционных функций случайного стационарного процесса и периодического сигнала частоты 80 *кгц*.

Как известно, для периодического сигнала автокорреляционная функция имеет период, равный периоду сигнала. Отсюда следует, что процесс синхронизированного излучения происходит периодически с частотой 80 *кгц*. Другими словами, пички появляются регулярно два раза за период ультразвуковых колебаний. Присутствие в автокорреляционной функции составляющей стационарного случайного процесса говорит о том, что при ультразвуковой синхронизации высота (интенсивность) отдельных пичков



Фиг. 4

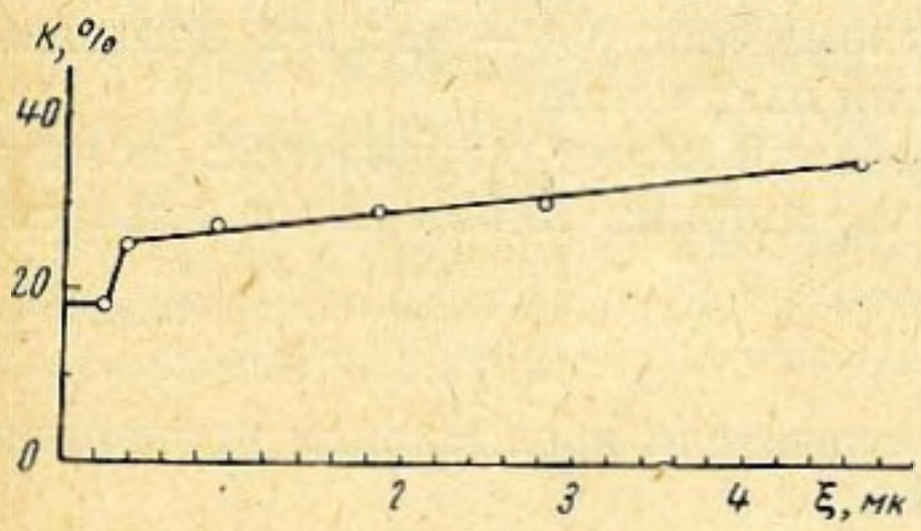
остается случайной величиной. Таким образом, результаты анализа автокорреляционных функций подтверждают выводы, сделанные при рассмотрении осциллограмм.

Для количественной оценки статистического изменения интенсивности излучения в импульсе были вычислены средние значения интенсивности $\bar{I}$ и ее дисперсия σ^2. Расчеты, приведенные с точностью до 10%, показали, что возбуждение упругих колебаний в рубине не вызывает изменения средней по времени интенсивности в импульсе, но приводит к увеличению дисперсии. Величина дисперсии растет с увеличением амплитуды упругих смещений ξ в рубине. Увеличение дисперсии в синхронизированном импульсе при одинаковом с обычными условиями генерации среднем значении интенсивности указывает на то, что при возбуждении упругих колебаний кристалла происходит перераспределение в излучении энергии. Появляющиеся в определенные моменты времени пички с более высокими значениями интенсивности чередуются с глубоким спадом излучения. Эти же выводы следуют из рассмотрения осциллограмм на фиг. 3.

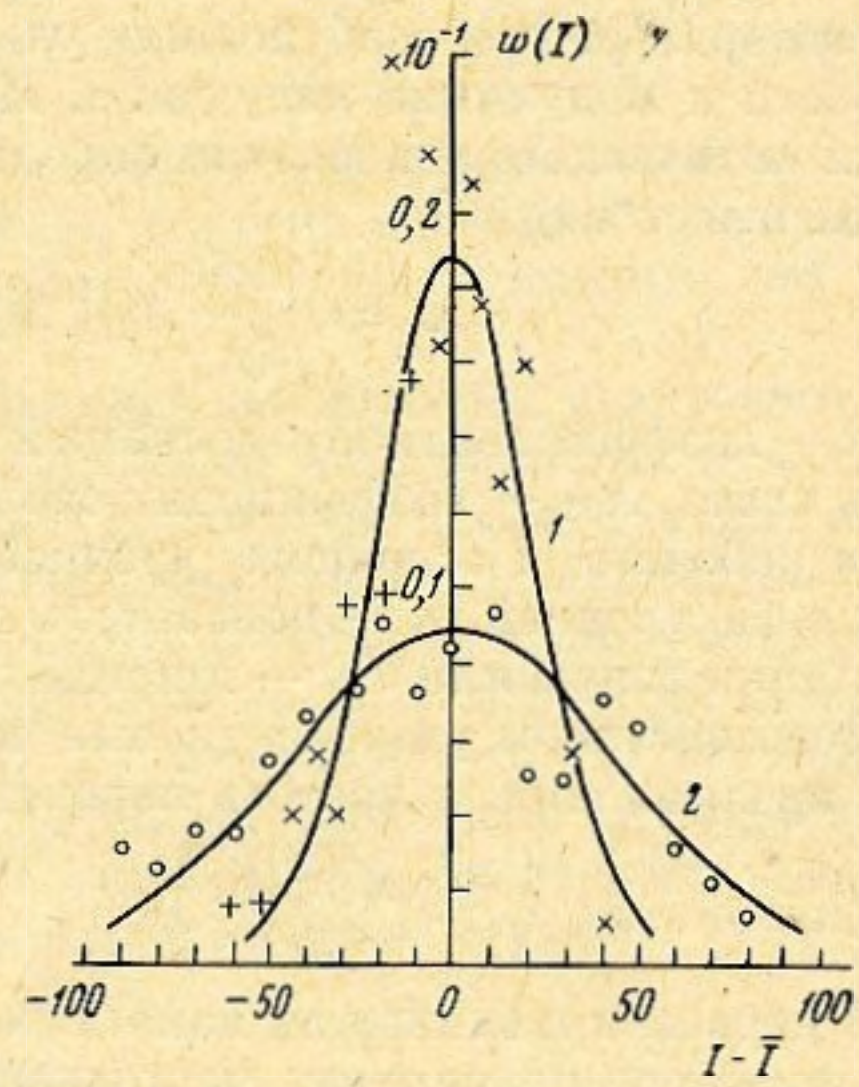
В качестве количественной характеристики изменения интенсивности излучения мы выбрали коэффициент вариации K, который представляет собой отношение среднего квадратического отклонения σ к среднему значению интенсивности I, те $K = \sigma / I$. Этот коэффициент в случае излучения при колеблющемся кристалле характеризует глубину модуляции. Полученная зависимость коэффициента вариации от амплитуды упругих смещений представлена на фиг. 5, где по оси абсцисс отложена амплитуда смещений в микронах, а по оси ординат — коэффициент вариации в процентах. При амплитудах менее 0,3 *мк* модуляция не наблюдается, и коэффициент вариации для излучения при колеблющемся кристалле и в отсутствие ультразвуковых колебаний одинаков и равен 18%. При амплитудах

смещений более 0,3 *мк* появляется синхронизация пичкóв с частотой, равной удвоенной частоте упругих колебаний. С увеличением амплитуды колебаний коэффициент вариации увеличивается по линейному закону и возрастает от 25 до 36% при изменении ξ от 0,4 до 4,6 *мк*. Так как при упругих колебаниях кристалла и в их отсутствие среднее значение интенсивности излучения в импульсе одинаково, то зависимость высоты пичкóв от амплитуды упругих смещений будет иметь аналогичный вид.

Для определения закона изменения интенсивности излучения в импульсе при ультразвуковой синхронизации и без нее были получены функции распределения плотности вероятности интенсивности в импульсе. Анализ этих распределений при оценке по 5%-ному критерию согла-



Фиг. 5



Фиг. 6

сия Колмогорова [5] показал, что как при возбуждении упругих колебаний, так и в их отсутствие, распределение плотности вероятности описывается нормальным законом. Плотность вероятности излучения интенсивности I при средней интенсивности $\bar{I}$ и дисперсии σ^2 равна

$$\omega(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{(I-\bar{I})^2/2\sigma^2}. \qquad (2)$$

На фиг. 6 представлены выравнивающие кривые, построенные на основании выражения (2). По оси ординат отложена величина плотности вероятности интенсивности, а по оси абсцисс — отклонение интенсивности от среднего значения в условных единицах. Кривая *1* описывает распределение интенсивности в несинхронизированном импульсе с $\sigma = 21$, кривая *2* — в импульсе, синхронизированном ультразвуковыми колебаниями с амплитудой 4,6 *мк* при $\sigma = 44$ (крестиками и точками обозначены величины частостей, относящихся к выравнивающим кривым *1* и *2* соответственно). Сопоставление кривых на фиг. 6 показывает, что при ультразвуковых колебаниях кристалла в импульсе равновероятно появление излучения как с более высокой, так и с более низкой интенсивностью по сравнению с излучением в отсутствие ультразвуковых колебаний. Количественно это проявляется через увеличение дисперсии синхронизированного импульса.

Как уже отмечалось, возникновение ультразвуковой модуляции не может быть объяснено перемещением зеркал, напыленных на торцы рубина, т. е. оно не связано с изменением геометрических размеров оптического квантового генератора при колебаниях рубина. При упругих колебаниях кристалла смещение его торцов приводит к изменению оптической длины резонатора на величину $\Delta L = 2(n-1)\xi_0 \sin 2\pi ft$, где n — показатель преломления рубина, ξ_0 и f — амплитуда и частота упругих колебаний. Если изменение оптической длины пути влияет на характер излучения, то при

разной амплитуде колебаний частота синхронизации должна определяться отношением $\Delta L / \lambda / 2$. В наших экспериментах это отношение изменялось в достаточно широких пределах ($\gg 1$), однако характер синхронизации не менялся. Это дает нам основание предполагать, что в данном случае синхронизация не может быть объяснена изменением оптической длины резонатора.

Рассмотрим, изменение каких параметров системы оптического квантового генератора при возбуждении ультразвуковых колебаний рубина может привести к модуляции излучения. Известно [6], что интенсивность излучения оптического генератора определяется коэффициентом усиления, который имеет вид

$$K_\nu = \frac{\varkappa c^2}{8\pi} A_{21}\left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1\right) \frac{n}{\nu_{21}^2 \cdot \Delta\nu}, \tag{3}$$

где $\varkappa$ — коэффициент, определяемый формой спектральной линии, c — скорость света, A_{21} — коэффициент спонтанного излучения, N_2, N_1 — заселенности рабочего и основного уровней соответственно, g_2, g_1 — статистические веса уровней, n — показатель преломления, ν_{21} — частота центральной линии излучения, $\Delta\nu$ — ширина линии излучения.

Под действием ультразвуковых колебаний могут изменяться: показатель преломления n, частота перехода ν_{21}, ширина линии $\Delta\nu$ и инверсия населенностей $\left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1\right)$.

В первом приближении изменение показателя преломления пропорционально величине упругих напряжений

$$\Delta n \approx \gamma\sigma. \tag{4}$$

Постоянная γ для рубина [7] имеет величину порядка 10^{-13} *см²/дин*. Амплитуда упругих напряжений в наших экспериментах достигает величины $3 \cdot 10^8$ *дин/см²*. При этих условиях относительное изменение показателя преломления и соответствующее ему изменение коэффициента усиления оптического квантового генератора составляет по порядку величины около 10^{-5}.

Деформация кристаллической решетки рубина вызывает смещение уровней хрома, что приводит к изменению частоты перехода. По данным работы [8] изменение частоты перехода определяется соотношением

$$\delta\nu \approx A|\sigma|, \tag{5}$$

где $A = 0{,}3 \cdot 10^{-9}$ *см⁻¹/дин·см²*; изменение частоты дается в единицах *см⁻¹*. Само по себе это изменение незначительно и не дает существенного вклада в изменение коэффициента усиления. При той же величине упругих напряжений $\sigma = 3 \cdot 10^8$ *дин/см²* относительное изменение коэффициента усиления вследствие смещения частоты будет порядка $\delta\nu / \nu \sim 10^{-5}$.

Однако при ультразвуковых колебаниях кристалла рубина распределение напряжений неоднородно по длине кристалла. Вследствие этого сдвиг уровней для разных частей кристалла в соответствии с формулой (5) будет неодинаков. Это приведет к уширению линии перехода $\Delta\nu$ в формуле (3), причем уширение линии будет изменяться с удвоенной частотой звука. Таким образом, коэффициент усиления будет изменяться с удвоенной частотой модуляции. Максимальное изменение ширины линии будет иметь порядок 0,1 *см⁻¹*.

Таким образом, при ширине линии 10 *см⁻¹* (см. работу [5]) относительное изменение коэффициента усиления составит 10^{-2}, что на три порядка выше изменения коэффициента усиления, вследствие изменения рассмотренных ранее параметров.

Известно, что многомодовость излучения связана с неоднородным распределением инверсии населенности по длине кристалла. Уменьшение не-

однородности инверсии, как показано в работе [9], сопровождается сокращением числа генерируемых мод и увеличением энергии излучающих мод. На основании этого можно предположить, что ультразвуковые деформации в рубине, вызывая перемещение активных центров кристалла внутри резонатора, выравнивают неоднородное распределение инверсии населенности в каждый из полупериодов упругих колебаний. Вследствие такого изменения инверсии, описываемой выражением $\left(N_2 - \frac{g_2}{\sigma} N_1\right)$, коэффициент усиления изменяется с двойной частотой упругих колебаний рубина. Количественно эффект зависит от скорости упругих колебаний и от числа мод, генерирующих при покоящемся кристалле. Однако оценить его мы пока не можем.

Таким образом, ультразвуковая модуляция оптического квантового генератора, по-видимому, объясняется изменением коэффициента усиления под действием ультразвуковых колебаний вследствие двух причин: либо изменения ширины линии, либо, изменения инверсной населенности.

В процессе выполнения настоящей работы авторы постоянно пользовались ценными советами покойного профессора Л. Д. Розенберга. Авторы выражают благодарность Е. Д. Ваксу, Н. И. Соколовой и А. Д. Карюгиной за помощь при проведении экспериментов; Б. Х. Мечетнеру за содействие проведению экспериментов на лазерной установке в Экспериментальном научно-исследовательском институте металлорежущих станков.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Torada, S. Kainuma, N. Tsuya, H. Inaba. Periodically controlled oscillation of ruby laser by ultrasonic frequency application. J. Appl. Phys. Japan, 1963, 32, 7, 508.
2. E. Mayer, W. Eisenmenger, D. Güsewell. Akustishe Steuerung der Emission Elines Rubinlasers durch Longitudinale Schwingungen des Rubinstabes. Acustica, 1965, 15, 5, 249.
3. H. Inaba, T. Kobayashi. Ultrasonic frequency modulation of laser oscillation from Nd^{3+} Glass Rod. Z. angew. Math. Phys., 1965, 16, 1, 66—67.
4. А. А. Харкевич. Спектры и анализ. М., ГТТИ, 1953.
5. А. К. Митропольский. Техника статистических вычислений. М., Физматгиз, 1961.
6. А. А. Мак, Ю. А. Ананьев, Б. А. Ермаков. Твердотельные оптические квантовые генераторы. Усп. физ. наук, 1967, 92, 373—426.
7. M. A. Jeppesen. Some optical, thermo-optical, and piezo-optical properties of synthetic sapphire. J. Opt. Soc. America, 1958, 49, 9, 629.
8. A. L. Schawlow. Fine structure and properties of chromium fluorescence in aluminum and magnesium oxide. Advances in Quan. Electronics, ed. by J. R. Singer, N. Y.— London, 1961, p. 50.
9. Б. Л. Лифшиц, В. Н. Цижунов. Генерация индуцированного излучения кристаллом, движущимся внутри резонатора. Докл. АН СССР, 1965, 163, 4, 870—872.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
5 февраля 1968 г.