

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

**ЭЛЕКТРОННАЯ СРЕДА В РЕЗОНАНСНОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ
ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ****В. И. Канавец***(кафедра радиофизики)*

**Обсуждаются особенности взаимодействия электронного потока и электромагнитного поля в одно-
секционном резонаторном релятивистском генераторе поверхностной волны в области частот π -вида.**

В черенковских генераторах на сверхразмерных периодических волноводах, действующих в области частот π -вида ($\omega \cong \omega_\pi$), электронный поток находится в синхронизме с поверхностными волнами низшей моды волновода (моды E_{01}) [1–7]. При ограниченных энергиях электронов $E \leq 1$ МэВ эти источники излучения во многом аналогичны релятивистским генераторам поверхностной волны [1–5]. Процессы в генераторах зависят от условий отражения от концов секций периодического волновода и влияния электронной среды.

Первый генератор поверхностной волны на моде E_{01} содержал одну секцию волновода, согласованную на концах с помощью плавных переходов [1, 2]. Последующие генераторы не включали согласователи и волны отражались от концов [2–5]. Устройства без отражений отличаются распределенной перекачкой энергии между волнами с усилением и внутренней обратной связью [6–8]. В генераторах с отражениями возбуждаются колебательные моды секций [4, 5].

Источники излучения на модах колебаний, зависящих от потока и от процессов вблизи π -вида, являются многорезонаторными генераторами поверхностных стоячих волн. При большом диаметре потока и малых микроперевансах [7] они могут иметь высокий кпд, так как к ним применима процедура оптимизации, разработанная для пространственно-развитых высокоэффективных многорезонаторных клистронов [9, 10].

В генераторах на поверхностных волнах проявляются особенности взаимодействия в области частот π -вида [6, 8]. Влияние потока приводит к смещению границы полосы, электронной перестройке частот, одновременному проявлению режимов ЛОВ и ЛБВ. Ввиду сложности процессов они изучались чаще всего для волноводов, согласованных в «холодном» режиме. Ниже исследуется влияние электронной среды, в основном при больших плазменных частотах, на самовозбуждение односекционных резонаторных генераторов поверхностной волны.

1. Эквивалентная цепь и ее уравнения

Волновод на частотах π -вида моды E_{01} описывается с помощью эквивалентной цепи [6]. Вводятся амплитуды напряжения V_n и V_{n+1} на входе и выходе n -й ячейки ($n = 1, \dots, N$), ток I_n , коэффициент передачи $\gamma = \alpha + i\varphi$, где α — затухание и φ — сдвиг фазы на период d . Поток изменяет величины $|V_n|$, $|I_n|$, α , φ и приводит к возникновению собственных волн связанной системы номера j с постоянными α_j и φ_j .

Пусть система имеет параметры, близкие к параметрам релятивистского генератора поверхностной волны [1, 2] ($d = 1,6$ см, $N = 30$, $I_0 = 5$ кА). Цепь четырехполосника для моды E_{01} включает сопротивление продольной ветви Z и проводимость поперечной ветви Y . Резонансные свойства и потери описываются с помощью контура L_0C_0 , содержащего омическое сопротивление R_0 [8]. В случае параллельного включения элементов контура получаем

$$\begin{aligned} Z &= i\omega L_0 / (1 - \omega^2 / \omega_0^2 + i\omega\delta_0 / \omega_0), \\ Y &= i\omega C, \quad \omega_0^2 = 1 / L_0 C_0, \quad \delta_0 = \omega_0 L_0 / R_0, \end{aligned} \quad (1)$$

причем $\omega_\pi \cong \omega_0$. Связь потока и поля в емкостном зазоре C_0 задается коэффициентом электронного взаимодействия M . Поток определяется постоянными составляющими тока I_0 и скорости v_0 , ускоряющим напряжением V_0 , переменными скоростью v_n и током J_n . Цепь возбуждается наведенным током $-MJ_n$. В начале ($z = 0$) и конце ($z = L$) цепочки подключены нагрузки Z_0 , Z_L и ЭДС $\mathcal{E}_0$, $\mathcal{E}_L$. Уравнения П-образной цепи с учетом наведенного тока имеют вид [6]

$$\begin{aligned} V_n &= V_{n+1}(1 + ZY/2) + I_{n+1}Z - MJ_nZ, \\ I_n &= V_{n+1}Y(1 + ZY/4) + \\ &+ I_{n+1}(1 + ZY/2) - MJ_nZY/2. \end{aligned} \quad (2)$$

Согласно линейной теории устройств с продольным взаимодействием вводятся нормальные амплитуды

прямой a_{sn+} и встречной a_{sn-} волн волноведущей системы, а также нормальные амплитуды быстрой a_{qn+} и медленной a_{qn-} волн пространственного заряда [6]:

$$\begin{aligned} a_{sn\pm} &= (1/4)(Z_s)^{-1/2}(V_n \pm Z_s I_n), \\ a_{qn\pm} &= (1/4)(Z_e)^{-1/2}(V_{en} \mp Z_e I_n), \\ Z_s &= [(Z/Y)/(1 + ZY/4)]^{1/2}, \quad Z_e = Z_{e0}/K_\gamma, \\ Z_{e0} &= (2V_0/I_0)(\omega_q/\omega), \end{aligned} \quad (3)$$

$V_{en} = v_0 v_n (m_0/|e|)\gamma_0^3$ — кинетический потенциал, $|e|/m_0$ — отношение заряда электрона к массе покоя, $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$, $K_\gamma = 2|e|V_0/(m_0 v_0^2 \gamma_0^3)$, $\omega_q = \omega_p R$, ω_q и ω_p — плазменные частоты, R — коэффициент редукции, Z_s и Z_e — характеристические сопротивления П-образной цепи и электронного потока.

Уравнения для амплитуд $a_{sn\pm}$, следующие из (2), (3), записываются с явным выделением коэффициента передачи ячейки γ :

$$a_{sn\pm} - a_{sn+1\pm}(\text{ch } \gamma \mp \text{sh } \gamma) = M c_{se} d (a_{qn+} - a_{qn-}), \quad (4)$$

$$\text{ch } \gamma = 1 + ZY/2, \quad \text{sh } \gamma = \pm Z/Z_s,$$

$$c_{se} d = [\text{sh } \gamma \pm (\text{ch } \gamma - 1)](Z_s/4Z_e)^{1/2}.$$

Коэффициенты передачи γ и дискретной связи c_{se} в общем случае зависят от потерь, задаваемых параметром $g = (R_0 G_0)^{-1}$, $G_0 = I_0/V_0$. В цепочке без потерь ($\alpha = 0$) на частотах вдали от π -вида, когда $\text{ch } \gamma \cong 1$ и $\text{sh } \gamma \cong i\varphi$, величина c_{se} переходит в коэффициент непрерывной связи $\bar{c}_{se} = (i\beta'_s/2)(Z_s/Z_e)^{1/2}$ [11], где $\beta'_s = \varphi/d$ ($\gamma = -i\beta'_s d$, $\beta_s = \beta'_s + i\beta''_s$).

По аналогии с [11] вводится условие критической связи

$$M_{\text{cr}} |c_{se}|_{\text{cr}} / \beta''_s(g) \cong 1.$$

При фиксированных потерях g , заданных параметрах цепочки и потока механизмы ЛБВ и ЛОВ возможны при коэффициентах взаимодействия $M > M_{\text{cr}}$. В дальнейшем исследуются случаи малых потерь $M |c_{se}| \gg \beta''_s$.

Уравнения нормальных волн потока аналогичны записанным в работе [6]. Они содержат постоянные распространения $\beta_{q\pm} = \beta_e(1 \mp \omega_q/\omega)$, $\beta_e = \omega/v_0$. В случае больших плазменных частот выделена медленная волна потока, имеющая фазовую скорость $v_{q-} = v_0/(1 + \omega_q/\omega)$. На частотах вдали от π -вида при малых коэффициентах M реализуется двухволновая связь, основанная на синхронизме медленной волны потока с прямой (режим ЛБВ) или обратной (ЛОВ) пространственными гармониками поля номера l (обычно $l = 0$ или -1 , рис. 1,а)

$$\begin{aligned} v_{q-}(\omega_{\text{syn}}) &\cong v_{sl}(\omega_{\text{syn}}), \\ v_{sl} &= \omega/|\text{Re } \beta_s + 2\pi l/d|, \end{aligned} \quad (5)$$

где ω_{syn} — частота синхронизма. Синхронизм на частоте π -вида ($\omega_{\text{syn}} \cong \omega_\pi$, $V_0 \cong 450$ кВ, рис. 1,а), при $M > 0$ соответствует трехволновой связи.

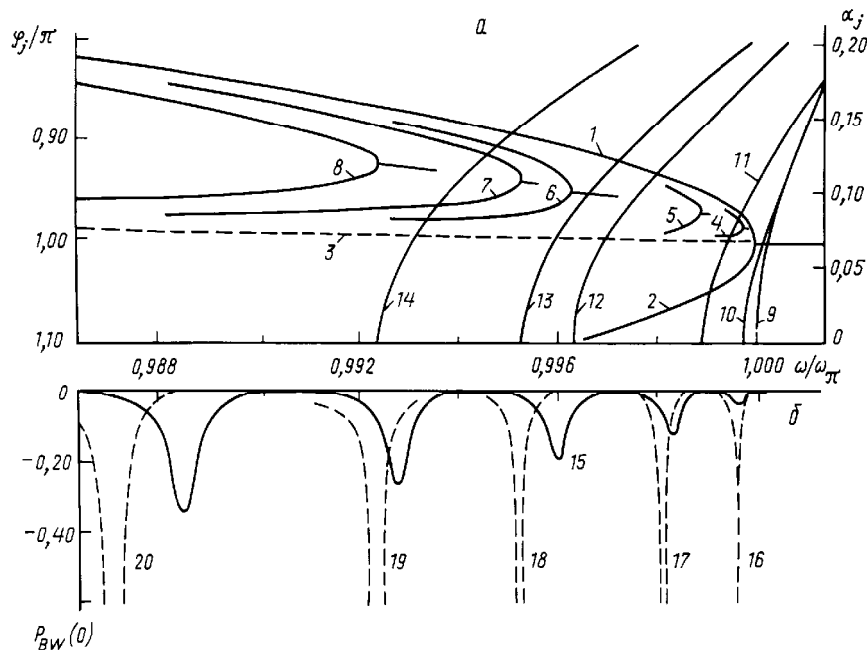


Рис. 1. Зависимости сдвига фазы φ_j/π (кривые 1–8) и затухания α_j (кривые 9–14) (а), мощности обратной волны в сечении $z = 0$ $P_{BW}(0)$ системы без потока (кривая 15) и с потоком (кривые 16–20) (б) от частоты для прямой $l = 0$ (1) и обратной $l = -1$ (2) волн волновода без потока, для внеполосного реактивного затухания (9), для медленной электронной волны при коэффициенте $M = 0$ (3), для системы с потоком при стартовых значениях $M_{st} = 0,053$ (4, 10, 16), 0,18 (5, 11, 17), 0,42 (6, 12, 18), 0,5 (7, 13, 19), 0,7 (8, 14, 20). $I_0 = 5$ кА, $V_0 = 450$ кВ, $\mathcal{E}_L = 0,001$, $\omega_q/\omega = 0,25$, $g = 0$, $Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$

2. Моды колебаний в рассогласованном волноводе без потерь

В области частот $\omega \leq \omega_\pi$ для цепочки П-образных звеньев без потерь ($g = 0$) в отсутствие потока записываются формулы ($x = \omega/\omega_0$)

$$Z_s = [(L_0/C)/(1-x^2)]^{1/2}/\cos\varphi, \quad \varphi = 2 \arcsin[(C/2C_0)(x^2/(1-x^2))]^{1/2}. \quad (6)$$

Согласно (6) $\omega_\pi = \omega_0$ ($x_\pi = 1$). Если $\omega \rightarrow \omega_\pi$, то $Z_s \rightarrow \infty$. В генераторах [1–7] большие Z_s не реализуются из-за переизлучения поверхностного поля в объемные поля. В секциях без согласователей в области π -вида зачастую $Z_0 = Z_L \cong (L_0/C)^{1/2} \ll Z_s$ и существуют отражения от концов.

Нагрузки в сечениях $z = 0, L$ считаются одинаковыми: $Z_0 = Z_L$. Коэффициенты отражения в этих сечениях даются формулами

$$\Gamma_0 = (Z_0 - Z_s)/(Z_0 + Z_s), \quad \Gamma_L = (Z_L - Z_s)/(Z_L + Z_s).$$

В системе возбуждаются моды колебаний E_{01m} со сдвигом фаз на период:

$$\varphi_m = \pi m/N, \quad m = 1, 2, \dots, N-2, N-1, N. \quad (7)$$

Картина вынужденных колебаний ($\mathcal{E}_L \neq 0$) показана на рис. 1,б для пяти мод с индексами $m = N-5, \dots, N-1$ в случае волновода с большими отражениями ($Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$). Для связи с экспериментом [1–5] важно влияние потока на моды с индексами $m = N-2, N-1$ (E_{01N-1} , E_{01N-2}), имеющие

«холодную» добротность $Q_m \sim 10-100$. Вне полосы прозрачности ($\omega > \omega_\pi$) колебания срываются из-за реактивного затухания $\alpha \neq 0$.

Вынужденные колебания в области резонансной частоты моды с $m = N$ требуют отдельного анализа, так как при $\omega \cong \omega_\pi$ влияние потока особенно велико из-за максимального значения коэффициента связи $|c_{se}|$ [6]. Выразим коэффициент через параметры теории ЛБВ C_e и σ_q :

$$|c_{se}|d = C_e(2K\gamma/\sigma_q)^{1/2}, \quad C_e^3 = |Z_s|I_0/4V_0, \quad \sigma_q = \omega_q/(\omega C_e). \quad (8)$$

Если $g = 0$ и $\omega \rightarrow \omega_\pi$, то согласно (6) $C_e \rightarrow \infty$, $\sigma_q \rightarrow 0$ и $|c_{se}| \rightarrow \infty$.

3. «Горячее» смещение границы полосы и моды колебаний

Пусть синхронизм волны поля волновода без потерь и волны потока достигается на частоте π -вида ($V_0 = 450$ кВ). При больших отражениях ($Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$) влияние электронной среды на моды $m = N-5, \dots, N-1$ определяется смещением границ комплексного решения для собственных волн связанной системы $\alpha_j \neq 0$ (рис. 1,а), проявляющимся как «горячее» смещение границы полосы прозрачности. Резонансные кривые мод сохраняются, только если находятся в области $\alpha_j = 0$.

При стартовых значениях коэффициента $M = M_{st}$ можно возбудить генерацию на различных модах (рис. 1,б, $P_{BW} \rightarrow \infty$). Из-за влияния потока частоты генерации мод $m \leq N - 2$ меньше «холодных» резонансных частот. Для моды $m = N - 1$ отмечается высокочастотное смещение.

Моды $m = N - 4, N - 3$ отличаются близкими стартовыми значениями M_{st} . В этом случае возможна двухчастотная генерация, что является недостатком режима больших M . Селекция мод облегчается при переходе к малым M (в эксперименте — за счет уменьшения радиуса потока).

Существенное уменьшение пусковых значений M_{st} при увеличении резонансной частоты (рис. 1,б) делает предпочтительным получение генерации на более высокочастотных модах с $m = N - 2, N - 1$. Однако вблизи границы полосы надо учитывать распределенные потери $g \neq 0$.

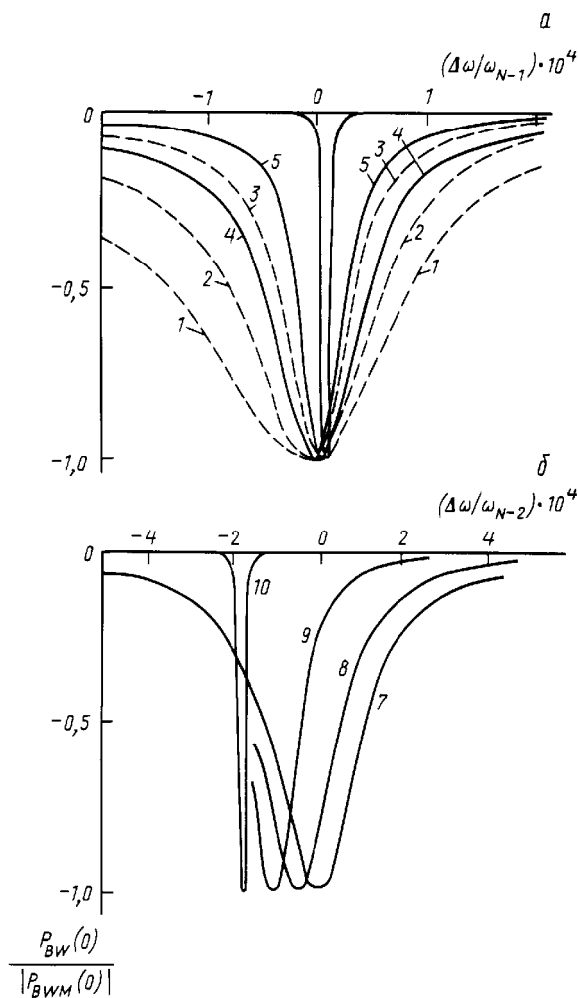


Рис. 2. Зависимости относительного значения мощности обратной волны в начальном сечении $P_{BW}(0)/|P_{BWM}(0)|$ от частотной расстройки $\Delta\omega/\omega_m$ для мод $m = N - 1$ (а) и $m = N - 2$ (б) при значениях параметров: $M = 0, g = 0,04$ (1), 0,02 (2), 0,002 (3), 0 (7); $g = 0,02, M = 0,03$ (4), 0,045 (5), 0,055 (6); $g = 0, M = 0,1$ (8), 0,14 (9), 0,172 (10). $I_0 = 5$ кА, $V_0 = 450$ кВ, $\omega_q/\omega = 0,25, Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$

4. Электронное изменение добротности и резонансной частоты

Детализированная картина электронного смещения частоты и сужения резонансных кривых вынужденных колебаний мод с $m = N - 1, N - 2$ в системе с большими отражениями представлена на рис. 2 ($\mathcal{E}_L \neq 0$). Отмеченное на рис. 1 низкочастотное смещение резонансного максимума сохраняется для моды $m = N - 2$ (рис. 2,а). Мода $m = N - 1$ отличается высокочастотным сдвигом (рис. 2,б), обусловленным влиянием моды $m = N$.

Добротность моды $m = N - 1$ в случае $M = 0$ и $g < 0,002$ определяется потерями на входе и выходе. Распределенные потери дают заметный вклад лишь при $g \geq 0,002$ (рис. 2,а, штриховые линии). По мере возрастания M до M_{st} резонансная кривая сужается, причем процесс происходит в пределах «горячей» полосы прозрачности (рис. 2,а, сплошные линии).

Сужение резонансных кривых мод с $m \leq N - 2$ объясняется изменением добротности Q_m колебательного контура m -й моды. Величина Q_m зависит от резонансной частоты ω_m , емкости C_m и проводимости G_m :

$$Q_m = 1/(\omega_m C_m G_m), \quad G_m = G_{zm} + G_{gm} + G_{em},$$

где G_{zm} — проводимость потерь на входе и выходе, G_{gm} — проводимость распределенных потерь, G_{em} — действительная часть электронной проводимости [10] $Y_{em} = G_{em} + iB_{em}$. По мере увеличения коэффициента M до M_{st} происходит рост значения $|G_{em}|$ и увеличение добротности Q_m . В области $M \cong M_{st}$ $G_m \cong 0$ и добротность обращается в бесконечность.

5. Селекция мод $m = N - 2, N - 1$ выбором ускоряющего напряжения V_0

Стартовые значения коэффициента M_{st} для моды $m = N - 2$ в волноводе с большими отражениями заключены в двух областях напряжения V_0 (рис. 3). Минимумы M_{st} определяются механизмами ЛБВ и ЛОВ, приходится на напряжения синхронизма с прямой и обратной волнами. Отмеченное на рис. 1 соотношение между частотой генерации ω_0 и низкочастотной границей комплексного решения при наличии потока ω_{LF} ($\omega_G < \omega_{LF}$) не выполняется в высоковольтной области.

Минимум M_{st} для моды $m = N - 1$ более глубокий и приходится примерно на напряжение синхронизма в области частот π -вида. При низковольтном смещении от π -вида зависимости M_{st} от V_0 пересекаются, что соответствует двухчастотному режиму генерации.

6. Влияние отражений на условия генерации в области мод $m = N - 1, N$

Расчеты показали, что при больших отражениях мода $m = N$ отличается сильной зависимостью

тью добротности от параметра потерь g и уже при $g \geq 0,0002$ амплитуда вынужденных колебаний моды существенно падает. Дальнейшие исследования генерации велись при учете потерь и при условии синхронизма на частоте π -вида.

Уменьшение отражений по мере увеличения параметра $Z_0/Z_s = Z_L/Z_s$ влияет на стартовые условия через смещение границы комплексного решения (рис. 4). Изменение M_{st} повторяет ход зависимости расстройки $|\Delta\omega_{LF}|/\omega_\pi$, где $\Delta\omega_{LF} = \omega_{LF} - \omega_\pi < 0$. Частота генерации ω_G испытывает высокочастотное электронное смещение $\Delta\omega_G = \omega_G - \omega_\pi < 0$, уменьшающееся с улучшением согласования. При больших отражениях $Z_0 = Z_L \leq 0,2Z_s$ частота генерации находится в «горячей» полосе прозрачности $|\Delta\omega_G| > |\Delta\omega_{LF}|$, что соответствует возбуждению моды $m = N - 1$.

При малых отражениях $Z_0 = Z_L > 0,5Z_s$ по мере улучшения согласования частота генерации приближается к частоте π -вида и совершается переход от режима возбуждения моды колебаний $m = N$, возмущенной потоком, к режиму ЛОВ-ЛБВ при малых потерях и к электронной моде генерации при потерях, близких к критическим.

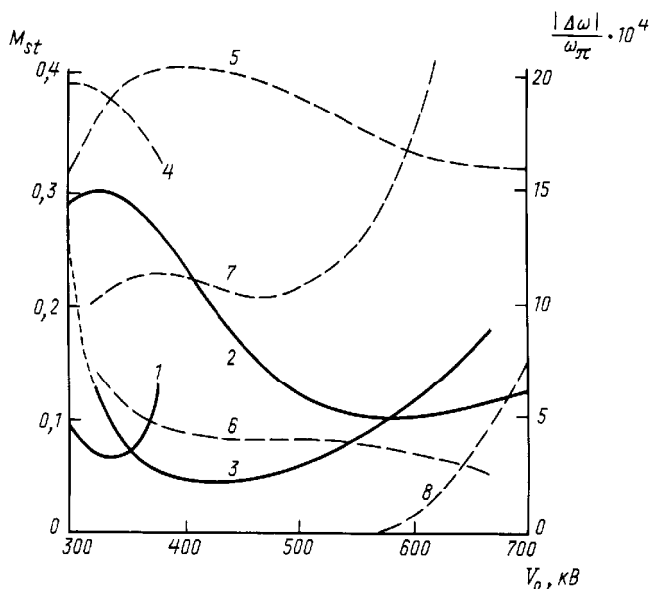


Рис. 3. Зависимости стартового значения коэффициента взаимодействия M_{st} мод $m = N - 2$ (кривые 1, 2) и $m = N - 1$ (кривая 3), расстройку частоты генерации $|\Delta\omega_G|/\omega_\pi$ при $m = N - 2$ (кривые 4, 5) и $m = N - 1$ (кривая 6), расстройку частот низкочастотной $|\Delta\omega_{LF}|/\omega_\pi$ (кривая 7) и высокочастотной $|\Delta\omega_{HF}|/\omega_\pi$ (кривая 8) границ области комплексного решения от ускоряющего напряжения V_0 . $I_0 = 5$ кА, $\omega_q/\omega = 0,25$, $g = 0$, $Z_0 = Z_L = 0,1Z_s$.

7. Взаимодействие мод $m = N - 1, N$ и их кооперация под влиянием потока

В режиме согласования вблизи максимума M_{st} при $Z_0 = Z_L = 0,4Z_s$ (рис. 4) отмечается возбуж-

дение мод $m = N - 1, N$, возмущенных потоком. В этом режиме $M_{st} \cong 0,1$ и резонансные частоты мод $m = N - 1, N$ согласно рис. 1 попадают в область комплексного решения. Процессы зависят от реактивного затухания, усиления ЛБВ и взаимодействия ЛОВ-типа. Резонансные частоты вынужденных колебаний при $M = 0,07-0,10$ также заметно больше частот границ комплексного решения, рис. 5,а.

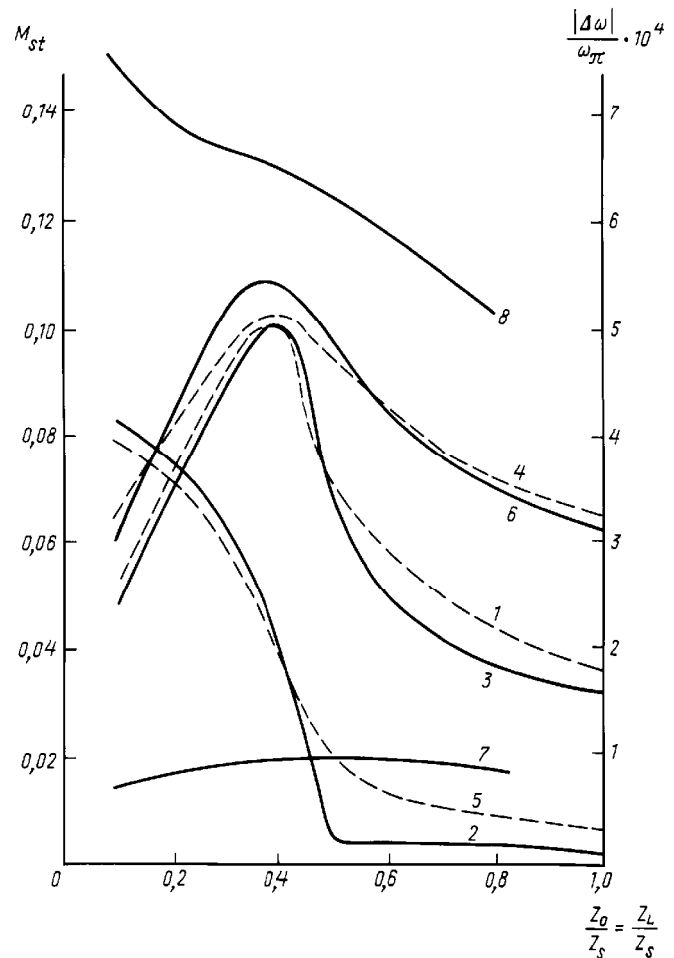


Рис. 4. Зависимости стартового значения коэффициента взаимодействия M_{st} (кривые 1, 4, 7), расстройку частоты генерации $|\Delta\omega_G|/\omega_\pi$ (кривые 2, 5, 8) и частоты границы существенного комплексного решения $|\Delta\omega_{LF}|/\omega_\pi$ (кривые 3, 6) в области мод $m = N - 1, N$ от параметра согласования $Z_0/Z_s = Z_L/Z_s$ при распределенных потерях $g = 0,002$ (1-3, 7, 8); $0,02$ (4-6) и напряжениях синхронизма $V_0 = 450$ кВ (1-6), 186 кВ (7, 8) для $\omega_q/\omega = 0,25$ (1-6), $0,01$ (7, 8). $I_0 = 5$ кА

В случае малых M максимумы резонансных кривых мод $m = N - 1, N$ разделены и близки к «холодным» значениям, рис. 5,б. Отчетливо выявлены колебания моды $m = N$, имеющей большую добротность. По мере увеличения M максимумы сближаются. Наблюдается электронная кооперация мод. Вблизи стартового значения M_{st} максимумы сливаются и устанавливается единый процесс («горячая» мода).

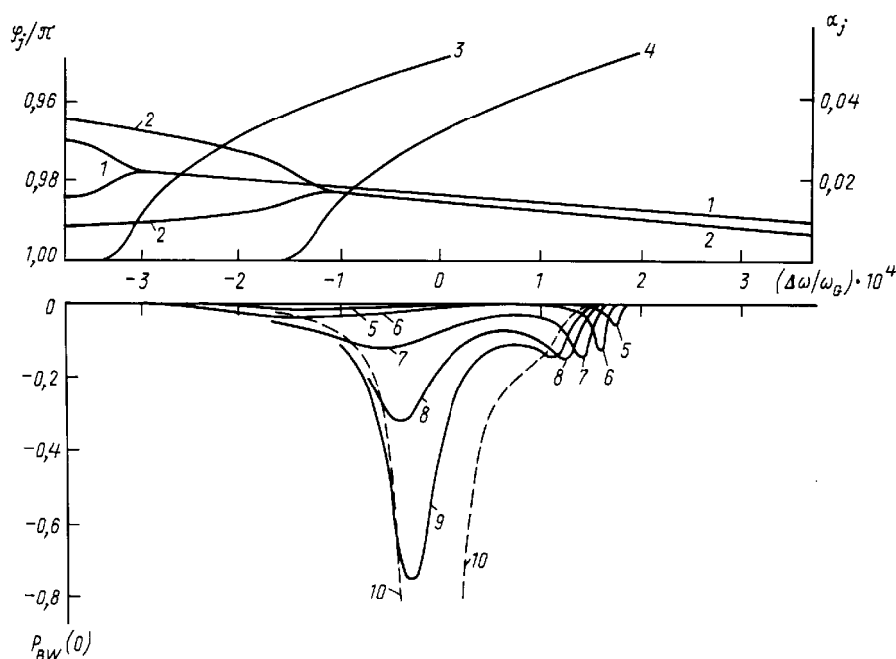


Рис. 5. Зависимости сдвига фазы φ_j/π (кривые 1, 2) и параметра затухания α_j (кривые 3, 4) (а), мощности обратной волны в начальном сечении $P_{BW}(0)$ (б) от частотной расстройки $\Delta\omega/\omega_G$ для коэффициентов электронного взаимодействия $M = 0,07$ (1, 3, 5), 0,08 (6), 0,09 (7), 0,094 (8), 0,096 (9), 0,10 (2, 4, 10). $I_0 = 5$ кА, $V_0 = 450$ кВ, $\mathcal{E}_L = 0,001$, $\omega_q/\omega = 0,25$, $g = 0,002$, $Z_0 = Z_L = 0,4Z_s$

8. Особенности режима малого пространственного заряда

При $\omega_q/\omega \sim 0,01$ процессы изменяются из-за динамического сближения линий волн потока. Условие $\omega_G > \omega_{LF}$ выполняется уже при малых M . Обостряется конкуренция мод, и на графиках типа рис. 1, б исчезают линии генерации мод $m = N - 2, N - 4$. При отражениях значения M_{st} моды $m = N - 1$ понижаются, а отстройка частоты генерации от π -вида возрастает (рис. 4). Мода $m = N$ почти не возбуждается.

Заключение

При значительных отражениях влияние потока проявляется в подавлении колебательных мод из-за смещения границы комплексного решения. При слабой связи потока и поля наиболее эффективно возбуждение моды $m = N - 1$. По мере уменьшения отражений отмечается кооперация мод $m = N - 1, N$ и переход к генерации на частоте π -вида.

Литература

1. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. // ЖТФ. 1981. 51, № 8. С. 1727.
2. Александров А.Ф., Афонин А.М., Галузо С.Ю. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1981. № 2. С. 145.

3. Александров А.Ф., Власов А.Н., Галузо С.Ю. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983. № 3. С. 204.
4. Baskakov A.N., Bugaev S.P., Deichuly M.P. et al. // 9th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. Washington. 1992. V. 3. P. 1586.
5. Дейчули М.П., Кошелев В.И., Пикунев В.М., Чернявский И.А. // Радиотехн. и электроника. 1995. 40, № 9. С. 1440; 1996. 41, № 2. С. 228.
6. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М., 1993.
7. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск. 1991.
8. Канавец В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. № 4. С. 26 (Moscow University Phys. Bull. 1994. No 4. P. 20).
9. Канавец В.И., Лопухин В.М., Сандалов А.Н. Нелинейные процессы в мощных многорезонаторных клистронах и оптимизация их параметров // Лекции по электронике СВЧ. Кн. 7. Саратов. 1974.
10. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., 1970.
11. Канавец В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 4. С. 35 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No 4. P. 30).

Поступила в редакцию
11.06.97