

ФИЗИКА

В. М. Арутюнян и А. О. Меликян

Динамика мод в закрытом генераторе

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 5/II 1967)

В настоящей работе использованы уравнения резонансной среды с учетом интерференции волн для изучения процессов генерации. В стационарном режиме эти уравнения совпадают с уравнениями из работ (1, 2). Такой режим без учета нерезонансных потерь был ранее исследован (1). В закрытом резонаторе стационарный режим возможен только при наличии нерезонансных потерь, поэтому полученные результаты (1) непосредственно не могут быть применены к этому случаю. Представляет интерес также выяснить характер приближения каждой моды к стационарному режиму.

Исходные уравнения имеют вид:

$$\pm \frac{\partial a_{1,2}}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial a_{1,2}}{\partial t} + \frac{\beta}{2} a_{1,2} = \sigma \left(\frac{1}{2} - i \frac{\varepsilon}{\Gamma} \right) (\Delta_0 a_{1,2} + \Delta_{1,-1} a_{1,2}), \quad (1)$$

где

$$\Delta_m = -\Delta(0, x) \gamma(t, x) I_m(4\sigma |z(t, x)|) e^{i \operatorname{Im} \arg z(t, x)} +$$

$$+ (-1)^m n \left(W - \frac{1}{\tau} \right) \gamma(t, x) \int_0^t \frac{dt'}{\gamma(t', x)} I_m[4\sigma |z(t, x) - z(t', x)|] \times$$

$$\times e^{-i \operatorname{Im} \arg |z(t, x) - z(t', x)|} \quad (2)$$

$$m = -1, 0, 1$$

$$\gamma(t, x) = \exp \left\{ - \left(W + \frac{1}{\tau} \right) t - 2\sigma \int_0^t [J_1(t', x) + J_2(t', x)] dt' \right\}$$

$$z(t, x) = \int_0^t a_1(t', x) a_2(t', x) dt'$$

Обозначения следующие: σ — поперечник, ε — расстройка, Γ — константа релаксации, $\Delta(0, x)$ — начальная перенаселенность, n — плотность активных атомов, τ — время спонтанного перехода, W характеризует подкачку, a_1 и a_2 — амплитуды волн, бегущих вправо и влево, норми-

рованные на интенсивность. Уравнения для амплитуд в стационарном режиме согласно (1-2) имеют вид:

$$\pm \frac{\partial a_{1,2}}{\partial x} + \frac{\beta}{2} a_{1,2} = \sigma n \left(W - \frac{1}{\tau} \right) \left(\frac{1}{2} - \frac{i\varepsilon}{\Gamma} \right) (\mu_0 - \mu_1) a_{1,2}$$

$$\mu_v = \left(\frac{J_{2,1}}{J_{1,2}} \right)^{v/2} \times$$

$$\times \frac{(4\sigma \sqrt{J_1 J_2})^v \left[\left(W + \frac{1}{\tau} + 2\sigma J_1 + 2\sigma J_2 \right)^2 - (4\sigma \sqrt{J_1 J_2})^2 \right]^{1/2}}{\left\{ W + \frac{1}{\tau} + 2\sigma J_1 + 2\sigma J_2 + \left[\left(W + \frac{1}{\tau} + 2\sigma J_1 + 2\sigma J_2 \right)^2 - (4\sigma \sqrt{J_1 J_2})^2 \right]^{1/2} \right\}^v}$$
(3)

Из (3) легко получить уравнения для интенсивностей. В случае закрытого резонатора $J_1 = J_2 = J$ и не зависит от x . Введем безразмерные величины

$$x = \frac{8\sigma}{W + \frac{1}{\tau}} J \quad \lambda = \frac{2\sigma n}{\beta} \frac{W - \frac{1}{\tau}}{W + \frac{1}{\tau}},$$
(4)

тогда решение уравнения для интенсивности имеет вид:

$$x = \lambda - \frac{1}{2} \pm \sqrt{\lambda + \frac{1}{4}}, \quad x_0 = \lambda - 2,$$
(5)

где x_0 — интенсивность по теории баланса.

Как следует из (3), $a_{1,2}$ имеют вид

$$a_{1,2} = \sqrt{J} e^{i(\varphi_{1,2} \pm \frac{\beta}{\Gamma} x)}$$
(6)

Учитывая граничные условия, найдем спектр мод

$$\omega = \omega_0 \frac{\pi m + \frac{\omega_0}{\Gamma} \beta L}{\omega_0 \frac{L}{v} + \omega_0 \frac{\beta L}{\Gamma}} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$
(7)

Из (5) следует, что $x > 0$ при $\lambda \geq 2$. Последнее есть условие возбуждения генератора

$$\frac{\sigma n}{\beta} \frac{W - \frac{1}{\tau}}{W + \frac{1}{\tau}} \geq 1,$$
(8)

откуда получаем границы генерируемого спектра

$$-\frac{\Gamma}{2} \sqrt{\frac{\sigma_0 n}{\beta} \frac{W - \frac{1}{\tau}}{W + \frac{1}{\tau}} - 1} \leq \omega_0 - \omega \leq \frac{\Gamma}{2} \sqrt{\frac{\sigma_0 n}{\beta} \frac{W - \frac{1}{\tau}}{W + \frac{1}{\tau}} - 1},$$
(9)

где ε_0 — сечение при нулевой расстройке. Из (8) также следует пороговое значение подкачки $W = W_n$, при котором ни одна мода не генерируется

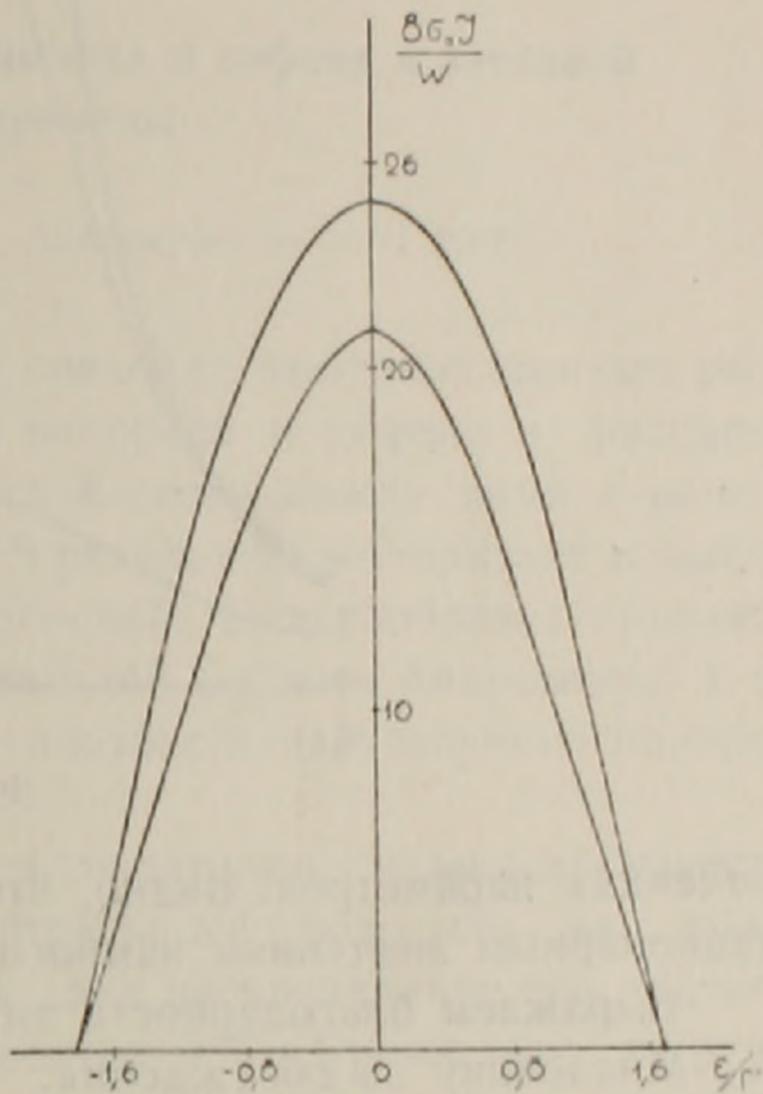
$$W_n = \frac{1 \frac{\sigma_0 n}{\beta} + 1}{\tau \frac{\sigma_0 n}{\beta} - 1}. \quad (10)$$

Для кристалла рубина длиной $L = 10$ см при комнатной температуре можно положить $\beta = 0,03$ см⁻¹, $\varepsilon = 0,25 \cdot 10^{-19}$ см², $\Gamma = 3 \cdot 10^{12}$ сек⁻¹, $n = 10^{19}$ см⁻³, $\tau = 3 \cdot 10^{-3}$ сек. Для этих значений параметров при $W \gg W_n$ на фиг. 1 приведены графики зависимости интенсивности от частоты, причем верхняя кривая (парабола) соответствует теории баланса.

Рассмотрим теперь малые отклонения от стационарного режима. Будем считать, что нестационарные добавки к амплитудам $a_{1,2}$ имеют вид:

$$b_{1,2} = e^{i(\psi_{1,2} \pm \frac{\varepsilon}{\Gamma} \beta x) + \delta t} p_{1,2}. \quad (11)$$

Линеаризуя исходные уравнения около стационарных значений $a_{1,2}$, получим уравнения для определения $p_{1,2}$. Поскольку $b_{1,2}$ должны удовлетворять таким же граничным условиям, что и $a_{1,2}$, можно положить $p_1 = p_2 = p = \text{const}$, где p — комплексная величина. Приравняв нулю детерминант получен-



Фиг. 1.

ной однородной системы, найдем уравнение для $\delta' = -\frac{1}{W + \frac{1}{\tau}} \delta$

$$\frac{W + \frac{1}{\tau}}{\beta v} \delta' = -\frac{\lambda}{x} \left[1 + \frac{1}{\delta' \sqrt{1+x}} - \frac{(\delta' + 1)^2}{\delta' \sqrt{\delta'^2 + 2\delta' \left(1 + \frac{x}{2}\right) + 1 + x}} \right] \quad (12)$$

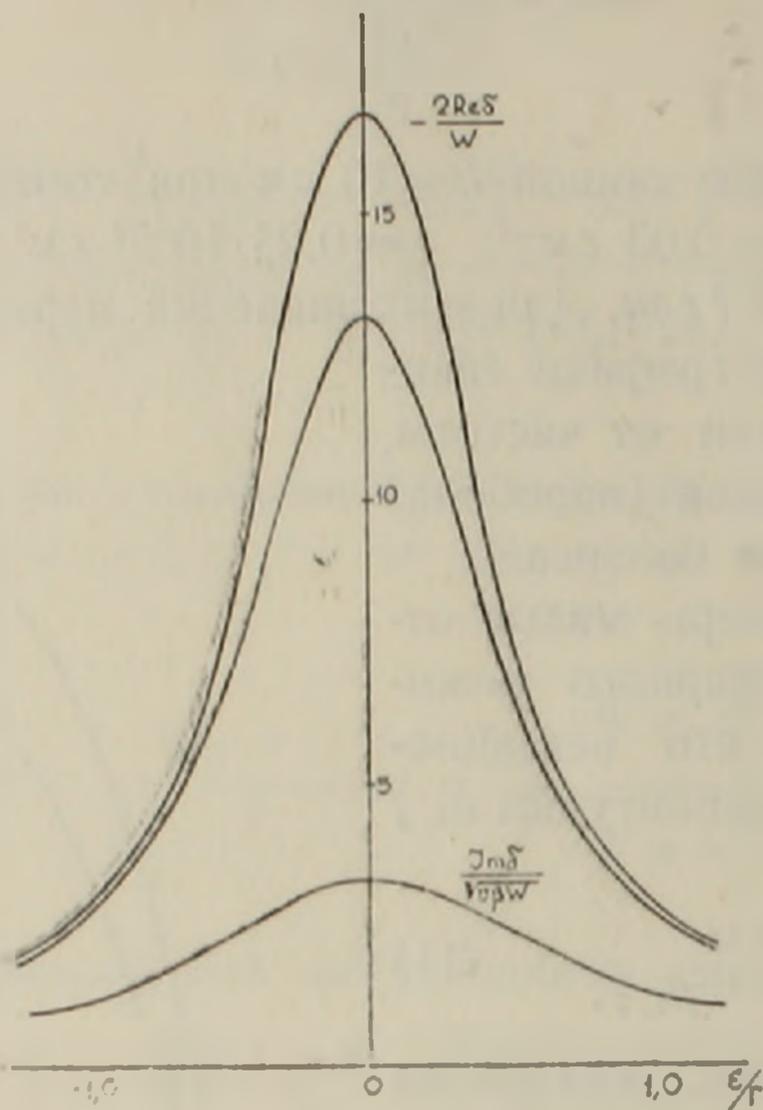
которое решаем в приближении $\delta' \gg 1$

$$\delta = -\frac{3\lambda x W}{16 \left(\frac{\lambda}{2} - 1\right)} \pm i \sqrt{\beta v W \left(\frac{\lambda}{2} - 1\right)} \quad W \gg \frac{1}{\tau}. \quad (13)$$

Предположение $\delta' \gg 1$ неверно лишь для крайних мод, интенсивность которых мала. Теория баланса для δ дает (точное значение, справедливое для всего спектра)

$$\delta_0 = -\frac{\lambda W}{4} \pm i \sqrt{v\beta W \left(\frac{\lambda}{2} - 1\right)}. \quad (14)$$

На фиг. 2 приведены зависимости мнимой и действительной частей δ от частоты (нижняя кривая получена из теории баланса) при тех же



Фиг. 2.

значениях параметров. Видно, что эффективные моды стремятся к стационарным значениям намного быстрее, чем боковые.

Выражаем благодарность чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за обсуждения.

Физический институт г. Ереван
Объединенная радиационная лаборатория
Академии наук Армянской ССР и
Ереванского государственного университета

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ Ե Ա. Հ. ԽԵԼԻՔՅԱՆ

Մոդաների դինամիկան փակ զենեքատուրում

Գիտարկված է փակ սեղանատուրում զենեքացման ստացիոնար սեծիմբու Հաշվի է առնված ալիքների ինտերֆերենցիան: Ստացված են ալիտիվ սեղանատորի մոդաները և ինտենսիվության բաշխումը ըստ մոդաների: Հետազոտված են փոքր շեղումներ ստացիոնար սեծիմբից, հաշված են յուրաքանչյուր մոդայի համար տատանումների պարբերությունը և մարման ժամանակը: Արդյունքները համեմատված են բալանսի տեսության արդյունքների հետ և վերջինից շեղումներն են ուսումնասիրված:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Л. А. Островский, Е. И. Якубович, ЖЭТФ 46, 363, 1964. ² H. Stats, C. de Mars, Quantum Electronics, New York, 1960. ³ А. Л. Микаелян, Ю. Г. Турков, М. Л. Тер-Микаелян, „Радиотехника и электроника“, IX, 1357, 1964.