

01;09;10

Нестационарные процессы в оротроне с дифракционным выводом излучения

© Н.С. Гинзбург, Н.А. Завольский, В.Е. Запелалов, М.А. Моисеев, Ю.В. Новожилова

Институт прикладной физики РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 11 января 1999 г.)

Исследована нелинейная динамика оротрона с дифракционным выводом излучения. Для описания эволюции продольного распределения поля использовано параболическое уравнение с излучательным граничным условием на коллекторном конце пространства взаимодействия. В стационарных режимах найдены зоны параметров, оптимальных для получения высокого КПД. С помощью численного моделирования проведено разбиение плоскости параметров (приведенная длина — отстройка от критической частоты) на области режимов стационарной, периодической и стохастической автомодуляции. Показано, что для наблюдения автомодуляционных режимов генерации наиболее благоприятна область расстройек, в которой эффективная баунс-частота (частота мигания диполя, образованного электроном и его отражением в периодической замедляющей системе), несколько превосходит частоту отсечки.

Введение

Генераторы с дифракционным выводом излучения нашли широкое применение в СВЧ электронике больших мощностей в связи с их высокой селективностью и, как следствие, возможностью использования в них пространственно развитых электродинамических систем. Класс таких приборов достаточно широк и наряду с гиротронами включает оротроны, а также убитроны, работающие вблизи критической частоты. В работе [1] для исследования динамики таких генераторов был предложен подход, основанный на использовании параболического уравнения при описании эволюции продольного распределения поля. Нестационарные процессы в гиротронах в рамках указанного подхода были детально исследованы в [2–4]. Было показано, что при существенном превышении параметров над стартовыми значениями происходит переход от стационарного режима к режиму периодической и затем стохастической автомодуляции.

В данной работе рассмотрены нестационарные процессы в черенковском генераторе, работающем вблизи критической частоты — оротроне. Интерес к этой задаче обусловлен рядом факторов. Прежде всего следует отметить, что нелинейная теория релятивистских оротронов с дифракционным выводом излучения развита в недостаточной степени. В частности, в имеющейся литературе [5] стационарные режимы генерации в оротроне рассматривались в приближении фиксированной продольной структуры поля. Вместе с тем ввиду предельно низкой обратности электронный поток может оказывать значительное влияние на формирование продольной структуры и подход, основанный на использовании нестационарных уравнений, является эффективным методом решения стационарной краевой задачи. С другой стороны, нестационарный подход позволяет определить границы устойчивости стационарных режимов генерации и исследовать автомодуляционные режимы, реализующи-

ся при достаточно больших превышениях над порогом генерации.

В последнее время интерес к анализу нестационарных процессов возрос также в связи с возможностью использования режимов стохастической автомодуляции для реализации источника шумоподобного излучения. В частности, в недавнем эксперименте [6], где наблюдалась периодическая и стохастическая автомодуляция в лампе обратной волны с уровнем мощности около 100 kW, частота излучения была достаточно близка к критической. Это позволяет провести моделирование нестационарных процессов для данного эксперимента на основе исследуемой далее модели оротрона.

Модель и основные уравнения

Рассмотрим модель оротрона с трубчатым электронным пучком и электродинамической системой в виде отрезка слабофривированного осесимметричного волновода, имеющего запердельное сужение на входном конце и плавно согласованного с выходным трактом на коллекторном конце (рис. 1).

Нестационарные процессы в оротроне могут быть описаны с помощью самосогласованной системы уравнений, состоящей из уравнений возбуждения параболического типа и уравнений движения электронов в поле синхронной волны. Предположим, что в периодической

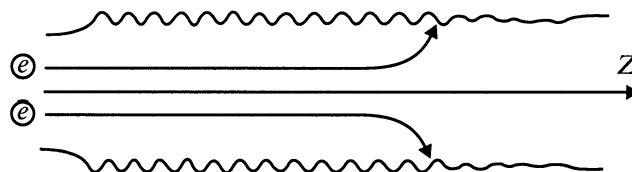


Рис. 1. Схема электродинамической системы и электронного пучка в оротроне.

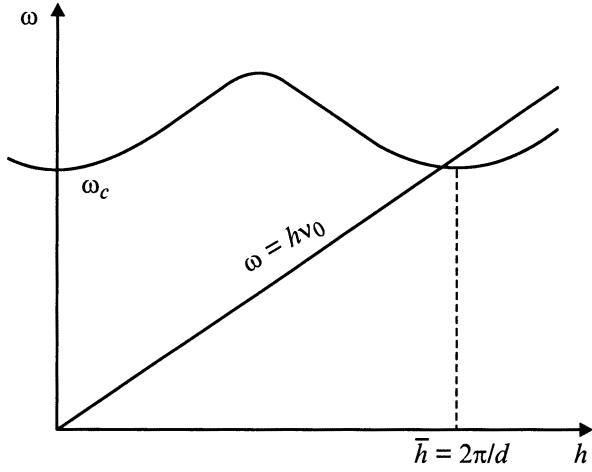


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма, соответствующая оротронному режиму взаимодействия.

замедляющей структуре, какой является гофрированный волновод, электроны находятся в синхронизме с первой пространственной гармоникой одной из собственных мод, частота которой близка к критической (рис. 2),

$$\omega_c \approx \bar{\hbar}\nu_0, \quad (1)$$

где $\bar{\hbar} = 2\pi/d$, d — период гофрировки, ν_0 — начальная продольная скорость электронов, ω_c — критическая частота.

Для получения нестационарных уравнений возбуждения будем исходить из волнового уравнения

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}. \quad (2)$$

Выбрав в качестве несущей частоту отсечки, решение (1) представим в виде

$$\mathbf{E} = \text{Re}(f(z, t) \mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp, z) \exp(i\omega_c t)), \quad (3)$$

где $f(z, t)$ — плавно меняющаяся амплитуда; $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp, z)$ — собственная функция "холодной" системы.

В периодической системе собственная функция $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp, z)$ может быть разложена в ряд по пространственным гармоникам

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp, z) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_{sl}(\mathbf{r}_\perp) \exp(-il\bar{\hbar}z), \quad (4)$$

где \mathbf{E}_{sl} удовлетворяет уравнению

$$\Delta_\perp \mathbf{E}_{sl} - g_{sl}^2 \mathbf{E}_{sl} = 0, \quad (5)$$

$g_{sl}^2 = (l\bar{\hbar})^2 - \omega_c^2/c^2$ — поперечное волновое число.

Подставляя (3), (4) в волновое уравнение (2) и проводя усреднение по быстрым осцилляциям, с учетом (5)

получим

$$\begin{aligned} \sum_l \mathbf{E}_{sl} \exp(-il\bar{\hbar}z) \left(\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - 2il\bar{\hbar} \frac{\partial f}{\partial z} l\bar{\hbar} - 2i \frac{\omega_c}{c} \frac{\partial f}{\partial t} \right) \\ = \frac{i\omega_c 4\pi}{c^2} \mathbf{j}_{\omega_c}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь

$$\mathbf{j}_{\omega_c} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{j} \exp(-i\omega_c t) d(\omega_c t)$$

— гармоника плотности тока на несущей частоте. Домножим (6) на $\mathbf{E}_s^*(\mathbf{r}_\perp, z)$ и проинтегрируем по поперечному сечению. В результате, учитывая, что энергия поля преимущественно сосредоточена в нулевой гармонике, имеем

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \frac{2i\omega_c}{c^2} \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{i\omega_c}{2W_s c^2} \int_{S_\perp} \mathbf{j}_{\omega_c} \mathbf{E}_s^* dS_\perp, \quad (7)$$

где

$$W_s = \frac{1}{8\pi} \int_{S_\perp} |\mathbf{E}_{s0}|^2 dS_\perp$$

— энергия поля на единицу длины волновода.

Предположим далее, что ведущее магнитное поле достаточно велико и плотность тока имеет лишь продольную составляющую. Учитывая в правой части (7) под интегралом только медленно меняющееся слагаемое, т.е. оставляя в (4) только слагаемое, соответствующее первой синхронной гармонике, и домножив обе части уравнения на $(E_{s1})_z$, получим

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{2i\omega_c}{c^2} \frac{\partial A}{\partial t} = J \frac{ik_c^3 \bar{\epsilon} I_0}{c\beta_0^2}. \quad (8)$$

Здесь $A(z, t) = f(z, t)(E_{s1})_z$ — амплитуда синхронной электронному пучку пространственной гармоники волны; $J = (1/\pi) \int_0^{2\pi} \exp(-i\vartheta) d\vartheta$ — плотность высокочастотного тока; $\vartheta = \omega_c t - hz$ — фаза синхронной гармоники волны; ϑ_0 — начальная фаза при $z = 0$; I_0 — ток пучка; $k_c = \omega_c/c$; $\beta_0 = \nu_0/c$. При получении (8) использован закон сохранения заряда $j_z dt = j_0 dt_0$ (индекс "0" указывает момент влета электрона в пространство взаимодействия). Параметр связи $\bar{\epsilon}$ может быть записан как

$$\bar{\epsilon} = |E_{s1}|^2 \nu_0^2 / (2W_s \omega_c^2). \quad (9)$$

Определим параметр связи $\bar{\epsilon}$ для заданной геометрии волновода и типа рабочей моды, используя полученные в работе [7] выражения для сопротивления связи,

$$Z = |E_z|^2 / 2h^2 P_s \quad (10)$$

в слабо гофрированных волноводах круглого сечения. Здесь P_s — поток энергии данной моды, связанный с

энергией, запасенной на единицу длины волновода W_s , известным соотношением $P_s = W_s v_{gr}$, где $v_{gr} = h_0 c^2 / \omega_c$ — групповая скорость волны (h_0 — продольное волновое число основной гармоники). Согласно [7], для сопротивления связи справедливо выражение

$$Z = l_0^2 \frac{(g_0^2 - h_0 \bar{h})^2 J_m^2(g_1 r_b)}{h^2 \omega_c h_0 r_0^2 J_m^2(g_1 r_0)} \quad (11a)$$

для E -волн,

$$Z = l_0^2 \frac{\omega_c \bar{h}^2 m^2 J_m^2(g_1 r_b)}{h^2 c^2 h_0 r_0^2 (g_0^2 r_0^2 - m^2) J_m^2(g_1 r_0)} \quad (11b)$$

для H -волн. Здесь r_0 — радиус волновода, r_b — радиус пучка, l_0 — глубина гофрировки, I_m — модифицированная функция Бесселя с индексом m , $h = h_0 + \bar{h}$ — волновое число замедленной гармоники. Как следует из (11), значения сопротивления связи Z вблизи частоты отсечки неограниченно возрастают из-за малости h_0 . В то же время при введении параметра связи в форме (9) эта неопределенность снимается. В результате с учетом (1), (10), (11) параметр связи $\bar{\varepsilon}$ принимает вид

$$\bar{\varepsilon} = \frac{l_0^2 k_c^2 I_m^2(g_1 r_b)}{r_0^2 \bar{h} I_m^2(g_1 r_0)} \quad (12a)$$

для E -волн,

$$\bar{\varepsilon} = \frac{l_0^2 m^2 I_m^2(g_1 r_b)}{r_0^2 (k_c^2 r_0^2 - m^2) I_m^2(g_1 r_0)} \quad (12b)$$

для H -волн.

Уравнение возбуждения (8) относится к параболическому типу, что обусловлено одновременным синхронным взаимодействием электронов как с попутной, так и со встречной волнами. Амплитуда ВЧ тока в правой части этого уравнения определяется из уравнений движения электронов. Будем рассматривать режимы преобладающей инерционной группировки (малые относительные изменения энергии частиц), когда уравнения движения можно представить в универсальном виде

$$\frac{d^2 \vartheta}{dz^2} = \frac{ek_c}{mc^2 (\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} \text{Re}(A \exp(i\vartheta)) \quad (13)$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{d\vartheta}{dz} \right|_{z=0} = \frac{\omega_c}{v_0} - \bar{h}, \quad \vartheta|_{z=0} = \vartheta_0 \in (0, 2\pi).$$

Характер граничных условий для поля определяется конфигурацией электродинамической системы. Во входном сечении поле равно нулю, поскольку имеется критическое сужение

$$A|_{z=0} = 0. \quad (14)$$

В выходном сечении отражения отсутствуют, а взаимодействие с электронами прекращается из-за плавного обрыва гофрировки. При этом в качестве граничного

условия следует использовать безотражательное условие излучения [1–3]

$$A(z_{\text{out}}, t) + \frac{c}{\sqrt{\pi i}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\omega_c(t-t')}} \left. \frac{\partial A(z, t')}{\partial z} \right|_{z=z_{\text{out}}} dt' = 0, \quad (15)$$

где z_{out} — длина пространства взаимодействия.

Для дальнейшего упрощения уравнений будем считать, что время пролета электронов через пространство взаимодействия значительно меньше времени дифракционного высвечивания поля

$$z_{\text{out}}/v_0 \ll T_{\text{rad}} = Q_{\text{dif}}^{\text{min}}/\omega_c, \quad (16)$$

где $Q_{\text{dif}}^{\text{min}} = (z_{\text{out}}\omega_c/c)^2$ — минимальная дифракционная добротность.

При выполнении условия (14) можно считать, что за время пролета электронов через резонатор амплитуда электромагнитного поля остается неизменной и в уравнениях движения (13) пренебречь временной производной. В результате, переходя к нормированным переменным

$$\zeta = k_c B z, \quad \tau = \omega_c t B^2/2, \quad \alpha = \frac{ieA}{mc^2 k_c (\gamma_0^2 - 1)^{3/2} B^2},$$

$$\Delta = \frac{\bar{h}v_0/\omega_c - 1}{\beta_0 B}, \quad B = \left(\frac{eI_0 \bar{\varepsilon} \gamma_0^2}{mc^3 (\gamma_0^2 - 1)^{5/2}} \right)^{1/4}, \quad (17)$$

приведем уравнения (8), (13) к виду, содержащему минимальное число независимых параметров,

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial \zeta^2} - i \frac{\partial \alpha}{\partial \tau} = J, \quad \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \zeta^2} = \text{Im}(\alpha \exp(i\vartheta)) \quad (18)$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{\partial \vartheta}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} = -\Delta, \quad \vartheta|_{\zeta=0} = \vartheta_0 \in (0, 2\pi),$$

$$\alpha(\zeta_{\text{out}}, \tau) + \frac{1}{\sqrt{i\pi}} \int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \left. \frac{\partial \alpha}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=\zeta_{\text{out}}} d\tau' = 0, \quad (19)$$

где $\zeta_{\text{out}} = k_c B z_{\text{out}}$ — приведенная длина пространства взаимодействия.

Заметим, что величину Δ можно интерпретировать как нормированную начальную расстройку между частотой отсечки и эффективной баунс-частотой $\omega_b = \bar{h}v_0$, представляющей собой частоту мигания диполя, образованного электроном и его отражением в периодической замедляющей системе.

КПД генератора определяется соотношениями

$$\eta = \frac{B\gamma_0^2 \beta_0^3}{1 - \gamma_0^{-1}} \bar{\eta}, \quad \bar{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial \zeta} + \Delta \right) d\vartheta_0. \quad (20)$$

Закон сохранения энергии для системы уравнений (18) имеет вид

$$\frac{d\bar{W}}{d\tau} + \bar{P} = \bar{\eta}, \quad (21)$$

где

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \text{Im}(\alpha \partial \alpha^* / \partial \zeta) \Big|_{\zeta = \zeta_{\text{out}}}, \quad \bar{W} = \frac{1}{4} \int_0^{\zeta_k} |\alpha|^2 d\zeta.$$

В размерных обозначениях (21) приобретает вид

$$\frac{I_0}{e} mc^2 \langle (\gamma_0 - \gamma) \rangle_{\vartheta_0} = P_0 \Big|_{z=z_{\text{out}}} + \frac{dW_0}{dt}, \quad (22)$$

где $P_0 = W_s v_{gr} \Big|_{z=z_{\text{out}}}$ — мощность излучения в выходном сечении;

$$W_0 = \int_0^{z_k} W_s dz$$

— энергия поля, запасенная в пространстве взаимодействия (см. (7)).

Результаты численного моделирования

Система уравнений (18) содержит два независимых параметра: приведенную длину генератора ζ_{out} и расстройку Δ . Найденные в результате численного моделирования указанной системы уравнений зоны различных

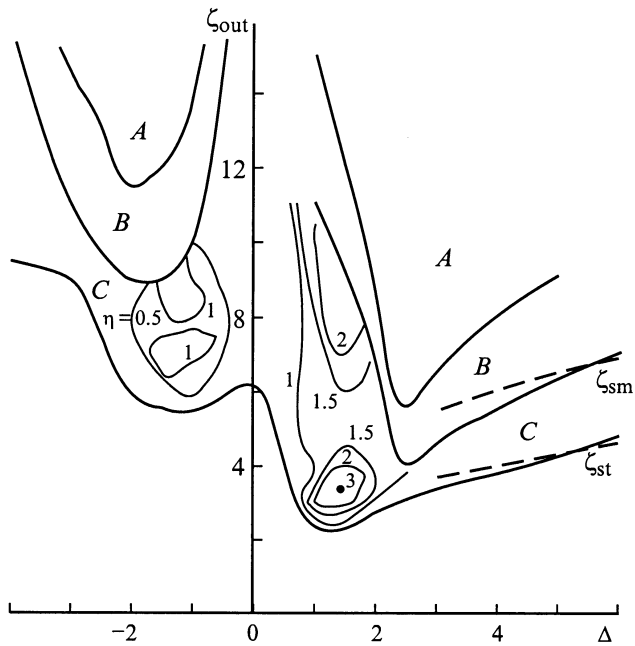


Рис. 3. Разбиение плоскости параметров $(\zeta_{\text{out}}, \Delta)$ на области, соответствующие различным режимам взаимодействия. Штриховые кривые — асимптотические значения, определяемые соотношениями (24). В области стационарных режимов генерации показаны линии равного КПД (цифры — его значения). *A* — зона стохастической автомодуляции, *B* — зона периодической автомодуляции, *C* — зона стационарной генерации.

режимов генерации на плоскости параметров ζ_{out} и Δ показаны на рис. 3. На этом же рисунке показаны линии равных значений КПД в стационарном режиме генерации. По мере увеличения параметра ζ_{out} , т. е. физической длины пространства взаимодействия или тока пучка, режим стационарной одномодовой генерации сменяется периодической, а затем стохастической автомодуляцией. Порог возникновения указанных режимов зависит от величины параметра Δ .

Рассмотрим сначала область больших положительных значений параметра Δ , где эффективная бунс-частота ω_b превышает частоту отсечки. В этой области электроны взаимодействуют синхронно преимущественно со встроенной бегущей компонентой поля резонатора, а взаимодействием с попутной бегущей компонентой можно пренебречь. Это позволяет представить решение (18) в виде

$$\alpha = (2\Delta)^{-2/3} a \exp(i\Delta\zeta + i\Delta^2\tau), \\ \vartheta = -\Delta\zeta - \Delta^2\tau + \psi(\zeta, \tau)$$

и при $\Delta \gg 1$ привести указанную систему уравнений к известным нестационарным уравнениям генераторов обратной волны [8,9]

$$\frac{\partial a}{\partial \xi} - \frac{\partial a}{\partial \hat{\tau}} = -iJ, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} = \text{Im}(a \exp(i\psi)), \quad (23)$$

где $\xi = \zeta(2\Delta)^{-1/3}$, $\hat{\tau} = \tau(2\Delta)^{2/3}$.

В этом приближении характер режима генерации регулируется одним параметром — приведенной длиной системы $\xi_{\text{out}} = \zeta_{\text{out}}(2\Delta)^{-1/3}$. Самовозбуждение колебаний имеет место при $\xi_{\text{out}} > 1.98$, автомодуляция возникает при $\xi_{\text{out}} > 2.9$. Возвращаясь к исходным переменным системы уравнений (18), получаем следующие соотношения для бифуркационных кривых в области $\Delta \gg 1$:

$$\zeta_{st} = 1.98(2\Delta)^{1/3}, \quad \zeta_{sm} = 2.9(2\Delta)^{1/3}. \quad (24)$$

Эти кривые показаны на рис. 3 штриховыми кривыми. Моделирование смены режимов генерации на основе полной системы уравнений (18) дает хорошее совпадение с кривыми (24). Зависимости выходной амплитуды сигнала от времени и спектры для режимов периодической и стохастической автомодуляции в области синхронизма со встречной волной ($\Delta = 4$) приведены на рис. 4–6, где

$$\Omega = \frac{2(\omega - \omega_c)}{\omega_c B^2}$$

— безразмерный сдвиг частоты генерации от частоты отсечки.

Как видно из рис. 3, в соответствии с соотношениями (24) при уменьшении абсолютного значения параметра Δ , т. е. при приближении к частоте отсечки, пороги самовозбуждения и пороги возникновения автомодуляции снижаются. Это объясняется уменьшением групповой скорости волны и увеличением эффективного коэффициента связи электронов с волной. Минимальная стартовая длина $\zeta_{\text{out}} = 2.2$ достигается при $\Delta = 1.2$, а

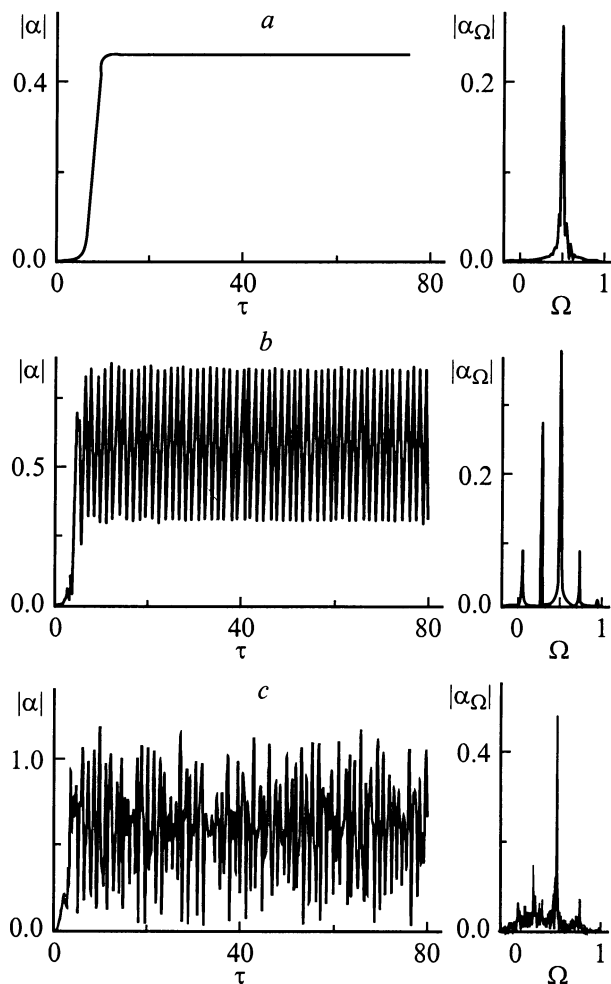


Рис. 4. Зависимость от времени амплитуды выходного сигнала и спектр излучения при значении $\Delta = 4$; ζ_{out} : *a* — 4.2, *b* — 5.8, *c* — 9.

автомодуляция наиболее легко возникает при $\Delta = 2.5$, когда бифуркационное значение параметра $\zeta_{out} = 5.6$, соответствующее переходу к стохастическому режиму, менее чем вдвое превосходит стартовое значение (соответственно ток пучка должен превышать стартовый ток примерно в 16 раз). На рис. 5 показаны временная зависимость амплитуды выходного излучения и его спектр в режиме стационарной генерации, а также периодической и стохастической автомодуляции при $\Delta = 2$. Как видно из сравнения рис. 4 и 5, период автомодуляции при уменьшении Δ возникает, что обусловлено уменьшением групповой скорости волны. Кроме того, увеличивается длительность процесса установления автоколебаний. Сопоставление спектров на рис. 4 и 5 показывает смещение частоты генерации в сторону частоты отсечки при уменьшении величины расстройки Δ .

Максимум приведенного КПД $\bar{\eta} \approx 3$ в стационарном режиме генерации достигается при $\Delta = 1.75$ и $\zeta_{out} = 3.3$. Продольное распределение амплитуды и фазы

поля в оптимальном режиме генерации представлено на рис. 7. На длине рабочего пространства укладывается примерно одна вариация ВЧ поля. В этом режиме электроны синхронно взаимодействуют как со встречной, так и с попутной волнами (углы пролета электрона относительно этих волн порядка 2π). При дальнейшем уменьшении $|\Delta|$ стартовые и бифуркационные значения тока начинают расти.

В области $\Delta < 0$ электроны преимущественно находятся в синхронизме с попутной волной. Аналогично гиротронам [10] самовозбуждение колебаний (обратная связь) в этой области параметров обусловлено эффектом частичного отражения электромагнитной волны от скачка диэлектрической проницаемости, возникающего в сечении $z = z_{out}$ вследствие обрыва взаимодействия с электронным потоком. В целом характер бифуркаций режимов генерации в этой зоне параметров (рис. 6) подобен имеющему место при $\Delta > 0$. На рис. 6 показаны временные зависимости и спектры амплитуды выходного излучения при $\Delta = -2$. Как видно из рис. 6, длительность процесса установления автоколебаний, период автомодуляции и отстройка частоты генерации от критической сопоставимы с полученными при $\Delta = 2$.

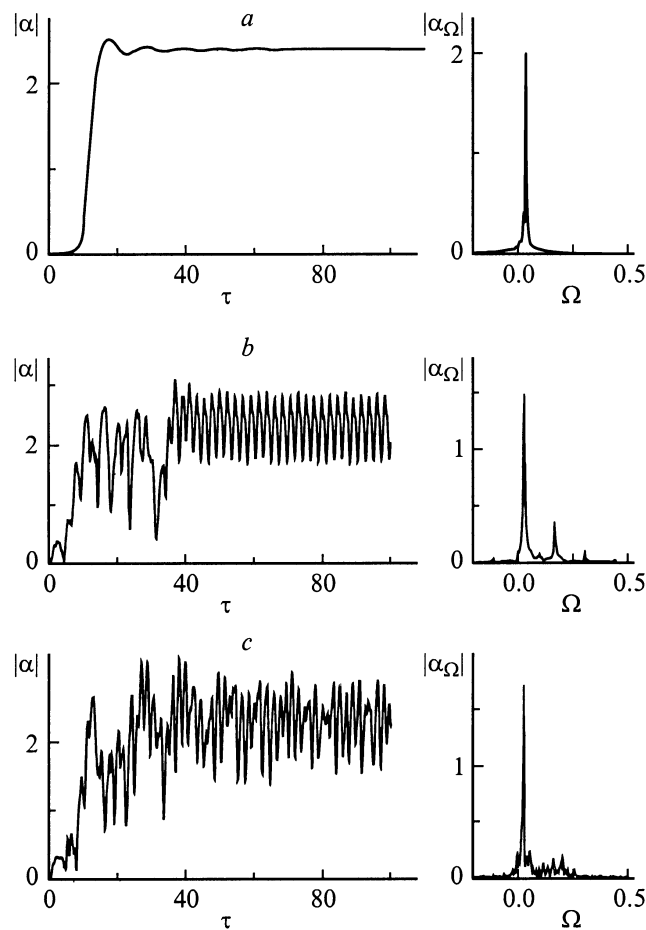


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при $\Delta = 2$; ζ_{out} : *a* — 3, *b* — 8, *c* — 11.

По мере продвижения в область больших значений отрицательных расстроек отражение волны от скачка диэлектрической проницаемости должно уменьшаться. В связи с этим наблюдается более быстрый рост стартового тока, чем при положительных расстройках.

В заключение используем проведенное выше численное моделирование для интерпретации результатов эксперимента [6] по наблюдению автомодуляционных режимов в черенковском генераторе сантиметрового диапазона с уровнем мощности около 100 kW. В этом эксперименте использовалась электродинамическая система в виде гофрированного волновода с периодом гофра $d = 1.7$ см, глубиной $l_0 = 0.2$ см, и полной длиной $z_{out} = 45$ см. Радиус трубчатого электронного пучка составлял 0.7 см, ток пучка менялся от 3 до 35 А, ускоряющее напряжение составляло 70 кВ. В качестве рабочей была выбрана мода TE_{11} . Согласно расчетам, в этом случае безразмерные параметры ζ_{out} и Δ менялись в пределах $4.6 < \zeta_{out} < 5.2$, $2.15 < \Delta < 2.5$. Как следует из рис. 3, эта область параметров близка к оптимальной для возникновения периодической и стохастической автомодуляции. Очевидно, приближение рабочей точки к частоте отсечки приводит, как уже отмечалось, к

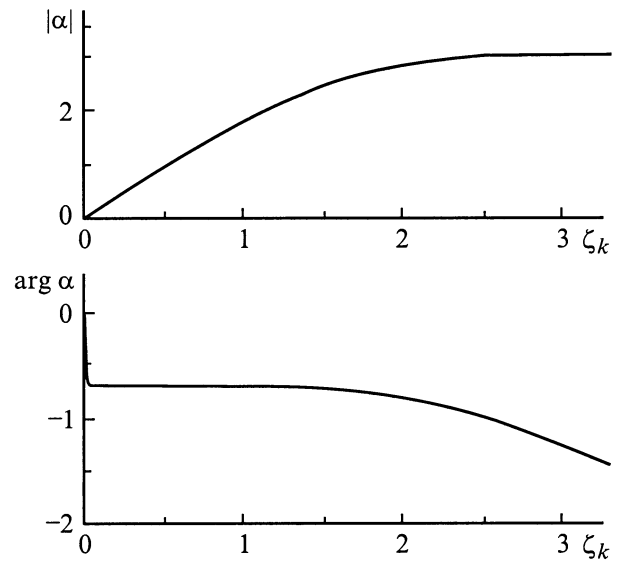


Рис. 7. Продольное распределение амплитуды и фазы поля в оптимальном по КПД режиме генерации: $\zeta_{out} = 3.3$, $\Delta = 1.75$.

повышению параметров связи и тем самым при заданном токе пучка благоприятно для достижения порогов автомодуляции. Вместе с тем непосредственно вблизи частоты отсечки происходит достаточное резкое повышение бифуркационных токов, что, по-видимому, может быть объяснено сильной дисперсией. Вследствие этого имеет место эффективное выравнивание амплитуды поля вдоль пространства взаимодействия. В результате нивелируется влияние запаздывания, которое наряду с нелинейностью (перегруппировкой электронов [8]) ответственно за возникновение автомодуляции в лампе объемной волны.

Авторы благодарны Г.С. Нусиновичу за полезные обсуждения и замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ. Проект № 97-02-1761.

Список литературы

- [1] Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С. // РИЭ. 1986. Т. 29. № 1. С. 106–112.
- [2] Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A. // Int. J. Electron. 1986. Vol. 61. N 6. P. 881–885.
- [3] Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 1. С. 106–114.
- [4] Завольский Н.А., Нусинович Г.С. // РИЭ. 1991. Т. 36. № 1. С. 135–141.
- [5] Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 2. С. 229–235.
- [6] Гинзбург Н.С., Зайцев Н.И., Иляков Е.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 10. С. 816–820.
- [7] Ковалев Н.Ф. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1978. № 3. С. 102–106.

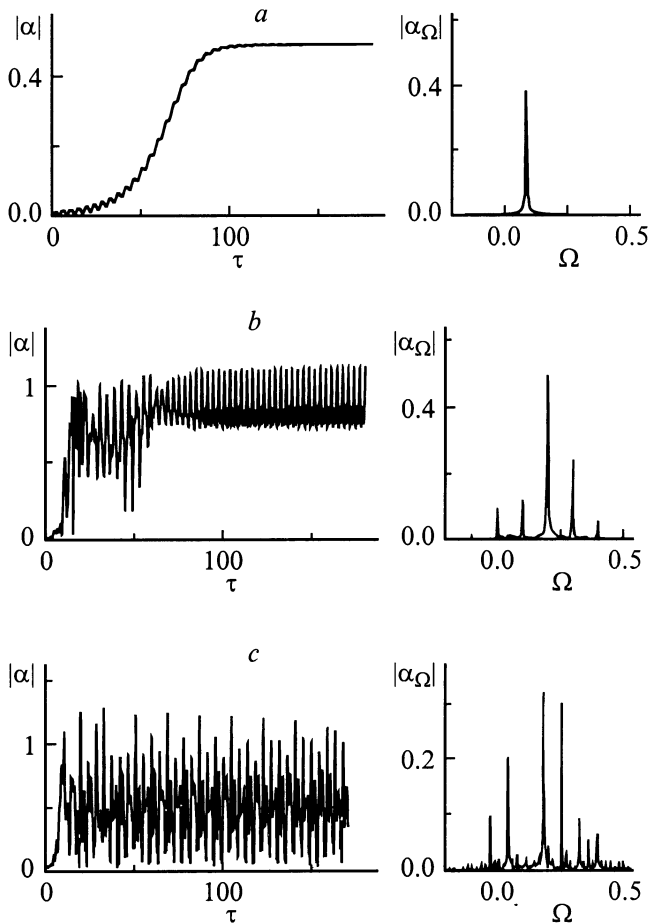


Рис. 6. То же, что на рис. 4, при $\Delta = -2$; ζ_{out} : a — 6.5, b — 9.5, c — 12.

- [8] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037–1052.
- [9] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 101–144.
- [10] Братман В.Л., Моисеев М.А., Петелин М.И. // Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 122–145.