



СЦЕНАРИЙ ПЕРЕХОДА К МНОГОЧАСТОТНОМУ РЕЖИМУ В ЛСЭ-ГЕНЕРАТОРЕ С НИЗКОДОБРОТНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

В.Л. Братман, А.В. Савилов

Показана возможность использования простой двухмодовой модели и детально описан процесс конкуренции продольных мод в ситуации малого превышения надпороговости, соответствующей переходу к многочастотному режиму. Показано, что даже достаточно широкополосная (в масштабе полосы усиления) частотная дисперсия обратной связи существенно влияет на длительность переходного процесса и вид установившегося режима.

Введение

Для ряда приложений лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) важно иметь стабильное одночастотное выходное излучение. В этой связи для ЛСЭ-генераторов, как и для других генераторов типа резонансной ЛБВ, существенную роль играет вопрос о характере взаимодействия продольных мод, усиленных из слабых шумов на линейной стадии, и, в частности, о переходе к многочастотной генерации. Эта проблема неоднократно исследовалась для генераторов, обладающих как высокодобротными, так и низкодобротными электродинамическими системами [1-7]. В случае высокодобротного резонатора, когда спектр собственных «горячих» продольных мод системы практически совпадает с «холодным» спектром и является эквидистантным, при достаточно большом токе одномодовая генерация оказывается неустойчивой к возбуждению сразу двух сателлитов, равноотстоящих по частоте от основной моды [2, 3, 5]. Анализируя результаты исследований систем с низкой добротностью, полученных в [1, 4-7] в рамках пространственно-временного подхода, можно убедиться, что из двух возможных механизмов потери устойчивости одночастотного режима - амплитудного (обусловленного модуляцией одной продольной моды [3]) и частотного (вызванного конкуренцией разных мод) - как правило, превалирует последний [7]. В данной работе на основе результатов, полученных в [6] численным моделированием уравнений пространственно-временного подхода, развит метод анализа установившегося режима генератора с неэквидистантным спектром собственных продольных мод с использованием значительно более простой двухмодовой модели. Кроме того, исследовано влияние дисперсии обратной связи на динамику возбуждения генератора.

1. Пространственно - временной подход

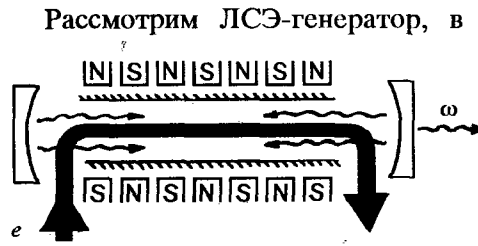


Рис. 1. Модель ЛСЭ-генератора

Рассмотрим ЛСЭ-генератор, в котором электроны взаимодействуют с синхронной им попутной волной, многократно возвращающейся рефлекторами в пространство взаимодействия (рис.1). В приближении малого КПД генерация в такой системе, подобно другим СВЧ-приборам с инерционной группировкой частиц, может быть описана системой уравнений пространственно-временного подхода [1,4-6]

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \text{Im} \{ a_n \exp(i\theta) \}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = u, \quad (1)$$

$$\frac{\partial a_n}{\partial \tau} + \frac{\partial a_n}{\partial \zeta} = \frac{i}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0. \quad (2)$$

Здесь u - нормированное изменение энергии частиц, $\zeta = h_0 C z$ - нормированная координата, a_n - нормированная амплитуда волны на n -м проходе по пространству взаимодействия, $\theta = \omega_0 t - h_0 z$ - фаза электрона относительно синхронной комбинационной волны с частотой ω_0 и продольным волновым числом h_0 , $\tau = \omega_0 C * (t - z/v_{||}) / (c/v_{gr} - c/v_{||})$, $v_{||}$ - начальная скорость частиц, v_{gr} - групповая скорость волны, C - пропорциональный кубическому корню из тока обобщенный параметр усиления Пирса.

Граничные условия к уравнениям (1)-(2) имеют вид

$$u(\zeta=0) = 0, \quad \theta(\zeta=0) = \theta_0, \quad (3)$$

$$a_{n+1}(0, \tau + T) = R a_n(L, \tau), \quad (4)$$

где начальные фазы частиц θ_0 равномерно распределены в интервале $[0, 2\pi)$, L - параметр надпороговости, представляющий собой нормированную длину пространства взаимодействия, T - нормированное время обратной связи, R - коэффициент передачи. Приведенный КПД генератора определяется соотношением

$$\eta^{\wedge} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(L, \tau) d\theta_0.$$

В случае фиксированной частоты высокочастотного сигнала $a_n(\zeta, \tau) = \alpha_n(\zeta) \exp(i\Delta\tau)$, где расстройка Δ определяет отстройку частоты сигнала от частоты точного синхронизма

$$\Delta(\omega) = \left(\frac{\omega}{h(\omega)v_{||0}} - 1 \right) C^{-1} \approx \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \left(1 - \frac{v_{gr}}{v_{||0}} \right) C^{-1},$$

система уравнений (1)-(4) редуцируется к известным уравнениям ЛБВ [8]. При этом спектр собственных «горячих» мод генератора определяется следующим из (4) условием

$$\arg K(\Delta_j) = \Delta_j T + 2\pi j, \quad j = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \quad (5)$$

$$|K(\Delta_j)| = R^{-1},$$

где $K(\Delta_j) = \alpha(L, \Delta_j) / \alpha(0, \Delta_j)$ - отношение выходной и входной комплексных амплитуд. В случае высокой добротности резонатора ($R^{-1} \ll 1$), когда $\arg K$ мал, спектр Δ_j близок к «холодному» спектру электродинамической системы, является дискретным и практически эквидистантным. С уменьшением R , когда $\arg K$ становится сравнимым с π , спектр становится неэквидистантным, но остается (если величина R не слишком мала) квазидискретным, что позволяет рассматривать высокочастотное поле как сумму продольных мод.

При заданном коэффициенте обратной связи R решение краевой задачи (1)-(4) определяется главным образом значением параметра надпороговости L (время обратной связи T определяет лишь время возбуждения генератора и густоту спектра мод). Генератор возбуждается, когда L превышает определенное стартовое значение L_{st} , которое находится из линеаризованной краевой задачи. В таком приближении продольные моды независимы, и для возбуждения любой из них ее линейное усиление за проход должно превысить потери

$$|K_{lin}(\Delta_j, L)| > R^{-1}. \quad (6)$$

Как правило, при $L = L_{st}$ стартовое условие (6) выполняется лишь для одной моды. С превышением параметром L стартового значения условие (6) становится выполненным для многих мод. При малых коэффициентах передачи и, соответственно, большой надпороговости, когда $e^L \gg 1$, амплитуда каждой из них в линейном режиме увеличивается с длиной практически экспоненциально $\alpha(\zeta, \Delta) \sim \exp(\Gamma(\Delta)\zeta)$, где добавка к волновому числу Γ определяется дисперсионным уравнением [8]

$$\Gamma^2(\Gamma + i\Delta) = -i, \quad (7)$$

и имеет максимальную реальную часть при $\Delta=0$. Таким образом, в низкодобротных системах частота моды с максимальным линейным усилением («основной» моды) оказывается близкой к частоте точного синхронизма ω_0 .

При небольшом превышении стартового значения L_{st} в процессе конкуренции продольных мод выживает лишь основная мода [6], которая, возбуждаясь быстрее остальных и первой достигая нелинейной стадии, подавляет своих конкурентов. С увеличением L динамика системы усложняется (для наглядности приводим заимствованный из [6] рис.2). При больших L выходное излучение, вырабатываясь в сложном процессе взаимодействия многих продольных мод с электронным пучком и между собой, имеет хаотический характер.

2. Приближение двух продольных мод

Исследуем вопрос о критическом значении параметра надпороговости $L_{cr}(R)$, при превышении которого установившийся режим становится многомодовым. При небольшом превышении критического значения в установившемся режиме возбуждены, кроме основной, лишь одна или несколько «паразитных» мод с малыми амплитудами (см. рис. 2, б). В этом случае при анализе нелинейной стадии возбуждения генератора можно существенно ограничить количество рассматриваемых мод и считать амплитуды паразитных мод малыми.

Будем считать, что в полосу усиления генератора попадает много неэквидистантно расположенных продольных мод. В этом случае можно, во-первых, считать спектр мод непрерывным и, во-вторых, пренебречь исследованным в [2,3] четырехфотонным процессом распада основной моды на два сателлита, полагая, что усиление каждой паразитной моды определяется только полем основной моды и слабо зависит от других паразитных мод. Таким образом,

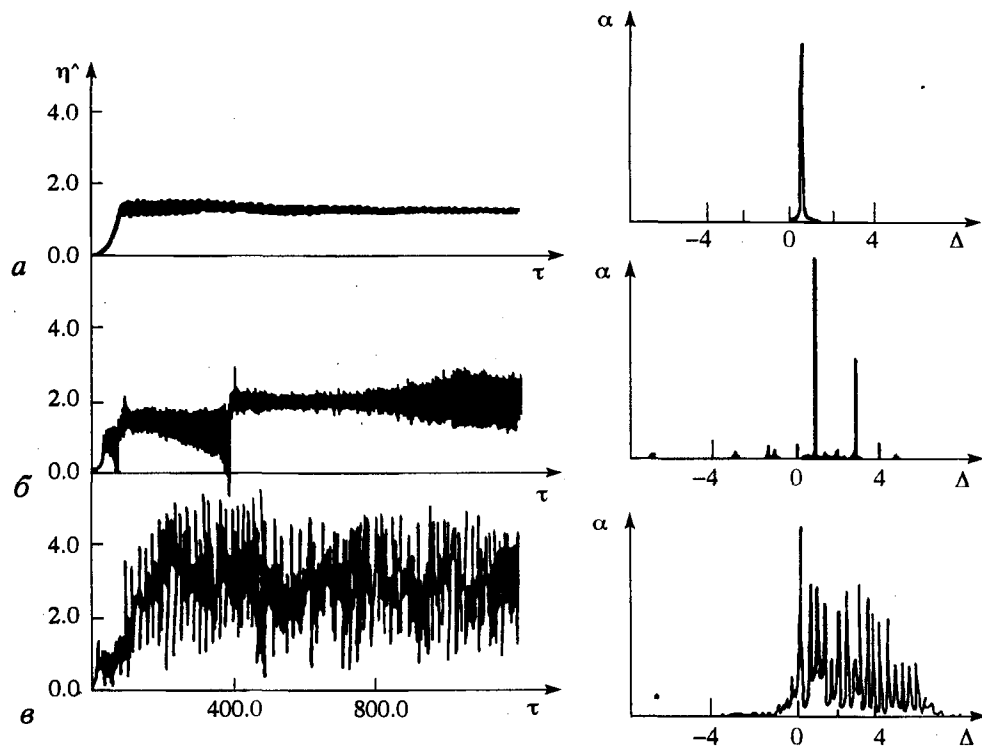


Рис. 2. Зависимости приведенного КПД от времени и соответствующие спектры установившихся режимов для коэффициента передачи $R=0.5$ и значений параметра надпороговости L , равных: а - 2.5; б - 3.2; в - 4.5 [6]

при небольшом превышении критического значения L_{cr} и достаточно низкой добротности генератора анализ системы сводится к попарному анализу двухмодового взаимодействия основной моды с каждой паразитной модой. Это взаимодействие описывается системой уравнений

$$\frac{du}{d\zeta} = \chi_1(\zeta) \operatorname{Im}\{\alpha_n \exp(i\varphi + i\Phi) + \alpha_n^- \exp(i\varphi^- + i\Phi)\}, \quad \frac{d\Phi}{d\zeta} = u, \quad (8)$$

$$\frac{d\alpha_n}{d\zeta} + i\Delta\alpha_n = \frac{i}{\pi} \chi_2(\zeta) \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\varphi - i\Phi) d\varphi d\varphi^-, \quad (9)$$

$$\frac{d\alpha_n^-}{d\zeta} + i\Delta^-\alpha_n^- = \frac{i}{\pi} \chi_2(\zeta) \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\varphi^- - i\Phi) d\varphi d\varphi^-, \quad (10)$$

с граничными условиями

$$u(\zeta=0, \varphi, \varphi^-) = 0, \quad \Phi(\zeta=0, \varphi, \varphi^-) = 0, \quad (11)$$

$$\alpha_{n+1}(0) = R\alpha_n(L), \quad \alpha_{n+1}^-(0) = R\alpha_n^-(L). \quad (12)$$

Здесь α и α^- - амплитуды основной и паразитной мод, Δ и Δ^- - их расстройки, $\varphi, \varphi^- \in [0, 2\pi)$ - независимые начальные фазы электрона относительно каждой из мод, $\Phi(\zeta, \varphi, \varphi^-)$ - изменение фаз электронов.

В правые части уравнений (8)-(10) введены структурные факторы $\chi_{1,2}(\zeta)$, с помощью которых можно при необходимости описать изменение связи пучка с волнами вдоль координаты. Проинтегрируем систему (8)-(12) аналитически, используя так называемое клистронное приближение (см., например, [3,5]), когда взаимодействие пучка с волной происходит только на двух коротких участках, расположенных в начале и конце пространства взаимодействия, и, соответственно, структурные функции равны

$$\chi_1(\zeta) = L[\delta(\zeta) + \delta(\zeta - L)]/2, \quad \chi_2(\zeta) = L\delta(\zeta - L).$$

Подбирая затем расстройки мод таким образом, чтобы усиление их амплитуд было максимальным, получим два трансцендентных уравнения

$$R^{-1} x_{n+1} - x_n = L^3 |J_0(x_n^-) J_1(x_n)|, \quad (13)$$

$$R^{-1} x_{n+1}^- - x_n^- = L^3 |J_0(x_n) J_1(x_n^-)|, \quad (14)$$

где $x_n = \alpha_n(0)L^2/2$, $x_n^- = \alpha_n^-(0)L^2/2$ - приведенные амплитуды мод, J_0 и J_1 - функции Бесселя. В этом приближении возбуждение моды в отсутствие конкурента описывается функцией J_1 , а влияние на нее конкурента - функцией J_0 . Предположим, что быстро возбуждающаяся основная мода находится вблизи своего одномодового стационарного режима $x_{n+1} \approx x_n$, а паразитная мода возбуждается из шумов с малой амплитудой $x_n^- \ll 1$. Тогда амплитуда одномодовой генерации x^* определяется уравнением

$$\lambda x^* = |J_1(x^*)|, \quad (15)$$

где $\lambda = (R^{-1} - 1)L^{-3}$. При малом x_n^- условие возбуждения паразитной моды $x_{n+1}^- > x_n^-$ сводится к неравенству

$$2\lambda < |J_0(x^*)|. \quad (16)$$

Как правило, параметр λ мал по сравнению с единицей (например, для рис.2, б $\lambda \approx 0.03$). Поэтому решение x^* уравнения (15) лежит вблизи первого корня v_1 функции Бесселя J_1 (рис. 3). Для оценок можно аппроксимировать J_0 и J_1 вблизи v_1 линейными функциями

$$|J_0(x)| \approx b_0 [1 - (v_1 - x)/(v_1 - v_0)],$$

$$J_1(x) \approx b_1(1 - x/v_1), \quad (17)$$

где v_0 - первый корень функции J_0 , $b_0 = -J_0(v_1) \approx 0.4$, $b_1 \approx 1.1$. Тогда для амплитуды основной моды имеем

$$x^* \approx v_1(1 + \lambda v_1/b_1)^{-1}, \quad (18)$$

а из (16) получаем условие возбуждения паразитной моды $\lambda < 0.04$, дающее оценку для критического значения параметра надпороговости

$$L_{cr} \approx 2.9(R^{-1} - 1)^{1/3}, \quad (19)$$

которая при любом R оказывается больше стартового значения (рис.4).

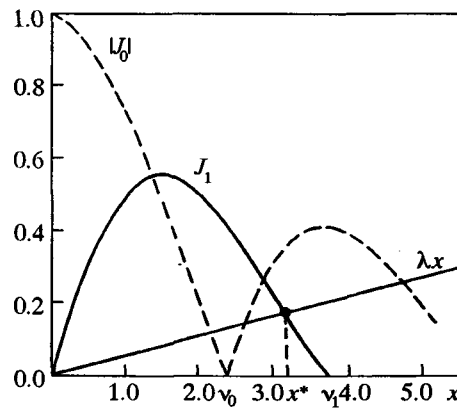


Рис. 3. Нахождение стационарной амплитуды основной моды x^* и условия возбуждения паразитной моды в рамках клистронной модели

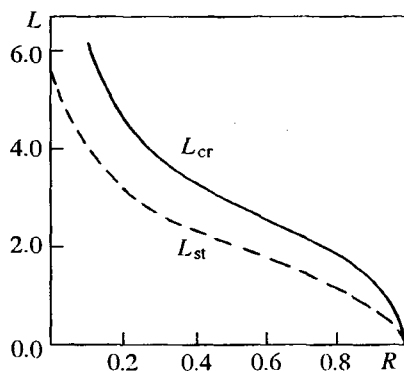


Рис. 4. Зависимость стартового L_{st} и критического L_{cr} значений параметра надпороговости от коэффициента передачи R

моды, поскольку начальные фазы частиц относительно каждой из них независимы). Рассмотрим состояние, наступившее в результате одновременного достижения этими модами нелинейной стадии. Предполагая близость их амплитуд, получим уравнение для величины этой амплитуды x^* и уравнение возбуждения третьей, медленно растущей моды,

$$\lambda x^* = |J_0(x^*) J_1(x^*)|, \quad (20)$$

$$2\lambda < |J_0(x^*)|^2. \quad (21)$$

Сравнивая эти уравнения с (15) и (16), легко заметить, что механизм достижения стационарного режима двух быстро растущих мод отличен от одномодового стационарного режима: ему соответствует подавление быстро растущими модами друг друга. При этом величина x^* оказывается вблизи первого корня v_0 функции Бесселя J_0 , а не вблизи v_1 . В этом случае, как видно из (21), возбуждение паразитной моды существенно затрудняется. Таким образом, состояние с генерацией двух быстро растущих мод более устойчиво по отношению к возбуждению третьей, паразитной моды, чем одномодовый стационарный режим.

Учитывая полученные результаты и анализируя зависимость мощности выходного излучения от времени (см. рис. 2, б), можно выделить пять стадий процесса возбуждения генератора в случае малого превышения критической надпороговости (рис. 5).

1. Линейная стадия. Возбуждение широкого спектра всех продольных мод, лежащих в полосе усиления.

2. Подавление медленно растущих мод. Несколько быстро растущих мод с частотами, близкими к частоте точного синхронизма ω_0 , достигают нелинейной стадии и подавляют медленно растущие моды.

3. Конкуренция быстро растущих мод. В начале третьей стадии остаются лишь моды с близкими к ω_0 частотами, после чего одна из этих мод подавляет остальные.

4. Возбуждение паразитной моды. В начале четвертой стадии генератор находится вблизи одномодового режима моды, имеющей максимальное линейное усиление. Однако при небольшом превышении критической надпороговости L_{cr} этот режим неустойчив по отношению к возбуждению одной или нескольких паразитных мод, частоты которых достаточно сильно отличаются от ω_0 . Одна из таких мод, имеющая наибольшее усиление, начинает возбуждаться (эта мода была подавлена на стадии 2 группой быстро растущих мод, но теперь единственная «выжившая» основная мода уже не в состоянии препятствовать ее возбуждению).

Как ясно из (18), амплитуда одномодовой генерации x^* растет с увеличением L , приближаясь к соответствующему максимуму функции $|J_0|$ - значению v_1 . При этом, начиная с некоторого значения x^* , начинает расти и величина $|J_0(x^*)|$ и, соответственно, подавление конкурента ослабевает. Таким образом, неустойчивость одномодовой генерации вызвана слишком большой амплитудой генерируемого поля.

Предположим теперь, что в начале возбуждается не одна, а одновременно две имеющие близкие частоты быстро растущие моды (суммарное поле этих мод не эквивалентно полю одной

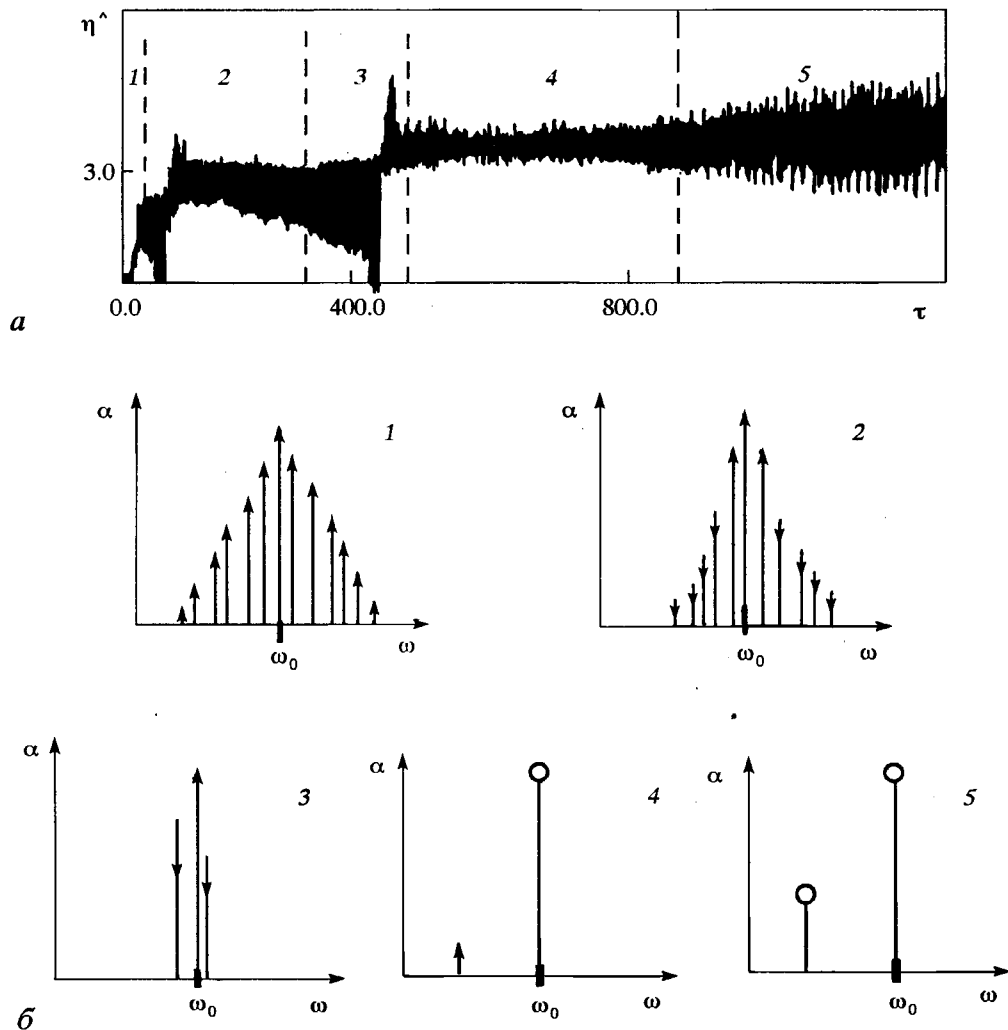


Рис. 5. Возбуждение ЛСЭ-генератора при малом превышении критической надпороговости, $R=0.5$, $L=3.2$: а - фрагмент рис.2 в увеличенном масштабе; б - схематическое изображение текущих спектров в процессе конкуренции продольных мод

5. Двухмодовый режим. Установившийся режим с генерацией главным образом двух продольных мод.

При таком сценарии спектр установившегося режима определяется стадией 4, то есть устойчивостью одночастотной генерации основной моды по отношению к возбуждению какой-либо паразитной моды. Это позволяет использовать для анализа установившегося режима двухмодовую модель (8)-(12). Введем усиление $G(\Delta^-)$ паразитной моды с расстройкой Δ^- в режиме, близком к одномодовой генерации основной моды (расстройка которой Δ определяется условием максимального линейного усиления), когда амплитуда конкурента α^- мала

$$G(\Delta^-) = |\alpha^-(L)/\alpha^-(0)|; \quad \alpha^- \ll \alpha, \quad \alpha(L) = R^{-1}\alpha(0). \quad (22)$$

Установившийся режим будет одномодовым, если для любой паразитной моды усиление G оказывается меньше потерь

$$G(\Delta^-) < R^{-1}. \quad (23)$$

Для иллюстрации рассмотрим приведенный на рис. 2 пример с

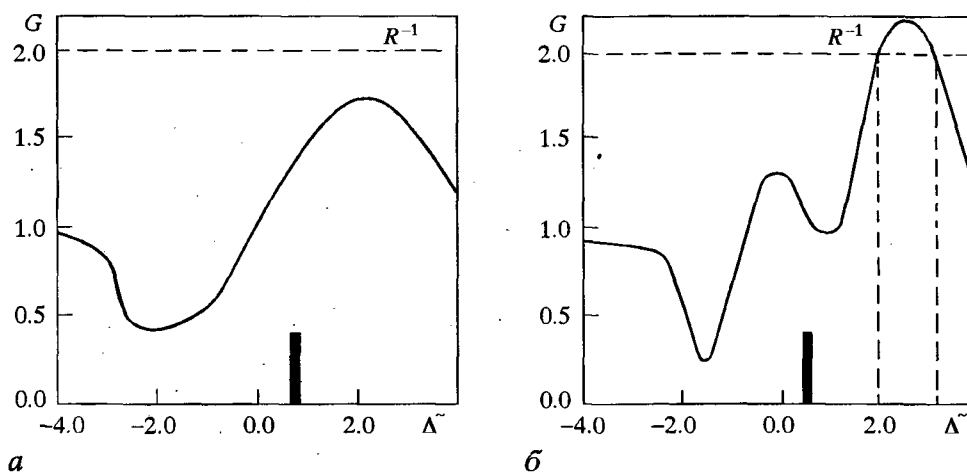


Рис. 6. Усиление паразитных мод на фоне стационарной генерации основной моды G в зависимости от их расстройок Δ^- (вертикальной чертой указана расстройка основной моды), $R = 0.5$: $a - L = 2.5$; $b - L = 3.2$

коэффициентом обратной связи $R = 0.5$. Как и следовало ожидать, при $L < L_{cr}$ условие (23) выполняется для всех паразитных мод (рис. 6, a). Однако с увеличением L появляются моды, для которых $G > R^{-1}$. Как видно из рис. 6, b , при небольшом превышении параметром L порогового значения L_{cr} эти моды лежат в достаточно узкой полосе частот. При этом расстройка моды с максимальным усилением G близка к расстройке паразитной моды двухмодового режима, найденной расчетом нестационарных уравнений в [6] (см. рис. 2, b).

3. Учет дисперсии обратной связи

Вьше считалось, что коэффициент передачи R одинаков для всех продольных мод. Однако, как правило, R зависит от частоты, причем при полосе обратной связи, сравнимой с полосой усиления генератора, эта зависимость существенно влияет на динамику возбуждения генератора. Влияние дисперсии обратной связи $R(\omega)$ на спектр установившегося режима может быть легко учтено в рамках двухмодовой модели путем очевидной модификации условия подавления паразитных мод (23)

$$G(\Delta^-) < R^{-1}(\Delta^-). \quad (24)$$

При надпороговости, не сильно превышающей критическое значение, «опасные» паразитные моды (усиление которых превышает потери основной моды) сосредоточены в узкой частотной полосе, достаточно далеко отстоящей от частоты основной моды (см. рис. 6, b). Это означает, что даже при полосе дисперсии обратной связи, сравнимой с полосой усиления, происходит установление одномодового режима.

В то время как тип установившегося режима можно определить в случае малой надпороговости на основе двухмодовой модели, влияние дисперсии обратной связи на длительность и характер переходного процесса надо исследовать в рамках более строгих пространственно-временных уравнений (1)-(4) с модифицированным граничным условием. При учете дисперсии $R(\Delta)$ «в лоб» это требует нахождения «мгновенного» спектра выходного поля в течение всего переходного процесса, что оказывается достаточно сложной вычислительной задачей. Более простым методом является моделирование отражения сигнала от

конкретного рефлектора. Рассмотрим, например, рефлектор, основанный на эффекте мультипликации квазиоптических волновых пучков [9], который представляет собой скачкообразный переход к широкому (по сравнению с поперечными размерами рабочего волновода) волноводу с двумя зеркалами на выходе (рис. 7). При определенном соотношении между длиной l и шириной b этого волновода ($l = b^2/2\lambda$, где λ - длина волны) поступающий на вход рефлектора из рабочего волновода узкий волновой пучок делится на выходе рефлектора на два пучка, которые отражаются зеркалами с некоторым фазовым сдвигом Ψ один относительно другого. При $\Psi=0$ на входе в рабочий волновод эти два отраженных пучка сходятся в один, что соответствует коэффициенту отражения рефлектора 100%. При отличном от нуля сдвиге Ψ на входе в рабочий волновод оказывается три волновых пучка, из которых лишь один (центральный) возвращается в рабочий волновод, а два других представляют собой выходное излучение. Таким образом, сдвиг фаз Ψ определяет коэффициент отражения такого рефлектора.

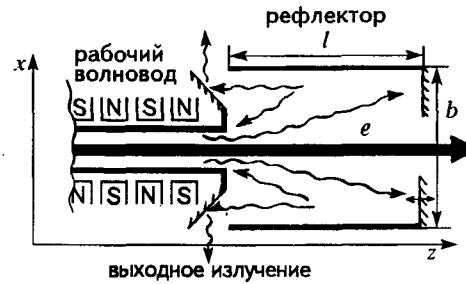


Рис. 7. Схема рефлектора, основанного на квазиоптической мультипликации волновых пучков в сверхразмерном волноводу

Выведем граничное условие для уравнений (1)-(3), которое описывает отражение от такого рефлектора в двумерной модели, когда система имеет бесконечный размер по одной из поперечных координат. Поле на входе рефлектора имеет вид

$$A(t, x, z=0) = a_{\rightarrow}(t) g(x) \exp(i\omega_0 t),$$

где $a_{\rightarrow}(t) = a(\tau, \zeta=L)$ - амплитуда поля на выходе рабочего волновода, $\tau = \omega_0 C t / (c/v_{gr} - c/v_{\parallel})$, функция $g(x)$ описывает распределение сигнала по поперечной координате x . Поле внутри рефлектора разложим по поперечным модам широкого волновода

$$A(t, x, z) = a(t, x, z) \exp(i\omega_0 t) = \exp(i\omega_0 t) \sum_m a_m(t, z) \exp(-ik_m z) \sin(\alpha_m x),$$

где $\alpha_m = \pi m/b$ - поперечные волновые числа, $k_m = (\omega_0^2/c^2 - \alpha_m^2)^{1/2}$ - продольные волновые числа, соответствующие частоте точного синхронизма ω_0 . При этом на входе в рефлектор имеем

$$a_m(t, z=0) = a_{\rightarrow}(t) g_m, \quad (25)$$

где $g_m = 2/b \int_0^b g(x) \sin(\alpha_m x) dx$. Если спектр сигнала $a_{\rightarrow}(t)$ не слишком широк, распространение каждой моды внутри широкого волновода описывается приближенным уравнением

$$\frac{\partial a_m}{\partial t} - v_m \frac{\partial a_m}{\partial z} = 0, \quad (26)$$

где $v_m = c^2 k_m / \omega_0$ - групповая скорость моды на частоте ω_0 . Решение (26) имеет вид $a_m(t - z/v_m)$, что с учетом (25) дает поле на выходе рефлектора

$$a(t, x, z=l) = \sum_m g_m a_{\rightarrow}(t - T_m) \exp(-i\vartheta_m) \sin(\alpha_m x), \quad (27)$$

где $T_m = l/v_m$, $\vartheta_m = k_m l$. Введем далее функцию $r(x)$, которая описывает отражение сигнала от двух расположенных на выходе зеркал

$$r(x) = \begin{cases} 1, & 2b/3 \leq x \leq b; \\ 0, & b/3 < x < 2b/3; \\ \exp(i\Psi), & 0 \leq x \leq b/3. \end{cases}$$

Разлагая отраженный от зеркал сигнал $r(x)a(t, x, z=l)$ по модам широкого волновода и вновь используя уравнение (26), получим поле, отраженное рефлектором в рабочий волновод

$$a_{\leftarrow}(t) = \sum_{m,p} g_m r_{m,p} a_{\rightarrow}(t - T_m - T_p) \exp(-i\vartheta_m - i\vartheta_p) \sin(\alpha_p b/2), \quad (28)$$

где $r_{m,p} = 2/b \int_0^b r(x) \sin(\alpha_m x) \sin(\alpha_p x) dx$. Выражение (28) может быть использовано в качестве граничного условия к уравнениям пространственно-временного подхода (1)-(4).

Для иллюстрации вернемся к примеру $L=3.2$, $R=0.5$ (см. рис. 2, б) и исследуем влияние дисперсии обратной связи на переходный процесс и установившийся режим. Параметры рефлектора выбраны так, что условие (28) дает полосу дисперсии $R(\Delta)$, сравнимую с полосой усиления (рис. 8, а). В то же

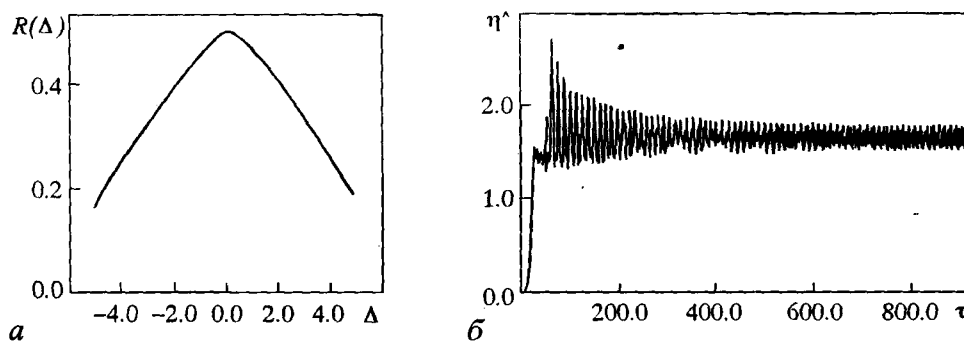


Рис. 8. Влияние дисперсии обратной связи на динамику возбуждения генератора: а - зависимость коэффициента обратной связи от расстройки Δ ; б - приведенный КПД η^{\wedge} как функция времени τ при $R=0.5$, $L=3.2$

время, согласно результатам двухмодового подхода (см. рис. 6, б), для «опасных» паразитных мод такая дисперсия обеспечивает коэффициент передачи, который в соответствии с (24) недостаточен для их возбуждения. Численный расчет пространственно-временных уравнений (1)-(4) с граничным условием (28) подтверждает вывод двухмодовой теории об одночастотности установившегося режима: как видно из рис. 8, б, в установившемся режиме модуляции приведенного КПД оказываются малыми, что свидетельствует о практически одномодовой генерации. Кроме того, дисперсия $R(\Delta)$ значительно сокращает и упрощает переходный процесс, поскольку вследствие уменьшения числа конкурирующих мод сокращается стадия подавления медленно растущих мод (стадия 2, см. раздел 2) и переходный процесс останавливается на стадии конкуренции быстро растущих мод (стадия 3).

Заключение

При надпороговости, не сильно превышающей критическую, динамика возбуждения генератора довольно проста и хорошо описывается приближением двух мод. При этом тип установившегося режима (спектр выходного излучения)

определяется устойчивостью одномодовой генерации основной моды, имеющей максимальное линейное усиление, по отношению к возбуждению какой-либо другой моды. Двухмодовый анализ показывает, что даже при превышении критической надпороговости довольно широкая (сравнимая с полосой усиления) полоса обратной связи $R(\omega)$ совместима с одномодовым режимом генерации, что подтверждается и более точным учетом дисперсии в рамках пространственно-временного подхода. При этом оказывается, что, ограничивая число конкурирующих мод, дисперсия обратной связи значительно сокращает длительность переходного процесса.

Авторы признательны Н.С.Гинзбургу и А.С.Сергееву за помощь в работе.

Библиографический список

1. Bogomolov Ya.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I., Yunakovsky A.D. Nonstationary generation in free electron lasers // Optics. Commun. 1981. Vol.36. № 3, P.209.
2. Ginzburg N.S., Petelin M.I., Shapiro M.A. Automodulation and stochastic oscillation regimes in resonant relativistic electron masers // Proc. of 10th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscow, 1981. Vol.1. P. M2.
3. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.2. Горький, 1981. С.101.
4. Ginzburg N.S., Petelin M.I. Multy-frequency generation in free electron lasers with quasi-optical resonator // Int. J. Electronics. 1985. Vol.59, № 3. P. 291.
5. Antonsen T.M., Jr., Levush B. Mode competition and suppression in free electron laser oscillators // Phys. Fluids B. 1989. Vol.1, № 5. P.1097.
6. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Динамика ЛСЭ генераторов с резонаторами произвольной добротности // ЖТФ. 1991. Т.61, № 6. С.133.
7. Блюх Ю.П., Бородин А.В., Любарский М.Г., Онищенко И.Н., Файнберг Я.Б. Применение метода функционального отображения для исследования ЛБВ-генератора с запаздывающей обратной связью // Изв.вузов. Сер.Прикладная нелинейная динамика. 1993. Т.1, № 1-2. С. 34.
8. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Сморгонский А.В. Убитроны и скаттроны // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.1. Горький, 1979. С.217.
9. Denisov G.G., Lukovnikov D.A., Shmelev M.Yu. Microwave systems based on the effect of image multiplication in oversized waveguide // Conference digest of 18 Int. Conf. on Infrared and MM Waves. Colchester, United Kindom, 1993.

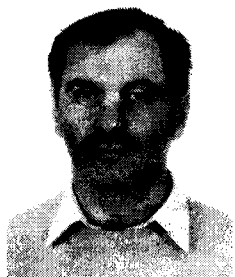
Институт прикладной физики РАН
Нижний Новгород

Поступила в редакцию 4.10.94 г.
после переработки 27.12.92 г.

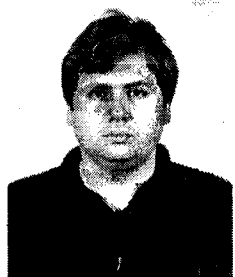
SCENARIO OF TRANSITION TO THE MULTI-FREQUENCY REGIME IN THE FEL-OSCILLATOR WITH A LOW-Q MICROWAVE SYSTEM

V.L. Bratman, A.V. Savilov

Possibility of the use of the simple two-mode model is shown, and the process of the longitudinal mode competition is described for the case of a small excess over the threshold, which corresponds to the transition to the multi-frequency regime. It is shown that even a rather broadband (in the scale of the amplification band) frequency feedback dispersion effects significantly both the transient time and the generation regime.



Братман Владимир Львович - родился в 1945 году, в 1967 окончил радиофизический факультет Горьковского университета. Доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией Института прикладной физики РАН (Н. Новгород). Область научных интересов - релятивистская высокочастотная электроника, новые методы ускорения частиц, управляемый термоядерный синтез. Имеет более 100 публикаций в отечественных и зарубежных изданиях.



Савилов Андрей Владимирович - родился в 1968 году, в 1992 окончил Высшую школу общей и прикладной физики при Нижегородском университете. Младший научный сотрудник Института прикладной физики РАН (Н. Новгород). Область научных интересов - релятивистская высокочастотная электроника, взаимодействие мод, высокочастотный пространственный заряд. Имеет 19 публикаций в отечественных и зарубежных изданиях.