быстрые вариации со средним периодом ~ 0.5 мин. Амплитуда медленных изменений градиента температуры от 0,5 до 0,8°C, а более быстрых — от 0,05 до 0,2°C. При регистрации временной изменчивости градиента температуры разнос датчиков температуры

по вертикали составил 60 см.

На рис. 2, δ приведена запись градиента температуры на расстоянии 2 M от дна. Эта запись была получена, когда прибор находился на весу и был связан с судном. Характерный период изменения градиента температуры и в этом случае оставался 5-6 MUH, а амплитуда колебаний $\sim 0.7^{\circ}$ С. Здесь уже нет быстрых изменений градиен-

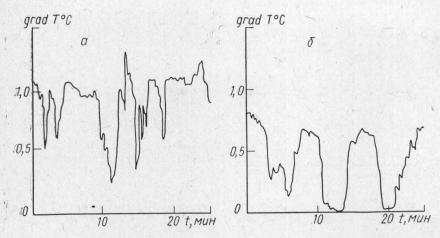


Рис. 2. Инструментальная запись изменения градиента температуры со временем при постановке прибора на дно (а) и когда прибор находился в двух метрах от дна (б)

та температуры, которые наблюдались в том случае, когда прибор стоял на дне. Период качки судна во время работы не превышал $10~ce\kappa$, амплитуда была незначительной. Из рис. 2, 6 видно, что на записи градиента температуры отсутствуют колебания с периодом около $10~ce\kappa$, т. е. изменения градиента, связанные с качкой судна, в данном случае лежали за порогом чувствительности измерительного прибора.

Кривые, представленные на рис. 2, иллюстрируют сложную временную структуру градиента температуры, которую совместно с тонкой структурой вертикальных профилей градиента температуры необходимо учитывать при исследовании турбулентности в море. Кроме того, временная изменчивость градиента накладывает дополнительные требования на методику вертикального зондирования. Временная изменчивость градиента температуры может приводить к ошибкам в определении глубины залегания максимумов градиента и в определении их величины. При исследовании мелкомасштабной турбулентности в море необходимо учитывать временную изменчивость температуры, средний период и амплитуду характерных изменений на различных глубинах.

Поступила в редакцию 6.11 1973 г.

имеет вид

Кафедра физики моря и вод суши

УДК 621.373.422

А. Г. ФЕДОСЕЕВ

ПОЛИГАРМОНИЧЕСКИЙ РЕЖИМ СИММЕТРИЧНОГО ГЕНЕРАТОРА НА ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДАХ

Эквивалентная схема генератора представлена на рис. 1 [1]. Уравнение движения

 $\ddot{x} + 2S(x, \ m\cos 2pt)\,\dot{x} + \omega_0^2\,x = 0,\tag{1}$

где $2S(x,\cos 2pt)$ — эффективная крутизна активного элемента $p\sim \omega_0$, модулируемая внешним воздействием.

В предположении квазилинейности и квазиконсервативности системы движение ищется как

$$x = A(t)\sin\left[pt - \varphi(t)\right]. \tag{2}$$

Укороченные уравнения:

$$\dot{A} = -\overline{S} (A + k (A, m) \cos 2\varphi, \tag{3}$$

$$\dot{\varphi} = \Delta - \Delta_0 (A, m) \sin 2\varphi, \tag{4}$$

где $\Delta = p - \omega_0$, Δ_0 — полуширина полосы синхронизации.

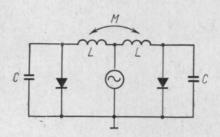


Рис. 1. Эквивалентная схема генератора

Рассмотрим спектр колебаний при $|\Delta| > \Delta_0$ для случая автогенератора с жестким предельным циклом. Условия жесткости предельного цикла автогенератора [2, 3] имеют вид

$$|\overline{S}(A_0 + \Delta A, m)| \gg \Delta_0, \quad \Delta A \sim A_0,$$
 (5)

$$|\overline{S}(A_0+d, m)| \sim \Delta_0, \quad d \ll A_0,$$
 (6)

где A_0 — амплитуда автономных автоколебаний.

Если условия (5), (6) выполняются, то влиянием внешнего воздействия на амплитуду автоколебаний в первом приближении можно пренебречь и положить $A = A_0$. Интегрируя (4), имеем

$$\varphi = \operatorname{arctg} (\beta \operatorname{tg} \Omega t^*) \pm \frac{\pi}{4}. \tag{7}$$

Здесь знаки \pm для $\Delta \geqslant 0$ соответственно, $\Omega = \sqrt{\Delta^2 - \Delta_0^2}$ частота биений, $t^* = t - t_0$, $t_0 = \frac{1}{2\Omega}$ arctg $\frac{\sqrt{1-\sigma^2}}{|\sigma|}$, $\sigma = \frac{\Delta_0}{\Delta}$, $\beta = \sqrt{\frac{1-|\sigma|}{1+|\sigma|}}$ — параметр неравномерности изменения фазы ϕ во времени.

Разложим переменные Ван-дер-Поля $\alpha = A_0 \cos \varphi$, $b = A_0 \sin \varphi$ в ряд Фурье и подставим в (2). Тогда

$$x = \sum_{k=0}^{\infty} C_k \sin\left(\omega^* t^* \mp 2\Omega t^* \mp \frac{\pi}{4}\right) + B_k \sin\left(\omega^* t^* \pm (2k+1)\Omega t^* \mp \frac{\pi}{4}\right),$$

$$C_k = \frac{1}{2} A_0 (\alpha_m + \varkappa_m), \quad B_k = \frac{1}{2} A_0 (\alpha_m - \varkappa_m), \quad m = 2k+1,$$

$$\alpha_m = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{\pi} (-1)^n \left(\frac{m}{2n}\right) B\left(n + \frac{1}{2}, \frac{m}{2} - n + 1\right) F \times \left(n + \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{m+3}{2}, 1 - \beta^2\right),$$

$$\varkappa_{m} = \beta \sum_{n=1}^{\left[\frac{m+1}{2}\right]} \frac{2}{\pi} (-1)^{n} {m \choose 2n} B \left(n + \frac{1}{2}, \frac{m}{2} - n + 1\right) F \times \left(n + \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{m+3}{2}, 1 - \beta^{2}\right),$$

B(x, y) — бэта-функция, $F(\alpha, \beta, \gamma, z)$ — гипергеометрическая функция Гаусса.

$$\left(egin{array}{c} p\\ n \end{array}
ight)=rac{p\,(p-1)\,\ldots\,(p-n+1)}{1\cdot 2\,\ldots\,n}\,, \qquad \left(egin{array}{c} p\\ 0 \end{array}
ight)=1\,,$$

$$\omega^*=\omega_0+rac{1}{2}\,\Delta_0^2/\Delta-\mbox{частота}\ \mbox{автоколебаний}.$$

Верхние знаки для случая $\Delta>0$, нижние — $\Delta<0$. Амплитуды спектральных составляющих при стремлении расстройки к границе синхронного режима не обращаются в нуль, а стремятся к постоянным значениям

$$\lim_{|\sigma| \to 1} C_k, \ B_k = \frac{1}{2} A_0 a_m |_{\beta = 0} = \text{const} \neq 0.$$

Частоты всех спектральных составляющих стремятся к частоте генератора ω^* и на границе полосы синхронизации совпадают с ней:

$$\lim_{|\sigma|\to 1} \omega^* = p, \lim_{|\sigma|\to 1} A_0 \sin\left(pt \mp \frac{\pi}{4}\right).$$

В отличие от силового воздействия на основном тоне [2, 3] здесь в спектре биений нет частоты p и нет гашения всех гармоник на границе полосы синхронизации.

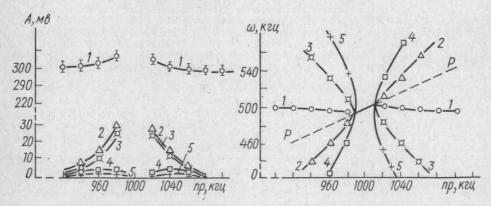


Рис. 2. Зависимости амплитуд и частот спектральных составляющих от частоты воздействия: $1-\omega^*$, $2-2p-\omega^*$, $3-4p-3\omega^*$, $4-5p-4\omega^*$ и $5-3\omega^*-2p$

Экспериментально исследовался гармонический и полигармонический режимы работы симметричного генератора. Аппроксимация характеристики туннельных диодов полиномом ≥5-й степени [4] позволяет соблюдать условия жесткости предельного цикла (5), (6) при ширинах полос синхронизации порядка десятков килогерц в радиочастотном диапазоне. В спектре полигармонического режима наблюдались комбинационные частоты вида

$$\omega_k = |kp - (k \mp 1) \omega^*| = |\omega^* \pm k\Omega|.$$

В эксперименте существенными были колебания 5 частот, составляющих комбинацию гармоник автоколебаний (до 5-й включительно) и гармоник воздействия (до 2-й включительно). Измерялись амплитуды комбинационных частот, которые составляли $\sim 1\%$ и больше от амплитуды автоколебаний.

Экспериментальные зависимости амплитуд и частот спектральных составляющих от частоты воздействия представлены на рис. 2. Экспериментальные результаты качественно подтверждают выводы теории. Как видно из экспериментальных графиков, в спектре полигармонического режима отсутствует колебание частоты p и наблюдается лишь в синхронном режиме, амплитуды спектральных составляющих не гасятся до нуля на границе синхронного режима, частота автогенератора ов увлекается до значения, равного р на границе синхронного режима.

Автор выражает благодарность А. А. Никулину за помощь в работе. Работа выполнена под руководством доц. И. И. Минаковой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Минакова И. И., Федосеев А. Г. «Радиотехника и электроника», 18, 311, 1973. 2. Коваленко А. С., Мигулин В. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, 314, 1971.

3. Коваленко А. С. Кандидатская диссертация. МГУ, 1972.

4. Роткоп Л. Л., Стыблик В. А. «Радиотехника», 25, 102, 1970.

Поступила в редакцию 13.12 1973 г.

Кафедра физики колебаний

УДК 621.378.325

С. К. ИСАЕВ, Л. С. КОРНИЕНКО, Е. Г. ЛАРИОНЦЕВ

ИЗУЧЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА НА CaF₂—Dy²⁺ С ПОЛУСФЕРИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

В нашей работе [1] исследовалась кинетика генерации диспрозиевого лазера с выносным сферическим зеркалом. Основное внимание было уделено режимам работы этого лазера при импульсной накачке. Было показано, что применение сферического резонатора является эффективным способом достижения гладкой генерации.

Настоящая работа посвящена подробному изучению связи кинетики генерации с параметрами резонатора и модовым составом излучения непрерывного диспрозие-

Эксперименты проводились на нескольких кристаллах CaF_2 — Dy^2 + длиной от 20 до 50 мм и диаметром 6 мм. Часть кристаллов имела плоскопараллельные торцы, а часть — торцы, скошенные друг относительно друга на 3° для устранения селекции мод. Кристалл помещался в эллиптический осветитель с газоразрядной лампой и охлаждался жидким азотом. Максимальная достижимая мощность накачки W в 3-3,5 ра-

за превышала пороговую $W_{\pi}(k=W/W_{\pi}=3-3.5)$.

Лазерный резонатор образован плоским серебряным зеркалом, напыленным на один из торцов кристалла, и выносным сферическим зеркалом, имеющим многослойное диэлектрическое покрытие с пропусканием $\sim 2\,\%$. Границы устойчивости такого резонатора определяются неравенством 0 < L/R < 1, где R — радиус кривизны зеркала, а L — длина резонатора с учетом частичного заполнения диэлектриком. Изменяя в широких пределах геометрические параметры резонатора (величину L/R и апертурную диафрагму), мы сопоставляли кинетику генерации и модовую структуру излучения лазера.

Для анализа структуры поперечных мод использовался прибор, основанный на методе сканирования лазерного пучка диском Нипкова [2]. С помощью измерительных приемников П5-1 и П5-2 наблюдались сигналы биений мод в диапазоне от 18 до 410 Мги, что позволило сделать определенные выводы о структуре продольных мод. Для измерения глубины модуляции излучения пучок на выходе лазера прерывался с частотой 500 гц. Излучение лазера регистрировалось приемной системой с полосой

пропускания до 30 Мгц.

Эксперименты показали, что при L/R, достаточно далеком от границ устойчивости резонатора (0,3 $\lesssim L/R \lesssim$ 0,95), поперечные распределения интенсивности лазерного пучка хорошо соответствуют модам сферического резонатора, рассчитанным без учета дифракции на зеркалах [3]. Кинетика генерации в этой области определяется в основном селекцией поперечных мод. В зависимости от степени селекции наблюдались следующие режимы генерации.