



ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ КАК ИСКУССТВО УПРАВЛЕНИЯ ПОТОКАМИ ЭНЕРГИИ*

Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова

Проведена классификация электронных генераторов и усилителей, в основу которой положено соотношение направлений потоков кинетической энергии электронов и потоков электромагнитной энергии. Показано, что управление потоками электромагнитной энергии как за счет использования естественной дифракционной расходимости, так и с помощью различных модификаций брэгговских структур, является эффективным методом синхронизации излучения электронных потоков с поперечными размерами, существенно превосходящими длину волны.

Ключевые слова: Электронные генераторы и усилители, пространственная когерентность излучения, дифракционная расходимость, брэгговские структуры, двумерная распределенная обратная связь.

Введение

Анализируя историю развития электроники СВЧ, можно отметить, что многие ее достижения появились до того, как было осознано их общезначимое значение. Так, например, электронные приборы, по-видимому, явились первыми автоколебательными устройствами с распределенным взаимодействием. Еще более яркий пример – в электронных СВЧ-генераторах когерентное излучение было получено за несколько десятилетий до того, как в связи с развитием лазеров было дано обоснование принципов их действия в терминах спонтанного и индуцированного излучения [1]. Целью настоящей статьи является попытка еще одного дополнительного осмысления опыта разработки и создания электронных генераторов и усилителей с точки зрения управления потоками электромагнитной и кинетической энергии. Как будет показано далее, многие ключевые достижения в создании электронных приборов ассоциируются с манипуляциями потоками энергии, включая изменение направления распространения, формирование дополнительных потоков и т.д.

*Статья написана по материалам доклада на XV Зимней школе по электронике сверхвысоких частот и радиофизике, Саратов, Россия, 6–11 февраля 2012.

На рис. 1 представлена классификация электронных генераторов и усилителей, в основу которой положено направление распространения потоков энергии. Здесь естественно начать с предложенных Дж. Пирсом ламп бегущей волны (ЛБВ) (рис. 1, *а*), в которых реализуется распределенное синхронное взаимодействие электронного пучка с попутной электромагнитной волной [2]. При этом групповая скорость волны сонаправлена поступательной скорости электронов. Далее Р. Компфнер в лампах обратной волны (ЛОВ, рис. 1, *б*) предложил направить волну навстречу поступательному движению частиц, преобразовав усилитель в автогенератор [3]. Здесь следует отметить, что важной особенностью электронных устройств, прежде всего, по сравнению с лазерами является то, что сама активная среда – электронный поток – является движущейся субстанцией. Именно это обстоятельство приводит к абсолютной неустойчивости и позволяет реализовать в ЛОВ генераторные режимы в отсутствие внешних резонаторов. Следующим важным концептуальным решением следует считать предложенную М.И. Петелиным применительно к циклотронному излучению (гиротрон) [4], а Ф.С. Русиным и В.П. Шестопаловым – применительно к черенковскому излучению (оротрон, ГДИ) [5,6] организацию взаимодействия с модами квазиоптических резонаторов, которые формируются бриллюэновскими лучами, распространяющимися перпендикулярно плоскости электронного пучка (рис. 1, *в*). Далее в этом ряду стоят так называемые лампы с поперечным током (ЛПТ), в которых групповая скорость излучения перпендикулярна направлению поступательной скорости частиц, но, в отличие от гиротронов и оротронов, лежит в плоскости электронного потока (рис. 1, *г*) [7]. Эти устройства относятся к усилителям и могут быть реализованы как для черенковского, так и для циклотронного механизмов взаимодействия.

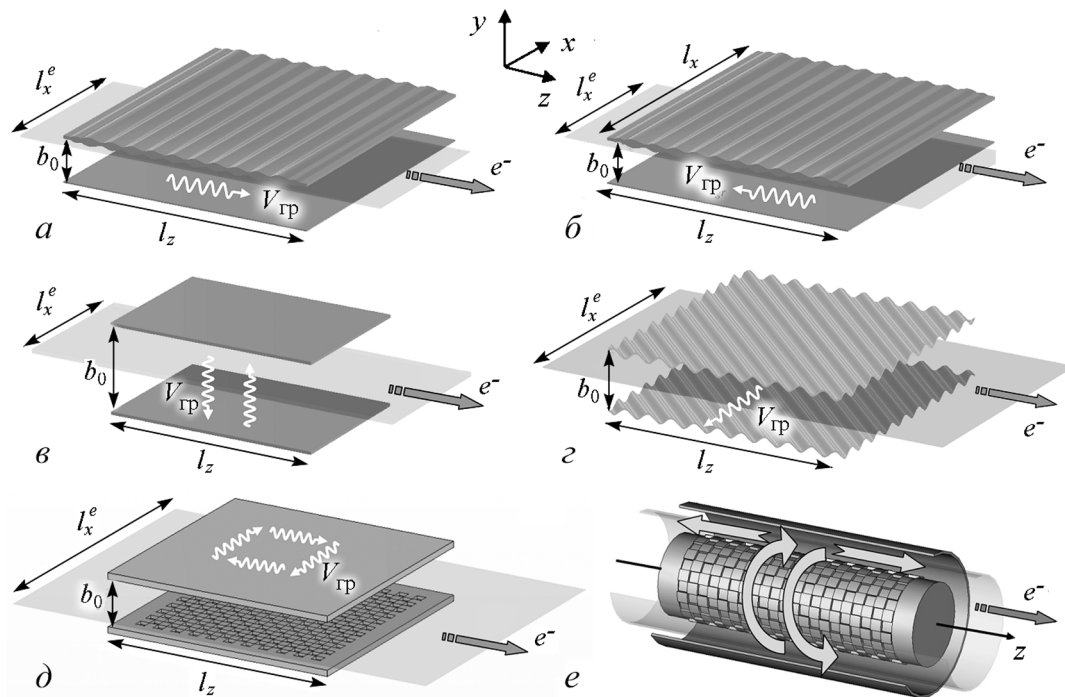


Рис. 1. Классификация СВЧ приборов, основанная на направлении распространения потоков электромагнитной энергии волны и кинетической энергии электронов: *а* – лампа бегущей волны; *б* – лампа обратной волны; *в* – гиротрон (оротрон); *г* – лампа с поперечным током; *д, е* – генераторы с двумерной распределенной обратной связью планарной и цилиндрической геометрии

В качестве развития ЛПТ можно рассматривать генераторы с двумерной распределенной обратной связью (РОС) (рис. 1, *д, е*) [8]. В последних, подобно ЛПТ, потоки электромагнитной энергии также направлены в плоскости электронного пучка. Однако вместо одного потока цепь обратной связи замыкается с помощью четырех парциальных волновых потоков. Электронный пучок синхронно взаимодействует с попутным волновым потоком. Два парциальных потока, распространяющиеся поперек поступательного движения частиц, позволяют синхронизовать излучение широкого электронного пучка ленточной или трубчатой конфигурации. И, наконец, наличие потока, направленного навстречу поступательному движению частиц, позволяет замкнуть цепь обратной связи, преобразуя усилитель в автогенератор. Двумерная РОС реализуется с помощью двумерных брэгговских структур, которые представляют собой участки планарных или коаксиальных волноводов с двумерно-периодической гофрировкой, где при соответствующем выборе трансляционных векторов решетки возникает связь и взаимное рассеяние указанных выше волновых потоков. Основным достоинством использования двумерной РОС является возможность синхронизации излучения ленточных и трубчатых электронных потоков с поперечным размером, существенно превосходящим длину волны. Таким образом, распределенность системы по одной из поперечных координат открывает возможность генерации излучения большой интегральной мощности при умеренной плотности энергии пучков.

Следует отметить, что различные модификации периодических брэгговских структур, а также их комбинации открывают большой набор возможностей для управления потоками энергии внутри пространства взаимодействия электронных генераторов. Например, наряду с потоками, распространяющимися в плоскости пучка, можно организовать дополнительные потоки энергии в перпендикулярной плоскости (подобно гиротронам). Такие брэгговские структуры, которые далее называются модифицированными [9], позволяют увеличить расстояние между пластинами, поддерживая при этом одномодовый режим генерации. Комбинируя модифицированное брэгговское зеркало с двумерным, можно обеспечить значительную сверхразмерность системы по двум поперечным координатам, что является необходимым условием для продвижения электронных генераторов в коротковолновые диапазоны, в том числе – в терагерцовый. Здесь важно подчеркнуть, что если задача повышения мощности может быть решена при развитии системы вдоль одной из поперечных координат, то задача укорочения длины рабочей волны требует развития системы по обоим поперечным координатам и, по существу, является трехмерной.

Таким образом, на основании вышеизложенного можно выделить несколько факторов, делающих целесообразным управление потоками энергии:

- организация обратной связи;
- селекция мод в генераторах со сверхразмерными электродинамическими системами;
- совмещение обоих механизмов.

Естественно, что невозможно сформулировать какие-либо строгие методические указания, буквально следуя которым можно синтезировать генератор с заданными характеристиками. Задача любого управления, в том числе и потоками энергии, включает элемент интуиции и, в этом смысле, является своего рода искусством. Соответственно, оно может быть проиллюстрировано ключевыми примерами, представленными на рис. 1.

Фактически основной целью настоящего обзора является анализ механизмов обеспечения когерентности излучения электронных пучков в пространственно-

развитых электродинамических системах. При этом обсуждавшаяся выше инкорпорация брэгговских структур не является безальтернативным методом управления потоками энергии. В частности, при меньших, но, тем не менее, достаточно больших поперечных размерах, синхронизация излучения может быть организована за счет его естественной дифракционной расходимости. Фактически, этот принцип был заложен в основу релятивистских многоволновых СВЧ-генераторов [10]. Схемы генераторов с дифракционной селекцией мод также обсуждались в обзоре [11]. Однако детальный анализ нелинейной динамики генераторов с дифракционной селекцией стал возможен относительно недавно в связи с развитием двух- и трехмерных моделей электронно-волнового взаимодействия, изложенных в разделе 1. В разделе 2 обсуждается ряд моделей, иллюстрирующий возможности использования брэгговских структур для решения задач обеспечения когерентности излучения для систем, развитых по одной и двум поперечным координатам.

1. Поперечная дифракционная селекция мод в электронных генераторах с открытыми планарными электродинамическими системами

Задача обеспечения пространственной когерентности излучения является одной из наиболее важных задач электроники больших мощностей. При умеренной сверхразмерности электронного пучка для пространственной синхронизации может быть использована естественная дифракционная расходимость поля излучения [11]. Такой метод не требует постановки дополнительных электродинамических элементов и эффективен при параметрах Френеля порядка единицы

$$N_F = \frac{l_{\perp}^2}{\lambda l_z} \sim 1, \quad (1)$$

где $l_{\perp}$ – поперечный размер пространства взаимодействия, l_z – его длина, λ – длина волны излучения. Фактически, при выполнении критерия (1) дифракционное расхождение излучения на длине пространства взаимодействия $\Delta l_{\perp} = \psi l_z$ (где $\psi = \lambda/l_{\perp}$ – угол дифракционного распыливания) близко к апертуре пучка. С другой стороны, условие (1) обеспечивает селекцию мод по поперечному индексу. Действительно, поле моды с числом поперечных вариаций n может быть представлено в виде набора плоских волн с поперечными числами, лежащими в интервале $(\Delta k_{\perp})_n \sim \pi n/l_{\perp}$ и, соответственно, с углами распространения, лежащими в интервале $(\Delta \psi)_n \sim (\Delta k_{\perp})_n/k \sim n\lambda/l_{\perp}$ ($k = \omega/c = 2\pi/\lambda$). Таким образом, при распространении на длине l электромагнитный поток стремится расшириться на $(\Delta l_{\perp})_n \sim (\Delta \psi)_n l_z$. Для мод с $(\Delta l_{\perp})_n \ll l_{\perp}$ распыливанием (дифракцией) можно пренебречь, то есть все такие моды имеют близкие стартовые токи. Соответственно, для существенного превышения стартового тока высших мод, начиная с $n = 2$, необходимо, чтобы уже для первой моды выполнялось условие $(\Delta l_{\perp})_1 \ll l_{\perp}$, что также приводит к френелевскому условию (1). При этом необходимым условием дискриминации паразитных мод является открытость системы по соответствующей координате.

1.1. Дифракционная селекция мод в планарных лампах обратной волны.

Впервые модель ЛОВ с дифракционной селекцией мод была описана в [11] в рамках линейного приближения. Исследуем здесь нелинейную стадию процесса генерации в рамках пространственно-временного подхода [12], который позволяет определить как условия самовозбуждения ЛОВ, так и характеристики стационарного режима генерации, включая границы его устойчивости.

Модель планарной ЛОВ, запитываемой ленточным релятивистским электронным потоком конечной ширины l_x^e , движущимся с начальной поступательной скоростью $V_0 = \beta_0 c$, представлена на рис. 1, б. Предполагается, что замедляющая система ЛОВ представляет собой планарный волновод, на одну из пластин которого нанесена синусоидальная гофрировка: $b(z) = b_{1D} \cos(\bar{h}_{1D} z)$, где b_{1D} – амплитуда гофрировки ($b_{1D} \ll \lambda$), d_1 – ее период, $\bar{h}_{1D} = 2\pi/d_1$. В условиях, когда расстояние между пластинами b_0 порядка длины волны излучения λ , структуру поля $E_s(y)$ в направлении оси y можно считать фиксированной и совпадающей с одной из мод планарного волновода. Тогда, с учетом дифракционного расплывания по оси x , поле излучения можно представить в виде квазиоптического волнового пучка, распространяющегося навстречу поступательному движению частиц,

$$E_z = \text{Re} \left[E_s(y) C_z^-(z, x, t) e^{i(\omega t + h z)} \right], \quad (2)$$

где $C_z^-(z, x, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда. Взаимодействие электронного потока со встречной волной в условиях синхронизма (рис. 2)

$$\omega = -(h - \bar{h}_{1D}) V_0 \quad (3)$$

в предположении относительно малых изменений энергии электронов может быть описано следующей системой уравнений:

$$i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial X^2} - \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial \tau} = \rho(X) J, \quad J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re} \left(\hat{C}_z^- e^{i\theta} \right).$$

Здесь использованы следующие нормированные переменные и параметры: $\theta = \omega t - (h - \bar{h}_{1D}) z$ – фаза электронов относительно синхронной волны, $\tau = C\omega t$, $Z = Ckz$, $X = \sqrt{2C} kx$, $\hat{C}_z^- = (\mu \chi e C_z^- g_{-1}) / (mc^2 k^2 \gamma_0 C^2)$, $\chi = (b_{1D} k \bar{h} \text{sh}(g_{-1}(b_0 - b_g))) / (2g_{-1} \text{sh}(g_{-1} b_0))$ – параметр связи электронов с волной, $g = \sqrt{(k - \bar{h}_{1D})^2 - k^2}$ – поперечное волновое число (–1)-й пространственной гармоники, b_g – зазор между пучком и гофрировкой, $C = (4\pi e I_e \mu g_{-1}^2 \chi^2 / (mc^3 \gamma_0 k^4 b_0))^{1/3}$ – параметр Пирса, I_e – погонный ток пучка, $\mu = \gamma_0^{-2}$ – параметр группировки электронов, $V_{gr} = \beta_{gr} c$ – групповая скорость волны. Функция $\rho(X)$ описывает поперечное распределение тока пучка. Далее считаем, что ленточный электронный пучок имеет однородное распределение плотности: $\rho(X) = 1$, $X \in [-L_x^e/2, L_x^e/2]$, где $L_x^e = kl_x^e \sqrt{2C}$ – нормированная ширина пучка. Переходя к новым независимым переменным Z и $\xi = (\tau + Z/\beta_{gr}) (\beta_0^{-1} + \beta_{gr}^{-1})^{-1}$, приведем систему уравнений (4) к виду

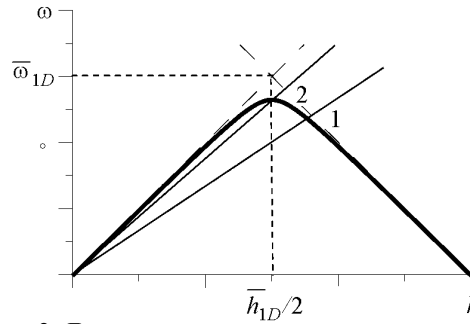


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма: точка пересечения дисперсионных кривых волны и электронного пучка (1) соответствует ЛОВ, точка (2) – генератору поверхностной волны

$$i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial X^2} - \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} = \rho(X) J, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial Z} \right)^2 \theta = \text{Re} \left(\hat{C}_z^- e^{i\theta} \right), \quad (5)$$

содержащему минимальное число независимых параметров.

Граничные условия в генераторах типа ЛОВ для поля и электронов задаются на разных концах пространства взаимодействия

$$\hat{C}_z^- \Big|_{Z=L_z} = 0, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial Z} \right) \theta \Big|_{Z=0} = 0, \quad (6)$$

где $L_z = Ckl_z$ – нормированная длина генератора.

Будем считать, что электродинамическая система ЛОВ безгранична в поперечном направлении (или, что эквивалентно, ее граница идеально согласована для излучаемой волны). В этом случае нелинейная краевая задача (5) может решаться на конечном по поперечной координате интервале L_x , внутри которого располагается источник излучения (электронный пучок) с нормированной шириной $L_x^e < L_x$. На краях области моделирования $X = \pm L_x/2$ необходимо поставить граничные условия, соответствующие свободной дифракции излучения

$$\hat{C}_z^- \left(Z, \pm \frac{L_x}{2} \right) \pm \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^Z \frac{1}{\sqrt{Z-Z'}} \frac{\partial \hat{C}_z^- (Z', X)}{\partial X} \Big|_{X=\pm \frac{L_x}{2}} dZ' = 0. \quad (7)$$

Соответственно, положение указанных границ не влияет на результат численного решения. Впервые излучательные граничные условия подобного типа были использованы в теории гиротронов [13].

В приближении малого сигнала $\hat{C}_z^- \ll 1$, представляя фазу электронов в виде $\theta = \theta_0 + \vartheta$, где $|\vartheta| \ll 1$, после линеаризации приведем систему уравнений (5) к виду

$$i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial X^2} - \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} = \hat{J} \rho(X), \quad \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial Z} \right)^2 \hat{J} = -i \hat{C}_z^-, \quad \hat{C}_z^- \Big|_{Z=L_z} = 0, \quad \hat{J} \Big|_{Z=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial Z} \right) \hat{J} \Big|_{Z=0} = 0, \quad (8)$$

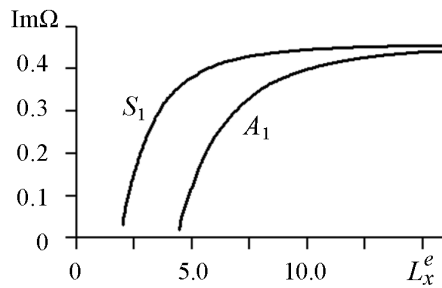


Рис. 3. Зависимость инкрементов первой симметричной S_1 и первой антисимметричной мод A_1 планарной ЛОВ от ширины электронного пучка L_x^e при фиксированной длине пространства взаимодействия $L_z = 2.4$

где $\hat{J} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} (-i\vartheta) e^{-i\theta_0} d\theta_0$. Представляя далее решение (8) в форме $\hat{C}_z^-$, $\hat{J} \sim e^{i\Omega\xi}$, можно получить систему уравнений, определяющую структуру и комплексные частоты Ω собственных мод двумерной линейной краевой задачи [12]. Эффективным методом решения подобной задачи является численное моделирование нестационарных уравнений (8), при котором для возбуждения мод с той или иной симметрией задается начальное возмущение соответствующего вида. На рис. 3

представлены зависимости от ширины электронного потока инкрементов $\text{Im } \Omega$ первой симметричной S_1 и первой антисимметричной мод A_1 . Приведенная длина системы составляла $L_z = 2.4$, что в одномерном случае соответствует стационарному режиму генерации. Видно, что инкременты мод существенно различаются при относительно небольших ширинах электронного потока $L_x^e < 8.0$. При увеличении ширины пучка происходит сближение инкрементов мод. Таким образом, селекция реализуется при параметрах Френеля $N_F = (L_x^e)^2 / 4\pi L_z$, не превышающих 2. Отношение стартовых длин указанных мод при ширине электронного потока $L_x^e = 6.0$ составляет 1.2, что соответствует отношению стартовых токов приблизительно 2.

Моделирование нелинейной динамики ЛОВ с дифракцией на основе уравнений (5) показывает, что, аналогично одномерной модели [3], самовозбуждение колебаний имеет место при приведенной длине ЛОВ $L_z > 2.0$. В области $2.0 < L_z < 2.7$ при любой ширине электронного пучка наблюдалось установление стационарного одночастотного режима генерации. На рис. 4 приведены пространственные структу-

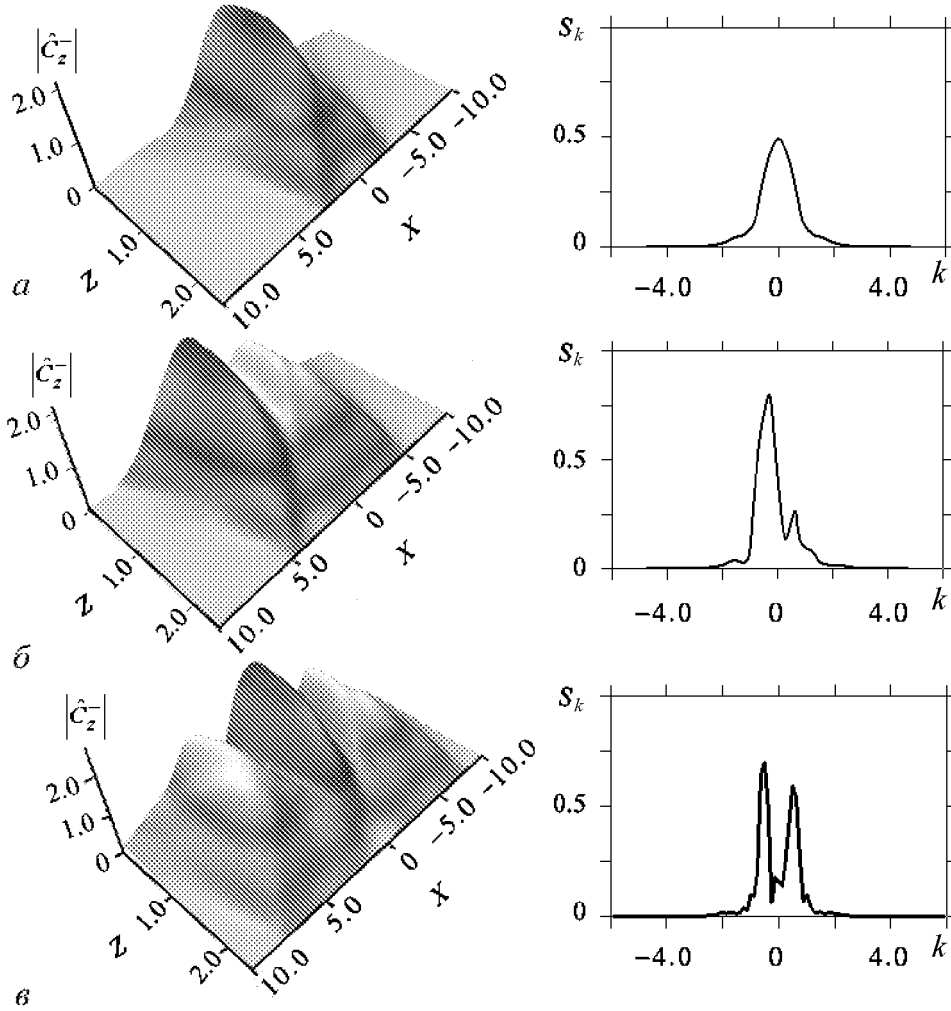


Рис. 4. Пространственное распределение поля синхронной волны в стационарном режиме генерации планарной ЛОВ (левая колонка) и угловой спектр излучения (правая колонка) при $L_z = 2.4$: а - $L_x^e = 6.0$, $N_F \sim 1.2$; б - $L_x^e = 10$, $N_F \sim 3$; в - $L_x^e = 16$, $N_F \sim 8.5$

ры и угловые спектры излучения на выходе системы при $L_z = 2.4$. При относительно небольшой ширине электронного пучка ($L_x^e = 6.0$, $N_F \sim 1.2$), структура поля соответствует возбуждению низшей симметричной моды с одной поперечной вариацией (рис. 4, а). Угловой спектр излучения в этом случае имеет квазигауссовый вид. При увеличении ширины пучка ($L_x^e = 10.0$, $N_F \sim 3$), когда инкременты различных мод сближаются, происходит усложнение структуры поля излучения (рис. 4, б), которая, тем не менее, остается стационарной. По мере роста ширины электронного слоя ($L_x^e = 16.0$, $N_F \sim 8.5$) имеет место дальнейшее усложнение структуры поля и углового спектра излучения (рис. 4, в). При этом наблюдается мультистабильность, то есть установление того или иного стационарного распределения поля зависит от вида начальных условий.

При $2.7 < L_z < 3.2$ стационарные режимы генерации устанавливаются только при относительно узких электронных пучках с шириной, не превышающей $L_x^e = 6.0$ ($N_F \leq 1$). С увеличением ширины пучка происходит переход сначала к автомодуляционному, а потом и к хаотическому режиму генерации. При больших превышениях порога $L_z > 3.2$ стационарные режимы генерации становятся неустойчивыми при любой ширине электронного пучка.

1.2. Дифракционная селекция мод в релятивистских генераторах поверхностной волны. Релятивистские генераторы поверхностной волны (или генераторы на π -виде) отличаются от рассмотренных выше ЛОВ смещением точки синхронизма от резонанса с медленной пространственной гармоникой обратной волны в область резонанса с замедленной основной попутной волной (см. рис. 2). Генераторы данного типа являются одними из наиболее мощных источников когерентного излучения сантиметрового и миллиметрового диапазонов [10,14,15]. В случае релятивистских энергий частиц, когда для организации взаимодействия черенковского типа требуется относительно небольшое замедление волны и, соответственно, относительно небольшая глубина гофра, для описания нелинейной динамики указанных генераторов может быть использован квазиоптический подход [16,17].

Рассмотрим далее модель генератора поверхностной волны планарной геометрии, предполагая, как и в п. 1.1, что ленточный электронный пучок имеет конечную ширину l_x^e по оси x . Указанный пучок движется в свободном пространстве прямолинейно над металлической плоскостью, на которую на участке длины l_z нанесена периодическая синусоидальная гофрировка. При этом, в отличие от рассмотренной выше модели планарной ЛОВ, в данном случае следует предположить, что вторая металлическая пластина отсутствует (или расположена в области, где амплитуда поля экспоненциально мала). Таким образом, поперечная структура поля предполагается нефиксированной по всем трем пространственным координатам.

В генераторах на π -виде гофрированная поверхность одновременно играет роль замедляющей системы и брэгговского резонатора. При малой глубине гофра ($b_{1D}/\lambda \ll 1$) излучение над указанной поверхностью может быть представлено в виде совокупности двух встречных квазиоптических волновых пучков, магнитное поле которых может быть записано в виде [16]

$$H_x = \text{Re} \left[C_z^+(z, x, y, t) e^{i(\omega t - kz)} + C_z^-(z, x, y, t) e^{i(\omega t + kz)} \right]. \quad (9)$$

Соответственно действующая на электроны продольная компонента электрического поля дается соотношением

$$E_z = -\operatorname{Re} \frac{i}{k} \left[\frac{\partial C_z^+}{\partial y} e^{i(\omega t - kz)} - \frac{\partial C_z^-}{\partial y} e^{i(\omega t + kz)} \right]. \quad (10)$$

На гофрированной поверхности в условиях брэгговского резонанса $k \approx \bar{h}_{1D}/2$ возникает связь и взаимное рассеяние встречных волновых пучков (9), описываемое с учетом наводимых поверхностных магнитных токов [18] и объемного электронного тока пучка следующей системой уравнений [16]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial X^2} + \sigma \hat{C}_z^+ \delta(Y) = \\ = i \alpha_{1D} \hat{C}_z^- \delta(Y) - \frac{1}{B_e} \rho_x(X) \frac{\partial}{\partial Y} (\rho_y(Y) J), \\ - \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial Y^2} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial X^2} + \sigma \hat{C}_z^- \delta(Y) = i \alpha_{1D} \hat{C}_z^+ \delta(Y), \end{aligned} \quad (11)$$

где $\delta(Y)$ – дельта-функция. При записи (11) в качестве несущей выбрана брэгговская частота $\bar{\omega}_{1D} = \bar{h}_{1D}c/2$. Параметр $B_e = \int_0^\infty \rho_y(Y) dY$ определяет эффективную толщину электронного пучка по координате y . Далее предполагается, что плотность пучка однородна по обеим поперечным координатам. Соответственно, $\rho_x(X) = 1$ при $X \in [-L_x^e/2, L_x^e/2]$ и $\rho_y(Y) = 1$ при $Y \in [B_g, B_g + B_e]$, где B_g – расстояние (зазор) между пучком и гофрировкой. Высокочастотный электронный ток $J(Z, X, Y, \tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$ находится из уравнений движения частиц

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \operatorname{Re} \left(\frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Y} e^{i\theta} \right), \\ \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\theta = \bar{\omega}_{1D}(t - z/c)$ – фаза электронов относительно попутной парциальной волны C_z^+ . При записи уравнений проведена следующая нормализация: $\tau = G\bar{\omega}_{1D}t$; $Z = G\bar{\omega}_{1D}z/c$; $X = \sqrt{2G}\bar{\omega}_{1D}x/c$; $Y = \sqrt{2G}\bar{\omega}_{1D}y/c$; $\hat{C}_\pm = e\mu C_\pm/(mc\bar{\omega}_{1D}\gamma_0 G^{3/2})$; $\alpha_{1D} = \bar{h}_{1D}b_{1D}/(2\sqrt{2G})$ – коэффициент связи волновых потоков, пропорциональный глубине гофра; $G = (2\sqrt{2}\frac{eI_e}{mc^3}\frac{\mu}{\gamma_0}\lambda)^{2/3}$ – параметр усиления; $\sigma = k\varepsilon/G$ – параметр омических потерь (ε – глубина скин-слоя); $\Delta = (1 - \beta_0)/(\beta_0 G)$ – расстройка синхронизма. Следует отметить, что введенная таким образом расстройка принимает отличное от нуля положительное значение $\Delta > 0$. Синхронное взаимодействие с прямолинейным электронным потоком возникает только с учетом, описываемой уравнениями (11) связи волн и формированием прижатой замедленной волны. Граничные условия к уравнениям (11) соответствуют отсутствию потоков энергии извне: $\hat{C}_z^+|_{Z=0} = 0$, $\hat{C}_z^+|_{Z=L_z} = 0$, где $L_z = G\bar{\omega}_{1D}l_z c$.

В принципе, аналогично п. 1.1, по поперечной координате x для описания генераторов поверхностной волны можно использовать излучательные граничные условия. Однако, поскольку для подобных генераторов, как правило, значительную

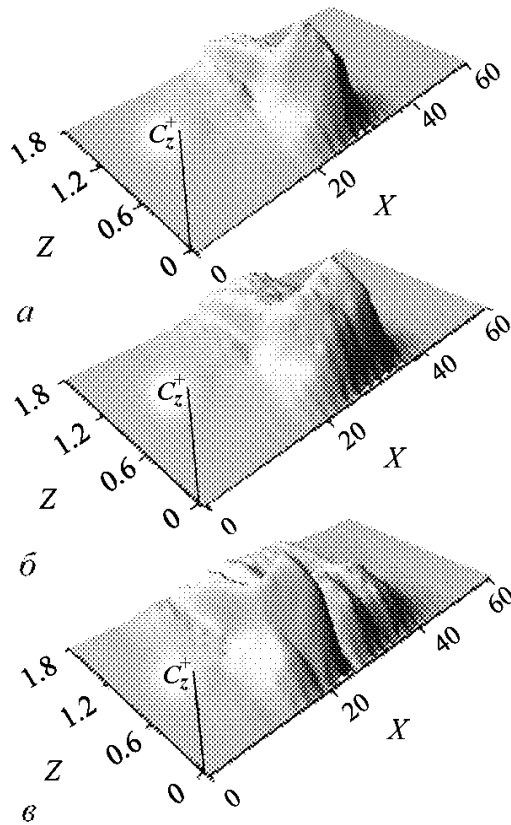


Рис. 5. Усложнение пространственной структуры поля в генераторе поверхностной волны при увеличении ширины электронного потока L_x^e : а – 6, б – 12, в – 24 ($L_z = 1.8$, $\alpha_{1D} = 2.3$, $\Delta = 6.9$, $\sigma = 0.05$)

роль играют омические потери, уравнения (11), (12) моделировались с искусственными условиями цикличности, которые ставились при размерах области моделирования, существенно превосходящей ширину электронного пучка $L_x \gg L_x^e$. На рис. 5 приведены результаты моделирования. В направлении y перпендикулярном гофрированной поверхности имеет место экспоненциальное спадание поля, характерное для формирования поверхностной волны. При относительно небольшой ширине электронного потока поперечная (по координате x) структура поля имеет простое квазигауссово распределение (рис. 5, а). Однако по мере увеличения ширины потока происходит последовательное усложнение пространственной структуры, которая в конечном итоге приобретает нерегулярный характер (рис. 5, б, в). Для обеспечения регулярного профиля выходного излучения широкого ленточного потока следует использовать двумерно-периодические замедляющие структуры (см. раздел 2, п. 2.2).

Следует отметить, что если предположить, что электронный пучок однороден по поперечной координате и полностью заполняет область $X \in [-L_x/2, L_x/2]$, на границах которой ставятся циклические условия, то уравнения (11), (12) могут быть использованы для описания многоволновых черенковских генераторов [10] с трубчатыми пучками и гофрированными замедляющими системами цилиндрической геометрии. При этом для применимости квазиплоской модели радиусы пучка и замедляющих систем должны существенно превосходить длину волны и масштаб спада поля по радиальной координате, в качестве которой в данной модели выступает координата y , отсчитываемая от границы гофрировки.

1.3. Селекция мод и формирование пространственной структуры поля в ЛСЭ-генераторах с двухзеркальными резонаторами. Дифракционная селекция мод может быть эффективна и в генераторах с высокодобротными квазиоптическими двухзеркальными резонаторами, к числу которых, в первую очередь, относятся лазеры на свободных электронах (ЛСЭ). Рассмотрим здесь двумерную модель ЛСЭ с двухзеркальным резонатором, открытым по поперечной координате x (рис. 6, а). Наибольший практический интерес такая схема представляет в случае, когда в качестве зеркал выступают брэгговские структуры, в частности, рассмотренные ниже в п. 2.3 модифицированные брэгговские зеркала. В предположении,

что длины зеркал значительно меньше расстояния между ними можно рассматривать такие зеркала как сосредоточенные, характеризующиеся коэффициентами отражения $R_{1,2}$.

Итак, пусть имеется открытый по координате x планарный волновод с расстоянием между пластинами b_0 , на концах которого расположены зеркала. При этом краевыми эффектами, обусловленными ограниченностью апертуры зеркал, пренебрегаем, полагая, что локализация поля целиком определяется канализационными свойствами ленточного электронного потока конечной ширины l_x^e . Электромагнитное поле, заключенное между двумя зеркалами, может быть представлено в виде двух встречно-распространяющихся квазиоптических волновых пучков

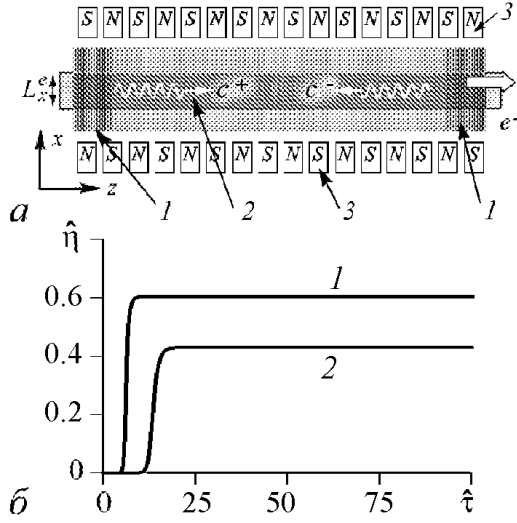


Рис. 6. *a* – схема ЛСЭ с двухзеркальным брэгговским резонатором на основе планарного волновода: 1 – брэгговские зеркала; 2 – ленточный электронный пучок, 3 – планарный ондулятор. *б* – установление стационарного режима генерации при различной ширине электронного потока L_x^e : 1 – 1.0, 2 – 3.0 ($\Delta = -0.5$, $L_z = 3$)

$$\mathbf{E} = \mathbf{y}_0 \operatorname{Re} \left[C_q^+(z, x) e^{i(\omega t - kz)} + C_q^-(z, x) e^{i(\omega t + kz)} \right], \quad (13)$$

где q – номер прохода поля по резонатору. По координате y структуру поля будем считать фиксированной и совпадающей со структурой основной ТЕМ моды планарного волновода. В ЛСЭ поток электронов, осциллирующих в поле планарного ондулятора $\mathbf{H}_u = \mathbf{x}_0 \cos h_u z$, взаимодействует и усиливает попутный волновой пучок C^+ в условиях комбинационного синхронизма

$$\omega - kV_0 \approx h_u V_0, \quad (14)$$

где $h_u = 2\pi/d_u$, d_u – период ондуляторного поля.

С учетом дифракционного распыливания излучения процесс усиления электронным потоком синхронной попутной волны C_+ может быть описан следующей системой уравнений:

$$\frac{i}{2k} \frac{\partial^2 \hat{C}_q^+}{\partial x^2} + \frac{\partial \hat{C}_q^+}{\partial z} = -\rho(x) \frac{eI_e}{2mc^3\gamma_0} \frac{\lambda}{b} KJ, \quad J(z, x) = 1/\pi \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta, \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = k^2 \mu K \operatorname{Re} \left(\hat{C}_q^+ e^{i\theta} \right), \quad \theta|_{z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|_{z=0} = \Delta, \quad (16)$$

где θ – фаза электронов относительно синхронной волны; $\hat{C}_q^+ = eC_q^+ / (\sqrt{2}mc\omega\gamma_0)$ – безразмерная амплитуда поля; $K = eH_u / (\sqrt{2}mc^2h_u\gamma_0)$ – параметр связи электронов с волной, пропорциональный амплитуде ондуляторного поля; $\Delta = (k - k\beta_0 - h_u\beta_0)$ – начальная расстройка синхронизма.

Волновой пучок C^- , распространяющийся в отрицательном направлении оси z , не взаимодействует с электронным потоком, но испытывает дифракционное распыление, описываемое уравнением

$$\frac{i}{2k} \frac{\partial^2 \hat{C}_q^-}{\partial x^2} - \frac{\partial \hat{C}_q^-}{\partial z} = 0, \quad (17)$$

где $\hat{C}_q^- = eC_q^- / (\sqrt{2}mc\omega\gamma_0)$. В предположении, что на одном проходе дифракционное распыление волновых пучков мало (то есть при больших параметрах Френеля $N_F \gg 1$), можно приближенно проинтегрировать уравнения (15) и (17), полагая $\int_0^{l_z} \left(\partial^2 \hat{C}_q^\pm / \partial x^2 \right) dz \approx l_z \partial^2 \hat{C}_q^\pm / \partial x^2$. В результате, принимая во внимание граничные условия на зеркалах

$$\hat{C}_q^-(l_z, x) = R_2 \hat{C}_q^+(l_z, x), \quad \hat{C}_{q+1}^+(0, x) = R_1 \hat{C}_q^-(0, x), \quad (18)$$

получим, что амплитуды поля на двух последовательных проходах связаны уравнением

$$\begin{aligned} \hat{C}_{q+1}^+(0, x) - \hat{C}_q^+(0, x) = & -(1 - R_1 R_2) \hat{C}_q^+(0, x) - \\ & - \frac{il_z}{2k} \left(R_1 R_2 \frac{\partial^2 \hat{C}_q^+}{\partial x^2} + R_1 \frac{\partial^2 \hat{C}_q^-}{\partial x^2} \right) + \rho(x) R_1 R_2 \frac{eI_e}{2mc^3\gamma_0} \frac{\lambda}{b} K \int_0^{l_z} J dz. \end{aligned} \quad (19)$$

В случае высокодобротного двузеркального резонатора коэффициенты отражения близки к единице $R_{1,2} \approx 1$ и изменения амплитуды поля на одном проходе малы $\left| (\hat{C}_{q+1} - \hat{C}_q) / \hat{C}_q \right| \ll 1$. Это позволяет перейти от дискретной переменной q (номер прохода поля по резонатору) к медленному времени $\tau = q2\omega l_z / c$, а от уравнений в конечных разностях (19) – к дифференциальному уравнению

$$\frac{i}{2k^2} \frac{\partial^2 \hat{C}}{\partial x^2} + \frac{\partial \hat{C}}{\partial \tau} + \frac{1}{2Q} \hat{C} = \rho(x) \frac{eI_e}{4\pi mc^3\gamma_0} \frac{\lambda^2}{b_0 l_z} K \int_0^{l_z} J dz, \quad (20)$$

где $Q = \omega l_z / (c(1 - R_1 R_2))$ – добротность резонатора. Вводя нормированные величины

$$\hat{\tau} = \tau / (2Q), \quad X = kx / \sqrt{Q}, \quad Z = Gkz, \quad \tilde{C} = \mu K \hat{C} G^{-2},$$

$$G = \left(\frac{eI_e}{mc^3} \frac{\mu K^2}{2\pi\gamma_0 (1 - R_1 R_2)} \frac{\lambda^2}{b_0} \right)^{1/3},$$

преобразуем систему уравнений (20), (16) к виду [19]¹

$$\begin{aligned} i \frac{\partial^2 \tilde{C}}{\partial X^2} + \frac{\partial \tilde{C}}{\partial \hat{\tau}} + \tilde{C} = \hat{\rho}(X) \int_0^{L_z} J dZ, \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \text{Re} \left(\tilde{C} e^{i\theta} \right), \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{Z=0} = \hat{\Delta}, \end{aligned} \quad (21)$$

¹Заметим, что уравнения, аналогичные по форме (21), (22), использовались в [20] для описания дифракционной селекции мод в генераторах поверхностной волны.

содержащему минимальное число независимых параметров: приведенную длину $L_z = Gkl_z$, приведенную ширину электронного потока $L_x^e = kl_x^e/\sqrt{Q}$ и нормализованную расстройку синхронизма $\hat{\Delta} = \Delta/(kG)$. На краях электронного пучка $X = \pm L_x^e/2$ ставятся граничные условия излучения, которые в данном случае имеют вид (ср. с (7))

$$\tilde{C}\left(\pm \frac{L_x^e}{2}, \hat{\tau}\right) \pm \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\hat{\tau}} \frac{e^{\hat{\tau}' - \hat{\tau}}}{\sqrt{\hat{\tau} - \hat{\tau}'}} \frac{\partial \tilde{C}(X, \hat{\tau}')}{\partial X} \Big|_{X=\pm L_x^e/2} d\hat{\tau}' = 0. \quad (22)$$

На основе уравнений (21) проведем моделирование планарного ЛСЭ на рабочей частоте $f = 1$ ТГц (см также п. 2.3). Предположим, что энергия частиц составляет 5.5 МэВ, период ондулятора 4 см, амплитуда ондуляторного поля $H_u = 2.2$ кЭ, плотность тока инжекции примерно 10 А/см, зазор между пластинами 0.6 см. Длина пространства взаимодействия (длина ондулятора) примерно 120 см, а коэффициенты отражения зеркал – $R_{1,2} = 0.85$. При выбранных физических параметрах усиление $G \approx 1 \cdot 10^{-4}$ и, соответственно, нормализованная длина генератора $L_z \approx 3.0$. При ширине электронного пучка 4 см нормализованная ширина составит $L_x^e \approx 3.0$. Установление стационарного режима генерации при $L_x^e = 1.0$ и $L_x^e = 3.0$ показано на рис. 6, б. Пространственная структура выходного излучения в стационарном режиме генерации для этих случаев представлена на рис. 7. Видно, что в исследуемой области параметров пространственная структура выходного излучения носит регулярный характер и локализована в области, занятой электронным потоком. При этом поперечное распределение как амплитуды, так и фазы поля в установившемся режиме генерации не зависит от начальных условий. Таким образом, описываемые уравнениями (21) эффекты дифракционного расплывания в сочетании с эффектами канализации излучения ленточными электронными пучками позволяют обеспечить пространственную когерентность излучения в рассматриваемой схеме ЛСЭ.

В практическом плане важное значение имеет отношение мощностей излучаемых в продольном направлении через зеркала

$$P_{\text{rad}} = \int_{-L_x^e/2}^{L_x^e/2} |\tilde{C}|^2 dX'$$

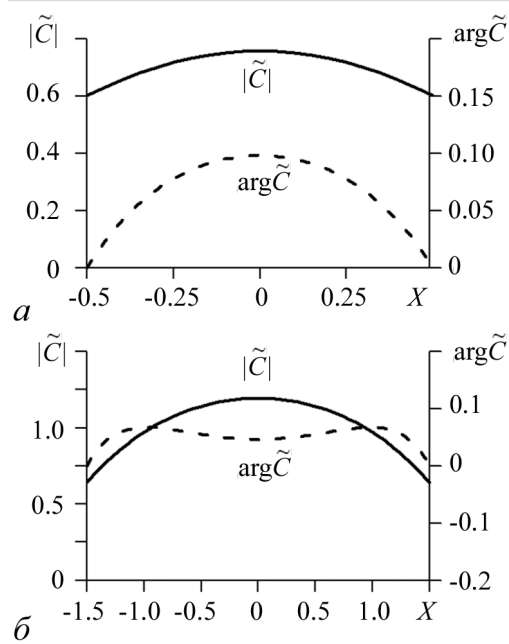


Рис. 7. Поперечные распределения амплитуд и фаз полей в стационарном режиме генерации планарного ЛСЭ с двухзеркальным брэгговским резонатором при различной ширине электронного потока L_x^e : а – 1.0, б – 3.0 ($\Delta = -0.5$, $L_z = 3.0$)

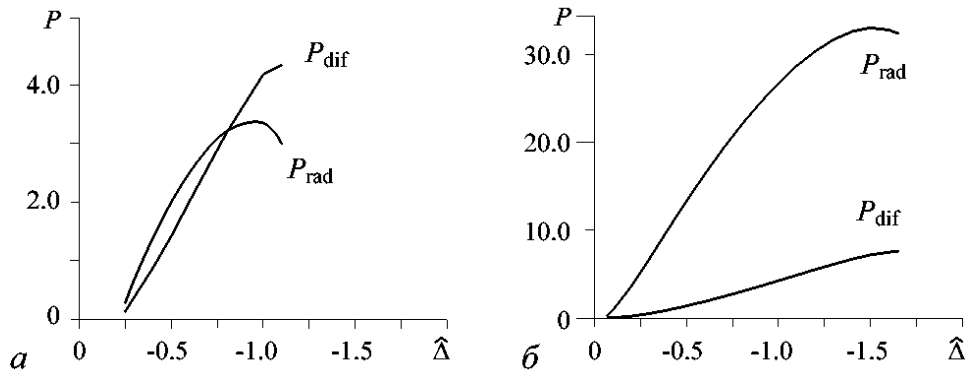


Рис. 8. Зависимость мощности, излучаемой в продольном направлении через зеркала P_{rad} , и мощности дифракционных потерь P_{dif} от расстройки синхронизма $\hat{\Delta}$ при различной ширине электронного пучка L_x^e : $a - 1.0$, $b - 3.0$ ($L_z = 3.0$)

к мощности дифракционных потерь

$$P_{\text{dif}} = \text{Im} \left(\tilde{C} \frac{\partial \tilde{C}^*}{\partial X} \Big|_{X=-L_x^e/2} + \tilde{C}^* \frac{\partial \tilde{C}}{\partial X} \Big|_{X=L_x^e/2} \right).$$

На рис. 8 представлены зависимости этих величин от расстройки синхронизма $\hat{\Delta}$ при различных ширинах электронного пучка. Видно, что при $L_x^e = 3$ большая (до 80 %) доля мощности излучения электронного потока выносится в продольном направлении, то есть электронный поток эффективно канализирует излучение. Мощность излучения в поперечном направлении непосредственно на границе электронного потока достаточно мала. Отношение мощностей может быть сделано более значительным, если отодвинуть плоскость, в которой производится сравнение потоков, от края электронного пучка. Действительно, амплитуда поля вне электронного пучка продолжает спадать по координате x , поскольку (вследствие параксиальности волновых потоков $C^\pm$) часть мощности, высвеченной через границы электронного пучка, затем излучается через зеркала. Это доля тем больше, чем больше апертура зеркал. Тем не менее, если от модели безграничных по координате x зеркал перейти к модели зеркал конечной апертуры, то появятся конечные дифракционные потери. Однако, как следует из приведенного выше анализа, величина этих потерь может быть сделана достаточно малой в общем балансе мощностей. Заметим, что указанный баланс должен также включать омические потери в стенках волновода, которые для моделируемого ЛСЭ терагерцового диапазона при выбранных параметрах также превосходят поперечные дифракционные потери P_{dif} .

1.4. Планарные гиротроны с поперечным дифракционным выводом излучения. Гиротроны являются наиболее мощными источниками излучения миллиметрового диапазона длин волн. В последнее время достигнут значительный прогресс в продвижении гиротронов в субмиллиметровый диапазон. При работе на основной гармонике в традиционной схеме цилиндрического гиротрона, а также при работе на гармониках в так называемых гиротронах с большой орбитой получено терагерцовое излучение с мощностью несколько киловатт [21, 22]. В то же время ряд практических приложений требует дальнейшего повышения уровня мощности суб-

миллиметровых гиротронов, которое может быть достигнуто путем разработки модифицированных схем. Отличительной чертой предложенной в [23] схемы является использование планарной геометрии и дифракционный вывод энергии в поперечном направлении по отношению к поступательному движению винтового электронного пучка. Соответственно, электродинамическая система такого гиротрона представляет собой открытый в поперечном направлении планарный волновод, который позволяет реализовать эффективную дифракционную селекцию мод вдоль «широкой» поперечной координаты. В такой геометрии развитие пространства взаимодействия вдоль одной из поперечных координат допускает запитку генератора ленточным электронным потоком, линейный размер которого может значительно превосходить длину волны, что обеспечивает возможность повышения мощности излучения при сохранении умеренной плотности тока пучка и интенсивности полей.

Модель планарного гиротрона с ленточным поливинтовым электронным потоком ширины l_x^e показана на рис. 9. В качестве электродинамической системы используется регулярный планарный волновод с зазором между пластинами b_0 , открытый в поперечном направлении по оси x . Соответственно, если по продольной координате z волновод закрыт закритическими сужениями, то может быть реализован поперечный (по отношению к направлению поступательного движения частиц вдоль ведущего магнитного поля $\mathbf{H} = H_0 \mathbf{z}$) дифракционный вывод излучения. Вследствие различия дифракционных потерь мод с различным числом вариаций это позволяет одновременно обеспечить селекцию мод по открытой координате x . Следует отметить, что в традиционной цилиндрической схеме гиротрона дифракционный механизм селекции используется по продольной координате z , в направлении которой осуществляется вывод излучения [4,13].

Для селекции мод по второй поперечной координате, направленной между пластинами планарного волновода (ось y), достаточно чтобы в полосу циклотронного резонанса попадала единственная мода. Соответственно, интервал между критическими частотами мод с различным индексом по координате y должен превышать полосу циклотронного резонанса (полосу усиления): $\pi/b_0 \geq \omega/(2N)$, где $N = \omega_H l_z / (2\pi V_{||0})$ – число циклотронных осцилляций на длине l_z , $\omega_H = eH_0/(mc\gamma_0)$ – гирочастота, $\gamma_0 = (1 - \beta_{||0}^2 - \beta_{\perp 0}^2)^{-1/2}$ – масс-фактор, $V_{||0} = \beta_{||0}c$ и $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0}c$ –

начальная продольная и поперечные скорости частиц. Соответственно, допустимый зазор между пластинами удовлетворяет условию: $b_0 \leq N\lambda$. Заметим, что в традиционном варианте гиротрона (с закрытым цилиндрическим волноводом радиуса R) характерный интервал между критическими частотами $\Delta\omega/\omega \sim c^2/(\omega^2 R^2)$ и аналогичный критерий $R \leq \sqrt{N/(2\pi^2)\lambda}$ приводит к значительно более жестким ограничениям на допустимый поперечный размер системы.

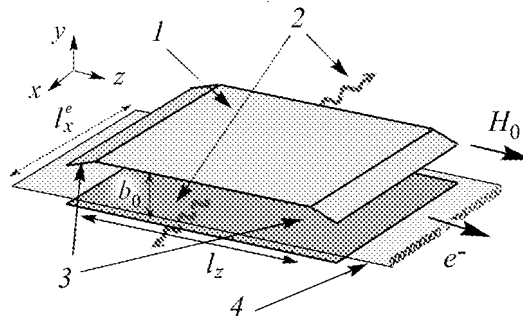


Рис. 9. Схема планарного гиротрона с поперечным дифракционным выводом излучения: 1 – планарный волновод, 2 – каналы вывода энергии, 3 – закритические сужения, 4 – ленточный поливинтовый электронный пучок

Электромагнитное поле в исследуемой модели гиротрона представим в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{x}_0 \text{Re} [F(z, x, t) \sin(\pi sy/b_0) e^{i\omega_c t}]. \quad (23)$$

Поляризация и распределение поля вдоль координаты y соответствует TE_s моде планарного волновода с критической частотой $\omega_c = \pi sc/b_0$. Эволюция поля F в плоскости (x, z) описывается неоднородным уравнением параболического типа

$$i \frac{\partial^2 \hat{F}}{\partial Z^2} + i \frac{\partial^2 \hat{F}}{\partial X^2} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \tau} + \sigma \hat{F} = G \rho(X) J, \quad (24)$$

где фактор возбуждения $J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} p d\theta_0$ находится из решения усредненных уравнений движения электронов – уравнений неизохронного осциллятора

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = -\hat{F}, \quad p|_{Z=0} = e^{i\theta_0}, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi]. \quad (25)$$

В уравнениях (24), (25) использованы следующие безразмерные переменные:

$$\tau = \omega_c t \frac{\beta_{\perp 0}^4}{8\beta_{\parallel 0}^2}, \quad Z = \pi \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{\parallel 0}} \frac{z}{\lambda}, \quad X = \pi \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{\parallel 0}} \frac{x}{\lambda},$$

$$\hat{F} = \frac{eF}{m\omega_c c \beta_{\perp 0}^3 \gamma_0}, \quad G = \frac{8}{\pi} \frac{eI_e}{mc^3} \frac{\lambda^2}{b_0} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\perp 0}^6 \gamma_0},$$

$\sigma = 8\beta_{\parallel 0}^2 \varepsilon / (\beta_{\perp 0}^4 b_0)$ – параметр омических потерь, ε – глубина скин-слоя, $\Delta = 2(\omega_H - \omega_c) / (\omega_c \beta_{\perp 0}^2)$ – расстройка циклотронного резонанса, $\lambda = 2\pi c / \omega_c$, $p = (p_x + ip_y) \exp(i\omega_c t) / p_{\perp 0}$ – безразмерный поперечный импульс электронов. Далее предполагается, что электроны равномерно распределены ($\rho(X) = 1$, $X \in [-L_x^e/2, L_x^e/2]$) по ширине пучка $L_x^e = \pi \beta_{\perp 0}^2 l_x^e / (\beta_{\parallel 0} \lambda)$.

Поскольку в направлении движения электронного потока по оси z система закрыта (см. рис. 9), граничные условия к уравнению (24) по этой оси имеют вид: $\hat{F}|_{Z=0} = \hat{F}|_{Z=L_z} = 0$ (где $L_z = \pi \beta_{\perp 0}^2 l_z / (\beta_{\parallel 0} \lambda)$ – безразмерная длина генератора), что позволяет разложить поле в ряд Фурье $\hat{F} = \sum_{m=1}^{\infty} \hat{F}_m(X, \tau) \sin(m\pi Z/L_z)$, где каждая гармоника представляет собой моду резонатора с m продольными вариациями поля. В результате самосогласованная система уравнений (24), (25) приобретает вид

$$-i\nu_m \hat{F}_m + i \frac{\partial^2 \hat{F}_m}{\partial X^2} + \frac{\partial \hat{F}_m}{\partial \tau} + \sigma \hat{F}_m = \rho(X) \frac{G}{L_z} \int_0^{L_z} J \sin \frac{m\pi Z}{L_z} dZ, \quad (26)$$

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = - \sum_{m=1}^{\infty} \hat{F}_m(X, \tau) \sin \frac{m\pi Z}{L_z}.$$

Дифракционный вывод излучения осуществляется в поперечном x направлении, относительно которого система является открытой. Соответственно, на краях пространства взаимодействия (на краях электронного пучка) для амплитуд мод должны быть использованы условия излучения [12]

$$\hat{F}_m \left(\pm \frac{L_x^e}{2}, \tau \right) \pm \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-(\sigma - i\nu_m)(\tau - \tau')}}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial \hat{F}_m(X, \tau')}{\partial X} d\tau' \Bigg|_{X=\pm L_x^e/2} = 0, \quad (27)$$

где $v_m = (m\pi/L_z)^2$, $L_x^e = \pi\beta_{\perp 0}^2 l_x^e / (\beta_{\parallel 0}\lambda)$ – нормированная ширина электронного пучка.

Моделирование нелинейной динамики планарного гиротрона на основе системы уравнений (26) проводилось для рабочей частоты 1 ТГц ($\lambda = 0.03$ см), которой соответствует напряженность магнитного поля примерно 38 Тл. Ускоряющее напряжение составляло 30 кВ, погонная плотность тока пучка примерно 40 А/см, питч-фактор $g = \beta_{\perp 0}/\beta_{\parallel 0}=1$. При расстоянии между пластинами $b_0=1$ см параметр $G \sim 7.5 \cdot 10^{-3}$. В таких условиях при глубине скин-слоя приблизительно 0.1 мкм параметр омических потерь $\sigma \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$.

Моделирование показало существование областей расстройек циклотронного резонанса Δ , в которых имеет место установление стационарного режима генерации с возбуждением мод с различным числом продольных вариаций поля m . Наиболее широкой является зона, в которой возбуждается мода с одной продольной вариацией. Установление стационарного режима генерации на этой моде и соответствующий профиль поля показаны на рис. 10. Указанная зона наименее критична к разбросу параметров электронных пучков, поэтому оптимизация параметров гиротрона проводилась для этой зоны.

На рис. 11, а представлены зависимости от ширины пучка L_x^e поперечного КПД, полезной мощности излучения

$$P_{\text{out}} = L_z \sum_{m=1}^{\infty} \text{Im} \left(\hat{F}_m \frac{\partial \hat{F}_m^*}{\partial X} \Big|_{X=-L_x^e/2} + \hat{F}_m^* \frac{\partial \hat{F}_m}{\partial X} \Big|_{X=L_x^e/2} \right)$$

и омических потерь

$$P_{\text{ohm}} = \sigma L_z \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-L_x^e/2}^{L_x^e/2} |\hat{F}_m|^2 dX.$$

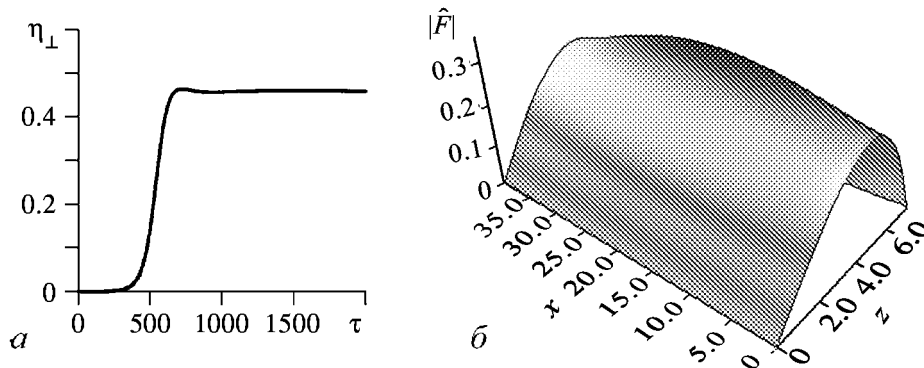


Рис. 10. а – установление режима стационарной генерации при возбуждении моды с одной продольной вариацией, б – соответствующая структура поля ($G \sim 7.5 \cdot 10^{-3}$, $\sigma \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$, $L_x = 40$, $L_z = 7.5$, $\Delta = -0.85$)

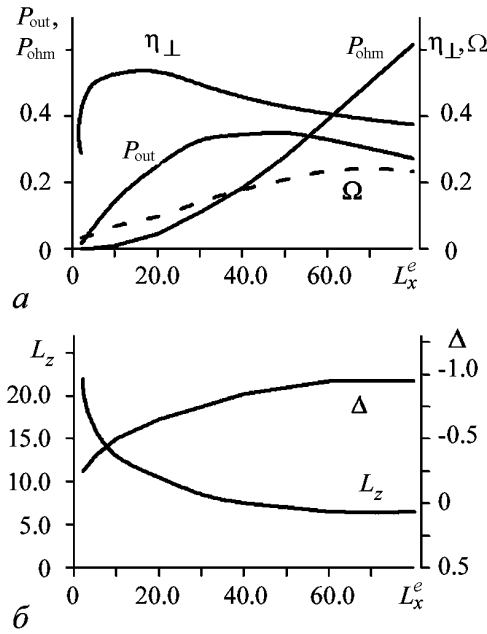


Рис. 11. *а* – зависимость от ширины электронного пучка L_x^e поперечного КПД $\eta_{\perp}$, выходной мощности излучения P_{out} , мощности омических потерь P_{ohm} и электронной перестройки частоты Ω . *б* – оптимальная (по выходной мощности) длина пространства взаимодействия L_z и расстройка синхронизма Δ $G \sim 7.5 \cdot 10^{-3}$, $\sigma \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$

Тем не менее, как показывают приведенные ниже оценки, ширина электронного потока, при которой наступает насыщение роста выходной мощности, достаточно велика, что позволяет значительно повысить выходную мощность субмиллиметровых гиротронов по сравнению с существующими прототипами [21, 22]. Из рис. 11, *а* следует, что насыщение роста выходной мощности наступает при $L_x^e = 40$, чему при выбранных параметрах соответствует ширина электронного пучка примерно 1.6 см (или приблизительно 50λ). При оптимальных параметрах поперечный КПД, определяемый как доля энергии вращательного движения частиц, преобразуемая в энергию излучения,

$$\eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi L_x^e} \int_{-L_x^e/2}^{L_x^e/2} \int_0^{2\pi} |p|^2 d\theta_0 dX$$

составляет примерно 45%. Полный электронный КПД выражается через поперечный посредством известного соотношения $\eta = \eta_{\perp} g^2 / (1 + g^2)$. Соответственно, при $g \approx 1$ эффективность генератора составляет примерно 20%. С учетом омических потерь, достигающих 30% от мощности, излучаемой электронным потоком, полная выходная мощность гиротрона оценивается на уровне 300 кВт. Оптимальная нормированная длина генератора составляет $L_z = 7.5$, что соответствует размерной длине 0.38 см. При питч-факторе $g = 1$ число циклотронных осцилляций на этой длине $N \sim 45$, что обеспечивает при указанной выше сверхразмерности резонатора выполнение критерия селекции мод по координате y .

Таким образом, схема гиротрона на основе открытого планарного волновода, обеспечивает развитие пространства взаимодействия вдоль одной из поперечных

При заданной ширине L_x^e длина пространства взаимодействия L_z и расстройка резонанса Δ оптимизировались с целью достижение максимальной выходной мощности. Их значения приведены на рис. 11, *б*. Очевидно, при относительно небольших размерах пучка излучаемая мощность растет с увеличением его ширины и соответственно полного тока. Однако затем с учетом конечных омических потерь в стенках наступает насыщение, поскольку дифракционная добротность электродинамической системы становится велика в масштабе омической добротности. В результате для заданного коэффициента омических потерь σ существует максимальное значение ширины пучка, при превышении которого полезная мощность излучения перестает расти, и все большая доля мощности излучения электронного потока трансформируется в омические потери.

координат, что, в свою очередь, открывает возможность радикального повышения мощности излучения гиротронов в субмиллиметровом диапазоне за счет увеличения интегрального тока при сохранении умеренной плотности и, соответственно, фактора компрессии. Дополнительным достоинством новой схемы является возможность перестройки и подстройки частоты излучения путем механического изменения расстояния между пластинами.

2. Управление потоками энергии за счет использования брэгговских структур

Как уже отмечалось во Введении, брэгговские структуры представляют значительный набор возможностей для управления потоками энергии. В частности, двумерно-периодические брэгговские структуры позволяют синхронизовать излучение ленточных электронных пучков, ширина которых велика в масштабе параметра Френеля: $N_F \gg 1$. Фактически, вместо относительно слабого естественного дифракционного распыливания излучения в этом случае организуются дополнительные поперечные потоки энергии с групповой скоростью, близкой к скорости света. С методической точки зрения это соответствует тому, что описывающее дифракцию параболическое уравнение заменяется на уравнение переноса для указанных поперечных потоков. Далее такой механизм синхронизации иллюстрируется на примере двух моделей – мазер на свободных электронах (МСЭ) с гибридным резонатором, составленным из двумерного входного и одномерного выходного брэгговских зеркал (п. 2.1), а также черенковский генератор поверхностной волны с двумерно-периодической замедляющей структурой (п. 2.2).

Как уже отмечалось во Введении, если задача увеличения интегральной мощности излучения может быть решена за счет развития системы вдоль одной из поперечных координат, то есть может быть сведена к двумерной задаче, то задача укорочения длины волны является, по существу, трехмерной, требующей развития системы по двум поперечным координатам. Применительно к планарным ЛСЭ с брэгговскими структурами проблема сводится к обеспечению возможности увеличения зазора между пластинами до нескольких десятков длин волн, что необходимо как с точки зрения транспортировки электронных пучков, так и для снижения до приемлемого уровня величины омических потерь. В качестве метода решения поставленной задачи в п. 3.3 анализируется использование модифицированных брэгговских зеркал, связывающих продольные волновые потоки и волновые потоки, распространяющиеся по нормали к поверхности электронного пучка.

2.1. Мазер на свободных электронах с гибридными резонаторами, составленными из двумерного входного и одномерного выходного брэгговских зеркал. Двумерная распределенная обратная связь (РОС) предполагает включение в цепь обратной связи четырех парциальных волновых потоков [8]

$$\mathbf{H} = \text{Re} \left[\left(\mathbf{x}_0 \left(C_z^+(z, x, y, t) e^{-ikz} + C_z^-(z, x, y, t) e^{ikz} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \mathbf{z}_0 \left(C_x^+(z, x, y, t) e^{-ikx} + C_x^-(z, x, y, t) e^{ikx} \right) \right) e^{i\omega t} \right], \quad (28)$$

два из которых ($C_z^\pm$) распространяются по координате z в попутном и встречном направлениях по отношению к поступательному движению электронов, а два

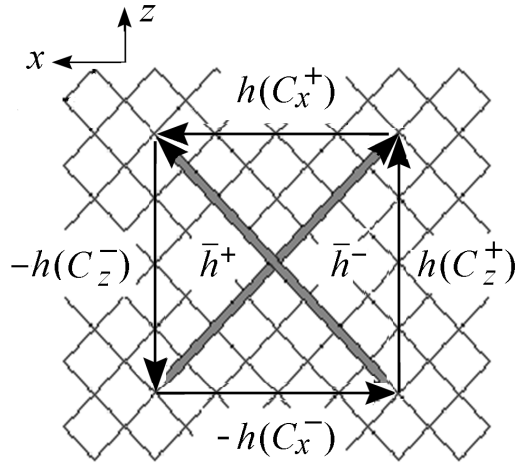


Рис. 12. Схема связи четырех парциальных волновых потоков на двумерной брэгговской решетке

Эффективное рассеяние парциальных волн (28) имеет место при выполнении условия брэгговского резонанса, то есть при совпадении значений волновых чисел парциальных волн h с проекцией трансляционного вектора брэгговской решетки на данное направление (рис. 12):

$$h \approx \bar{h}_{2D} = \sqrt{2}\pi / d_2, \quad (30)$$

где d_2 – период гофрировки; $\bar{\omega}_{2D} = \bar{h}_{2D}c$ – брэгговская частота, которая выбрана в (28) в качестве несущей.

В экспериментальных реализациях МСЭ [24] используется более сложная схема с гибридным резонатором, составленным из двумерной входной и одномерной выходной брэгговских структур (рис. 13, а). Пространственная синхронизация излучения в поперечном направлении x осуществляется во входном отражателе за счет описанной выше схемы связи четырех волновых потоков (28). Выходящая из двумерного отражателя попутная волна в регулярной части резонатора усиливается электронным пучком, осциллирующим в комбинированном ондуляторном и однородном продольном ведущем магнитном поле. На выходе установлено традиционное одномерное брэгговское зеркало, которое отражает относительно небольшую часть энергии в катодном направлении, замыкая цепь обратной связи и создавая условия самовозбуждения генератора.

Динамика МСЭ с двумерной РОС описывается системой уравнений для амплитуд парциальных волновых потоков $C_z^\pm$ и $C_x^\pm$, испытывающих взаимное рассеяние на двумерной брэгговской структуре (29)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} &= i\alpha_{2D} (\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) [\delta(Y) + \delta(Y - B)] + \rho(Y) J, \\ -\frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial Y^2} &= i\alpha_{2D} (\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) [\delta(Y) + \delta(Y - B)], \\ \pm \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_x^\pm}{\partial Y^2} &= i\alpha_{2D} (\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-) [\delta(Y) + \delta(Y - B)]. \end{aligned} \quad (31)$$

других ($C_x^\pm$) – по поперечной координате x , синхронизуя излучение отдельных частей широкого ленточного электронного пучка. Такая схема рассеяния реализуется в двумерных брэгговских структурах, представляющих собой две параллельные металлические пластины, внутренние поверхности которых гофрированы по закону

$$b = \frac{b_{2D}}{2} [\cos(\bar{h}_{2D}(z - x)) + \cos(\bar{h}_{2D}(z + x))], \quad (29)$$

где глубина гофра b_{2D} много меньше зазора между пластинами b_0 , который составляет несколько длин волн.

Эффективное рассеяние парциальных волн (28) имеет место при выполнении условия брэгговского резонанса, то есть при совпадении значений волновых чисел парциальных волн h с проекцией трансляционного вектора брэгговской решетки на данное направление (рис. 12):

$$h \approx \bar{h}_{2D} = \sqrt{2}\pi / d_2, \quad (30)$$

где d_2 – период гофрировки; $\bar{\omega}_{2D} = \bar{h}_{2D}c$ – брэгговская частота, которая выбрана в (28) в качестве несущей.

В экспериментальных реализациях МСЭ [24] используется более сложная схема с гибридным резонатором, составленным из двумерной входной и одномерной выходной брэгговских структур (рис. 13, а). Пространственная синхронизация излучения в поперечном направлении x осуществляется во входном отражателе за счет описанной выше схемы связи четырех волновых потоков (28). Выходящая из двумерного отражателя попутная волна в регулярной части резонатора усиливается электронным пучком, осциллирующим в комбинированном ондуляторном и однородном продольном ведущем магнитном поле. На выходе установлено традиционное одномерное брэгговское зеркало, которое отражает относительно небольшую часть энергии в катодном направлении, замыкая цепь обратной связи и создавая условия самовозбуждения генератора.

Динамика МСЭ с двумерной РОС описывается системой уравнений для амплитуд парциальных волновых потоков $C_z^\pm$ и $C_x^\pm$, испытывающих взаимное рассеяние на двумерной брэгговской структуре (29)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} &= i\alpha_{2D} (\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) [\delta(Y) + \delta(Y - B)] + \rho(Y) J, \\ -\frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial Y^2} &= i\alpha_{2D} (\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) [\delta(Y) + \delta(Y - B)], \\ \pm \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_x^\pm}{\partial Y^2} &= i\alpha_{2D} (\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-) [\delta(Y) + \delta(Y - B)]. \end{aligned} \quad (31)$$

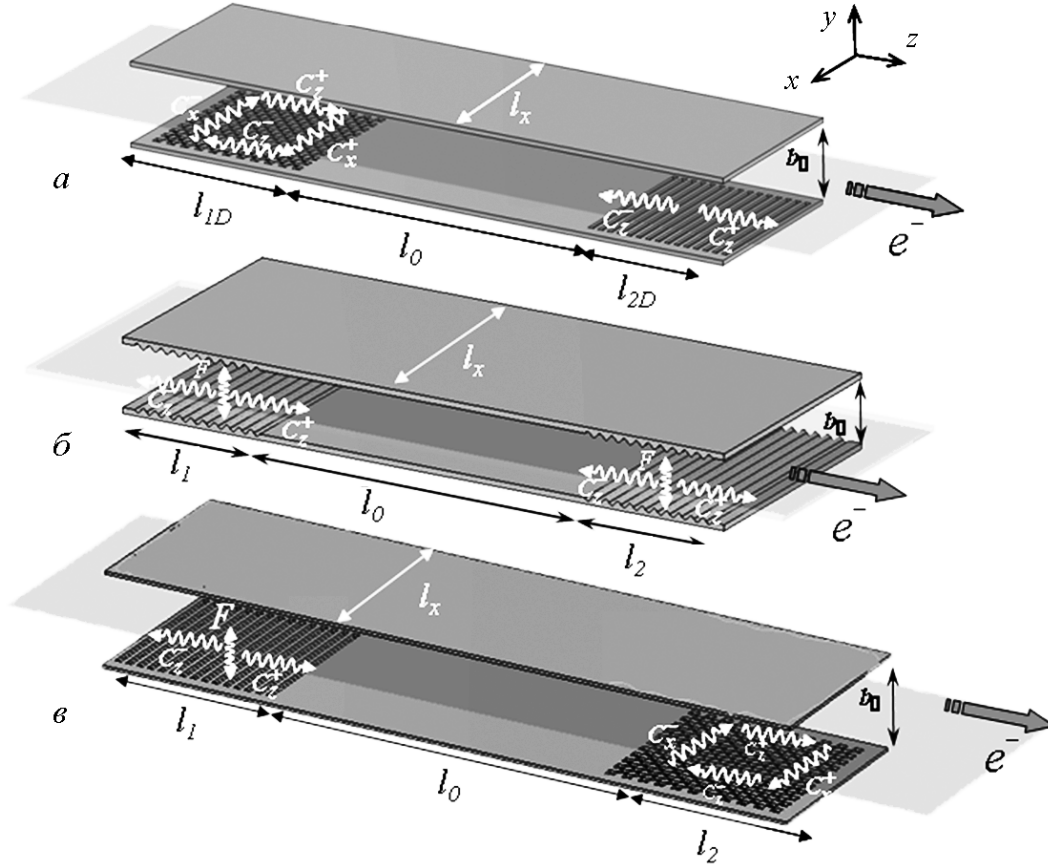


Рис. 13. Схемы планарных МСЭ с гибридными брэгговскими резонаторами: *a* – двумерное входное и одномерное выходное брэгговские зеркала; *б* – входное и выходное зеркало – модифицированные брэгговские структуры со связью бегущих и квазикритических волн; *в* – входное модифицированное зеркало, выходное – двумерное

Синхронная с частицами попутная волна C_z^+ возбуждается электронным потоком. Фактор возбуждения – высокочастотный ток J – находится из решения усредненных уравнений движения, записанных для фаз электронов θ относительно синхронной волны,

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re} \left(\hat{C}_z^+ e^{i\theta} \right), \quad (32)$$

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta.$$

В выходном отражателе с длиной l_{1D} (см. рис. 13, *a*) присутствуют только две парциальные волны, взаимное рассеяние которых на одномерной брэгговской решетке $b = b_{1D} \cos(\bar{h}_{1D} z)$ описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} &= i \alpha_{1D} \hat{C}_z^- [\delta(Y) + \delta(Y - B)] + \rho(Y) J, \\ -\frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial Y^2} &= i \alpha_{1D} \hat{C}_z^+ [\delta(Y) + \delta(Y - B)]. \end{aligned} \quad (33)$$

Здесь $\tau = C \bar{\omega}_{2D} t$; $Z = C \bar{\omega}_{2D} z / c$; $X = C \bar{\omega}_{2D} x / c$; $Y = \sqrt{2C} \bar{\omega}_{2D} y / c$; $\hat{C}_{x,z}^\pm = e K \mu C_{x,z}^\pm / (\gamma_0 m c \bar{\omega}_{2D} C^2)$; $C = (\pi e I_e \mu K^2 / (2 m c \bar{\omega}_{2D}^2 \gamma_0 b_0))^{1/3}$ – параметр уси-

ления; $\alpha_{2D,1D}$ – коэффициенты связи волн на двумерной и одномерной брэгговских структурах, соответственно; $B = \sqrt{2C}\bar{\omega}_{2D}b_0/c$ – нормированный зазор между параллельными пластинами планарного волновода.

Усиление синхронной волны $\hat{C}_z^+$ в регулярной секции резонатора описывается уравнениями (31), (32), где с учетом отсутствия рассеяния волн следует положить $\alpha_{2D} = 0$. При моделировании предполагалось, что внешние потоки энергии отсутствуют, то есть амплитуды парциальных волновых потоков на соответствующих границах равны нулю. Заметим, что в отличие от предшествующего анализа [8,24], в котором структура поля между пластинами считалось фиксированной, уравнения (31)–(33) описывают формирование пространственной структуры поля по всем трем координатам.

Приведенный КПД в стационарном режиме автоколебаний определяется соотношением

$$\bar{\eta} = \frac{1}{2\pi B_e L_x^e} \int_{-L_x^e/2}^{L_x^e/2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left(-\Delta + \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right) \Big|_{Z=L_z} \rho(Y) d\theta_0 dY dX,$$

где $L_z = G\bar{h}_{2D}l_z$ – нормированная длина пространства взаимодействия, $L_x^e = G\bar{h}_{2D}l_x$ – безразмерная ширина электронного потока. Граничные условия к уравнениям (31)–(33) соответствуют отсутствию внешних потоков на соответствующих границах.

Моделирование проводилось при параметрах близких к параметрам 4-х миллиметрового МСЭ с гибридным брэгговским резонатором, реализованном на установке ЭЛМИ в ИЯФ СО РАН (Новосибирск). Погонная плотность тока ленточного электронного пучка с шириной 10 см составляла 280А/см при энергии частиц 1 МэВ. Длины двумерного и одномерного брэгговских зеркал равны 18 см. Длина регулярного участка 36 см. При параметре усиления $C = 0.01$ в моделировании использовались следующие значения нормированных параметров: $L_0 = 2$, $L_{2D,1D} = 1$, $\alpha_{2D,1D} = 1$, $B = 1$, $L_x = 0.5$.

Моделирование показывает возможность установления стационарного одночастного режима генерации в указанной области параметров. При этом пространственные структуры парциальных волн, представленные на рис. 14, имеют регулярное распределение амплитуды. На рис. 15 показаны зависимости электронной перестройки частоты и КПД от расстройки синхронизма Δ при различных зазорах между пластинами B_0 . Видно, что при экспериментально реализованном зазоре между пластинами $b_0 = 1$ см ($B_0=1$) во всей области напряжений и, следовательно, изменений величины расстройки Δ , в которой имеет место самовозбуждение генератора, отсутствуют перескоки частоты (рис. 15, а). При этом структура полей парциальных волн по оси y соответствует низшей ТЕМ моде (рис. 14, а, б). Однако уже небольшое увеличение зазора до $b_0 = 2$ см ($B = 2$) приводит к появлению перескоков частоты (рис. 15, б), которым соответствуют скачкообразные изменения структуры полей по указанной координате. Таким образом, величина зазора между пластинами является достаточно критичным параметром, и, соответственно, необходимо принимать дополнительные меры для обеспечения детерминированного характера распределения полей по указной координате.

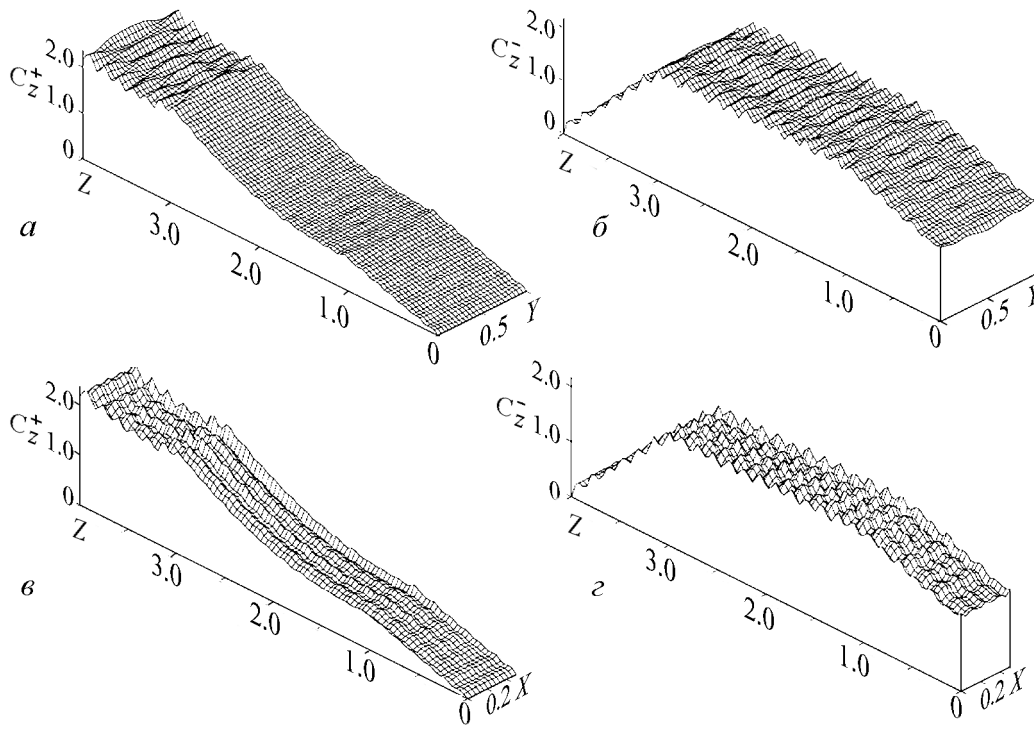


Рис. 14. Пространственные структуры полей парциальных волн $\hat{C}_z^\pm$ в различных сечениях в МСЭ с гибридным брэгговским резонатором, составленным из входного двумерного и выходного одномерного зеркал; $L_0 = 2$, $L_{2D,1D} = 1$, $\alpha_{2D,1D} = 1$, $B_0 = 1$, $L_x = 0.5$

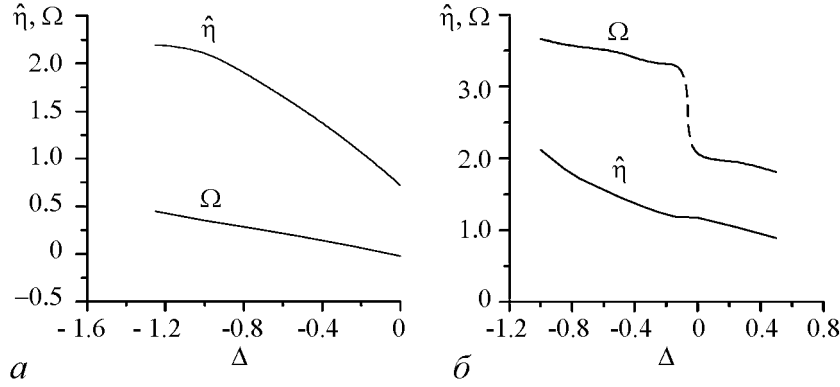


Рис. 15. Зависимости электронной перестройки частоты и КПД от расстройки синхронизма Δ при различных зазорах B_0 между пластинами: $a - 1.0$, $б - 1.5$. Остальные параметры те же, что и на рис. 14

2.2. Генераторы поверхностной волны планарной геометрии с двумерно-периодическими брэгговскими структурами. По аналогии с МСЭ с двумерной распределенной обратной связью (см. п. 2.1) для поперечной синхронизации излучения широкого ленточного прямолинейного электронного потока предлагается использовать дополнительные потоки энергии, распространяющиеся в поперечном направлении. С этой целью следует модифицировать профиль гофрировки поверхности, задав его в виде двумерно-периодической функции (29). Соответственно, поле

над такой гофрировкой задается в виде четырех квазиоптических волновых пучков, которые описываются выражением, аналогичным (28).

Важно подчеркнуть, что в МСЭ с двумерной РОС криволинейный электронный пучок, движущийся в поле ондулятора, взаимодействует с быстрыми объемными модами планарного волновода. Соответственно, как показано в п. 2.1, для обеспечения селекции мод вдоль оси y , направленной по нормали к указанным пластинам, зазор между пластинами не должен превышать 1–2 длины волны. В генераторах поверхностной волны происходит замедление основной гармоники, что значительно повышает величину связи с электронным потоком и понижает стартовые токи. Это позволяет работать в коротковолновых диапазонах. С другой стороны, формирование поверхностной волны обеспечивает детерминированный характер распределения поля по координате y , направленной по нормали к гофрированной поверхности. Таким образом, моделируется трехмерная задача, но в отличие от п. 2.1, предполагается, что вторая пластина отсутствует. Кроме того, при возбуждении двумерной структуры ленточным прямолинейным электронным потоком (рис. 16, *a*) группировка частиц происходит под действием продольной компоненты электрического поля парциальной волны C_z^+ , попутной пучку (см. (12)). Соответственно, с учетом возбуждения этой волны электронным током самосогласованная система уравнений двумерного

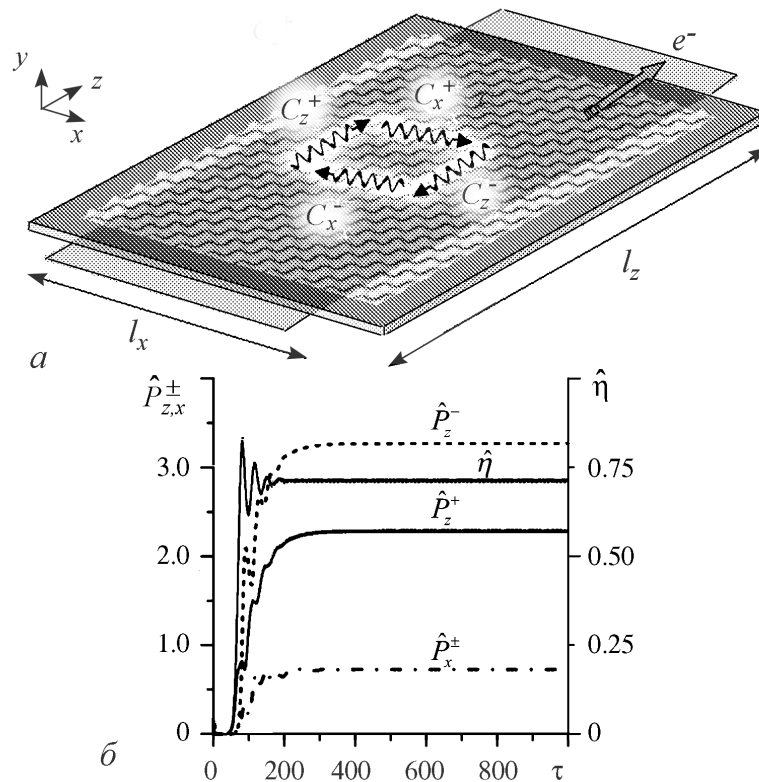


Рис. 16. *a* – схема генератора поверхностной волны с двумерно-периодической замедляющей системой; *b* – временные зависимости потоков мощности, излучаемых в различных направлениях, и текущей частоты генерации в условиях установления стационарного режима; $L_x = 3.8$, $L_z = 2.7$, $B_e = 1$, $\alpha_{2D} = 1$, $\Delta = 6.9$

релятивистского генератора поверхностной волны может быть приведена к виду [17]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} + \sigma \hat{C}_z^+ \delta(Y) &= i \alpha_{2D} (\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) \delta(Y) - \frac{1}{B_e} \frac{\partial}{\partial Y} J \rho(Y), \\ -\frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial Y^2} + \sigma \hat{C}_z^- \delta(Y) &= i \alpha_{2D} (\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) \delta(Y), \\ \pm \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial X} + \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_x^\pm}{\partial Y^2} + \sigma \hat{C}_x^\pm \delta(Y) &= i \alpha_{2D} (\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-) \delta(Y), \end{aligned} \quad (34)$$

где $X = G \bar{h}_{2D} x$, $\hat{C}_{x,z}^\pm = e \mu C_{x,z}^\pm / (m c \bar{\omega}_{2D} \gamma_0 G^{3/2})$, $\alpha_{2D} = \bar{h}_{2D} b_{2D} / (8 \sqrt{2G})$, а остальные обозначения, включая определение параметра усиления G , совпадают с использованными в п. 1.2. Высокочастотный ток $J(Z, X, Y, \tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$ находится из решения уравнений движения частиц (12).

Граничные условия для амплитуд парциальных волновых потоков определяются отсутствием внешних потоков энергии

$$C_z^+|_{Z=0} = 0, \quad C_z^-|_{Z=L_z} = 0, \quad C_x^+|_{X=-L_x/2} = 0, \quad C_x^-|_{X=L_x/2} = 0. \quad (35)$$

Проведем на основе уравнений (34), (12) моделирование планарного 4-х миллиметрового релятивистского генератора поверхностной волны. Параметры ленточного электронного пучка выберем близкими к параметрам ленточного РЭП, описанного выше (энергия частиц составляет 1 МэВ, погонная плотность тока $I_b = 280$ А/см, $G \approx 0.01$). Толщина пучка b_e по оси y должна быть порядка 5 мм. Гофрировка с амплитудой $b_{2D} = 0.5$ мм в соответствии с длиной волны имеет период $d_2 = 4$ мм. Длину и ширину гофрированного участка планарного волновода выберем равными $l_z = 19.6$ см и $l_x = 27$ см. Указанные физические параметры соответствуют нормированным величинам $L_x = 3.8$, $L_z = 2.7$, $B_e = 1$, $\alpha_{2D} = 1$, $\Delta = 6.9$, для которых установление стационарного режима генерации с частотой, лежащей ниже брэгговской частоты, показано на рис. 16, б. На данном рисунке приведены нормированные потоки энергии, излучаемые с различных концов области взаимодействия,

$$\hat{P}_z^\pm = \int_0^\infty \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \left| \hat{C}_z^\pm \right|_{Z=L,0} dX dY, \quad \hat{P}_x^\pm = \int_0^\infty \int_0^L \left| \hat{C}_x^\pm \right|_{X=\frac{L_x}{2}, -\frac{L_x}{2}} dZ dY. \quad (36)$$

В рассматриваемом варианте наибольшая часть мощности излучения высвечивается в направлении обратном направлению поступательного движения частиц. При этом мощность, связанная с поперечными потоками энергии, относительно мала. В соответствии с отрицательным сдвигом частоты относительно брэгговской в стационарном режиме генерации поля парциальных волн оказываются прижаты к поверхности периодической системы, и при $B > 2$ положение второй пластины практически не оказывает влияния на процесс взаимодействия. В плоскости (z, x) амплитуды парциальных волн имеют регулярную колоколообразную структуру (рис. 17), которая аналогична структуре основной моды «холодной» системы. Электронный КПД составляет около 10% ($\hat{\eta} \approx 0.7$), что при параметрах моделирования соответствует

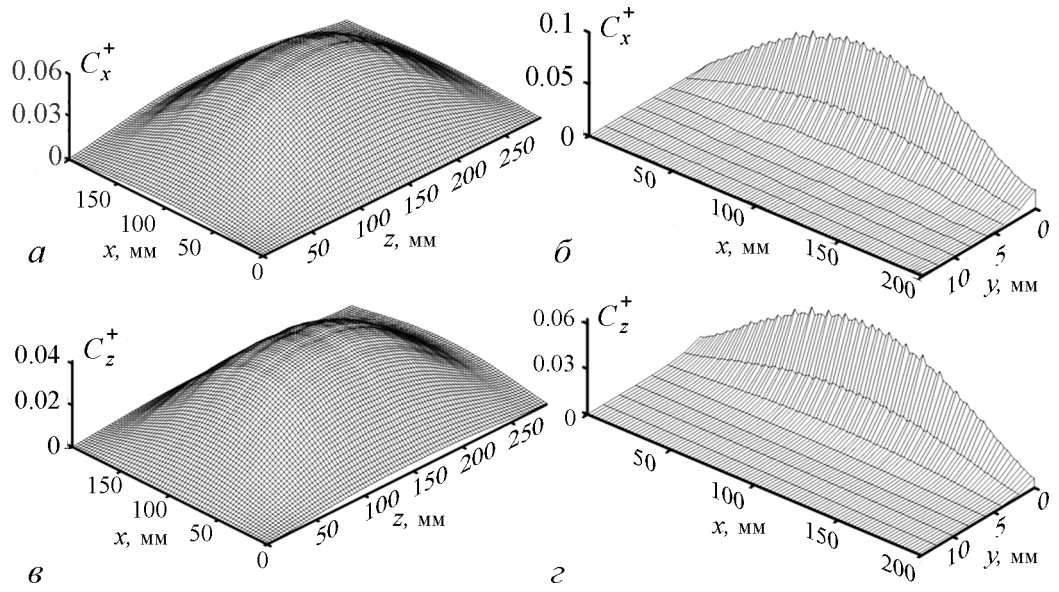


Рис. 17. Пространственные распределения полей парциальных волновых потоков в стационарном режиме генерации при тех же параметрах, что и на рис 16

интегральной мощности излучения примерно 0.75 ГВт. Следует подчеркнуть, что использование двумерно-периодической структуры (29) обеспечивает установление стационарного режима генерации при поперечном размере l_x , превышающим 50λ , что значительно превосходит возможности обеспечения поперечной синхронизации за счет дифракционного механизма в традиционных схемах генераторов поверхностной волны (см. п. 1.2).

2.3. Лазеры на свободных электронах терагерцового диапазона с брэгговскими структурами, основанными на связи бегущих и квазикритических волн. Для организации связи продольных волновых потоков и волновых потоков, распространяющихся по нормали к поверхности электронного пучка, на боковые поверхности пластин, формирующих планарный волновод, должна быть нанесена неглубокая синфазная периодическая гофрировка $b(z) = b_M \cos(\bar{h}_M z)$, с периодом, примерно в два раза превосходящим период традиционных брэгговских структур: $\bar{h}_M = 2\pi/d_M$, $d_M \approx d_1$. При выполнении условия брэгговского рассеяния

$$k \approx \bar{h}_M, \quad (37)$$

поле излучения может быть представлено как сумма двух параксиальных встречно-распространяющихся квазиоптических волновых пучков

$$\mathbf{H} = \mathbf{x}_0 \operatorname{Re} \left[C_z^+(z, y, t) e^{i(\omega t - kz)} + C_z^-(z, y, t) e^{i(\omega t + kz)} \right] \quad (38a)$$

и двух волновых потоков, распространяющихся между пластинами в поперечном направлении

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{x}_0}{2} \operatorname{Re} \left[F(z, t) \left(e^{i(\omega t - k_\perp y)} + e^{i(\omega t + k_\perp y)} \right) \right] = \mathbf{x}_0 \operatorname{Re} \left[F(z, t) \sin(h_\perp y) e^{i\omega t} \right]. \quad (38b)$$

Последние в предположении, что зазор между пластинами b_0 и период гофрировки связаны условием $b_0 \approx sd_M/2$ (s – целое число), с учетом отражений от стенок волновода формируют стоячую волну ($k_\perp = \pi s/b_0 \approx \bar{h}_M$), которую следует классифицировать как TM_s моду с частотой ω , близкой к частоте отсечки $\omega_c = \pi sc/b_0$.

Исследуемая схема планарного ЛСЭ показана на рис. 13, б: поток электронов, осциллирующих в поле планарного ондулятора, взаимодействует с попутной бегущей волной C_z^+ в условиях синхронизма (14). Эта волна через возбуждение на брэгговской структуре квазикритической моды F рассеивается во встречную бегущую волну C_z^- . В результате за счет переизлучения квазикритических и квазипродольных волновых пучков оказывается возможным совместить механизмы селекции мод, используемые в гиротронах [7] и оротронах [8], где электронный поток непосредственно возбуждает квазикритическую моду с типичным для ЛСЭ доплеровским преобразованием частоты.

В ЛСЭ терагерцового диапазона характерная длина пространства взаимодействия составляет примерно 10^3 длин волн. Поэтому представляется рациональным использовать в качестве зеркал модифицированные брэгговские структуры длины $l_{1,2}$, расположенные на входе и выходе генератора, между которыми параксиальные волновые пучки $C_z^\pm$ распространяются в регулярном планарном волноводе длины l_0 (см. рис. 13, б). Процесс усиления синхронной волны электронным потоком и последующего брэгговского рассеяния может быть описан следующей системой уравнений параболического типа [9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} &= i \frac{\alpha_M B}{2} \hat{F} [\delta(Y) + \delta(Y - B)] + J, \\ -\frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} &= i \frac{\alpha_M B}{2} \hat{f} [\delta(Y) + \delta(Y - B)], \\ \frac{\partial \hat{F}}{\partial \tau} + \frac{iC}{2} \frac{\partial^2 \hat{F}}{\partial Z^2} + \sigma \hat{F} &= i \alpha_M \left[\left(\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^+ \right) \Big|_{Y=0} + \left(\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^+ \right) \Big|_{Y=B} \right]. \end{aligned} \quad (39)$$

Здесь введены следующие нормированные переменные и параметры:

$$\tau = C\omega ct, \quad Z = Ckz, \quad Y = \sqrt{2C}ky, \quad \hat{C}_z^\pm = \frac{eC_z^\pm \mu K}{2mc^2 k \gamma_0^2 C^2}, \quad \hat{F} = \frac{eF \mu K}{2mc^2 k \gamma_0^2 C^2},$$

где C – параметр усиления (см. п. 2.1), $\sigma = \varepsilon/(Cb_0)$ – параметр омических потерь, $\alpha_M = b_M/(Cb_0\sqrt{2})$ – коэффициент связи волн на брэгговской структуре, $B = \sqrt{2C}kb_0$ – нормированная ширина волновода.

Очевидно, в правую часть уравнений (39) входят как поверхностные магнитные токи, определяющих связь волн на гофрированных поверхностях, так и объемный высокочастотный электронный ток $J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$, обуславливающий усиление синхронной волны C_z^+ (для определенности предполагается, что поток частиц равномерно заполняет зазор между пластинами), который находится из уравнений движения частиц (16).

В предположении, что потоки энергии извне отсутствуют, амплитуды параксиальных волновых пучков на соответствующих границах равны нулю: $\hat{C}_z^+ \Big|_{Z=0} = 0$,

$\hat{C}_z^- \Big|_{Z=L_z} = 0$, а для квазикритической моды выполнены условия свободной дифракции через открытые края пространства взаимодействия

$$\left(\hat{F} \mp \sqrt{\frac{C}{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-\sigma(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial \hat{F}(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right) \Big|_{Z=0, L_z} = 0, \quad (40)$$

где $L_z = L_1 + L_0 + L_2$ – полная нормированная длина системы, $L_j = Ckl_j$.

Моделирование нелинейной динамики ЛСЭ с модифицированными брэгговскими зеркалами на основе уравнений (4)–(5) проводилось для рабочей частоты 1 ТГц при энергии частиц 6.5 МэВ и периоде ондулятора 4.5 см. Для ленточного электронного потока с плотностью тока инжекции $I_0 = 120$ А/см и зазоре между пластинами $b_0 = 12$ мм при напряженности ондуляторного поля $H_u = 2.8$ кЭ параметр усиления $C \approx 1 \cdot 10^{-4}$. Длины входного и выходного брэгговских отражателей были выбраны равными $l_1 = 30$ см и $l_2 = 12.5$ см, глубина гофрировки в обоих зеркалах 7.5 мкм ($L_1 = 0.7$, $L_2 = 0.3$, $\alpha_M = 4$). Указанные отражатели разделены регулярной секцией ($\alpha = 0$) длины $l_0 = 160$ см ($L_0 = 4$). Для стенок резонатора, выполненных из меди, глубина скин-слоя $\varepsilon \approx 0.1$ мкм соответствует параметру омических потерь $\sigma = 0.06$.

На рис. 18, а показан процесс установления стационарного одночастного режима генерации при выбранной сверхразмерности $b_0 \sim 40\lambda$. Частотный спектр излучения представлен на рис. 18, б. Распределение амплитуд парциальных волновых пучков в этом режиме (рис. 19) демонстрирует формирование когерентных структур с детерминированными фазами. При этом в разложении волнового пучка $\hat{C}_z^+$ по собственным модам регулярного волновода в выходном сечении $Z = L_z$ наиболее сильно представлена основная ТЕМ мода ($n = 0$), отношение амплитуды которой к амплитуде следующей моды ($n = 2$) с двумя вариациями поля составляет не менее 4 (рис. 18, в). Важно отметить, что в результате секционирования пространства взаимодействия основное усиление излучения электронным потоком происходит в пространстве между зеркалами. По этой причине в среднем по длине амплитуда квазикритической моды $\hat{F}$ относительно невелика (см. рис. 18, в) и, соответственно, невелики, связанные с возбуждением этой волны омические и дифракционные потери. В рассмотренном варианте примерно 75 % мощности, излученной электронным потоком, выносится из пространства взаимодействия с бегущей попутной волной $\hat{C}_z^+$. При электронном КПД $\eta \sim 2\%$ плотность мощности излучения составит приблизительно 10 МВт/см. Время установления автоколебаний порядка 300 нс.

Возбуждение квазикритической моды внутри пространства взаимодействия является принципиальным фактором для исследуемой схемы ЛСЭ, поскольку позволяет реализовать эффективную селекцию мод по поперечному индексу, соответствующему оси y . Для обеспечения одномодовой генерации частотный сдвиг между квазикритическими модами, отличающимися индексом s , должен превосходить полосу усиления ЛСЭ

$$c\pi/b_0 > \omega/N,$$

которая в случае однородного уширения линии определяется числом осцилляций

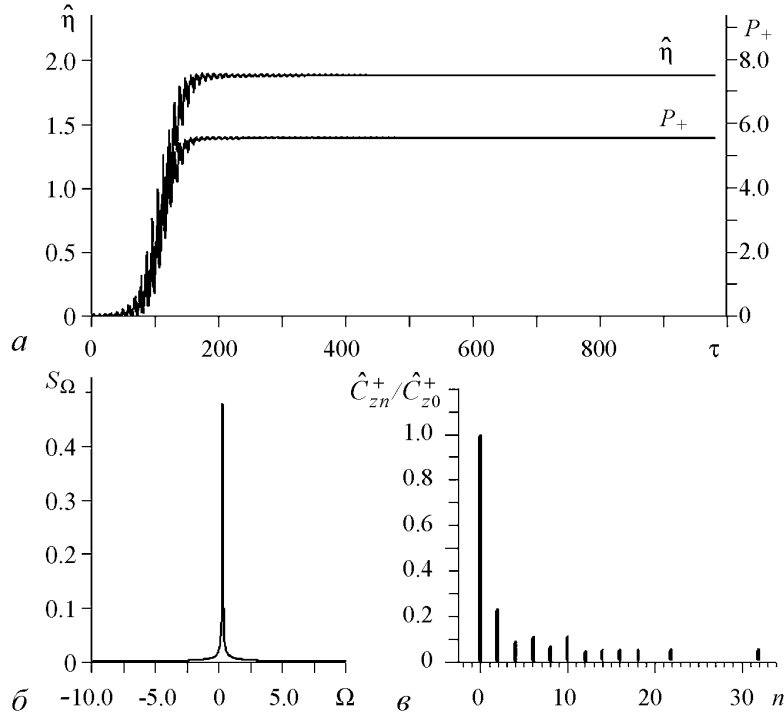


Рис. 18. Установление стационарного режима генерации в ЛСЭ с резонатором на основе модифицированных брэгговских зеркал, обеспечивающих связь бегущих и квазикритических волн: a – зависимость от времени электронного КПД $\hat{\eta}$ и полезной мощности излучения P_+ ; b – частотный спектр излучения ($B_0 = 4$, $L_1 = 0.7$, $L_2 = 0.3$, $L_0 = 4$, $\alpha_M = 4$, $\Delta = 0.5$); c – разложение волнового пучка в выходном сечении по собственным модам регулярного волновода

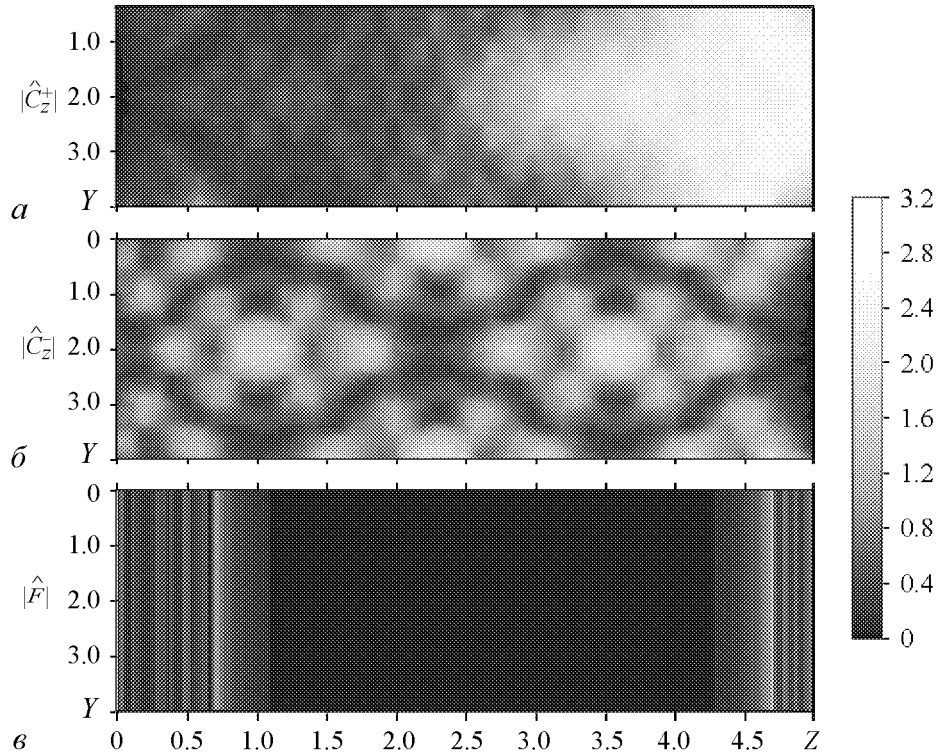


Рис. 19. Пространственное распределение амплитуд парциальных волновых потоков в стационарном режиме генерации при тех же параметрах, что и на рис. 18: $a - |\hat{C}_z^+|$, $b - |\hat{C}_z^-|$, $c - |\hat{F}|$

электронов внутри пространства взаимодействия и равна числу периодов ондулятора $N = l_0/d_u$. Отсюда получаем критерий селекции по указанной координате

$$b_0 \leq l_0 \gamma_0^{-2} / 2.$$

При выбранной длине пространства взаимодействия и энергии частиц допустимый зазор между пластинами порядка $b_0 = 12$ мм, что достаточно для формирования канала транспортировки интенсивного электронного пучка. Таким образом, за счет включения в цепь обратной связи квазипоперечных потоков энергии (38 б) может быть реализован механизм селекции, аналогичный используемому в гиротронах [4]. Однако наличие параксиальных волновых потоков, с одним из которых синхронно взаимодействует электронный поток, позволяет обеспечить доплеровское смещение частоты вверх.

Для планарной системы, открытой вдоль оси x (см. рис. 13, б), пространственная синхронизация вдоль указанной координаты обеспечивается за счет исследованной в п. 1.3 естественной дифракционной расходимости излучения, пока соответствующий параметр Френеля меньше или порядка единицы

$$N_F = l_x^2 / l_{eff} \lambda \leq 1,$$

где $l_{eff} = l_0 / (1 - R_1 R_2)$ – эффективная длина распространения с учетом конечности коэффициентов отражения от зеркал $R_{1,2}$. При выбранных параметрах допустимая ширина l_x^e ленточного электронного пучка составляет несколько сантиметров, что сопоставимо с ЛСЭ с традиционными квазиоптическими резонаторами [25–27]. Для дальнейшего увеличения допустимой ширины системы по координате x представляется целесообразным комбинировать модифицированное брэгговское зеркало с двумерным (см. рис. 13, в). Тем самым можно обеспечить значительную сверхразмерность системы по двум поперечным координатам.

Важно подчеркнуть, что в отличие от уже реализованных ЛСЭ терагерцового диапазона на базе линейных высокочастотных ускорителей и микротронов [25–27], пучки которых представляют собой последовательность коротких (пикосекундных) импульсов, рассматриваемая схема может быть использована при создании генераторов на базе интенсивных квазинепрерывных (микросекундных) электронных пучков, формируемые линейными индукционными или электростатическими ускорителями [28–30], где зеркала резонатора ЛСЭ должны быть совмещены с каналом транспортировки пучка. Соответственно, достоинством новой схемы является возможность достижения высокой (мультимегаваттной) средней мощности излучения терагерцового диапазона и высокой энергии импульса.

Заключение

Таким образом, проведенный анализ демонстрирует, что управление потоками электромагнитной энергии является достаточно эффективным методом реализации устойчивых одностатных режимов генерации с регулярной пространственной структурой поля в электронных приборах со сверхразмерными электродинамическими системами. При развитии систем в одном поперечном измерении это позволяет увели-

чивать интегральную мощность излучения, в то время как развитие по двум поперечным координатам является необходимым условием продвижения в коротковолновые диапазоны. В заключении важно подчеркнуть, что часть анализируемых выше схем и методов уже прошла успешную экспериментальную апробацию [24, 31].

Авторы признательны А.С. Сергееву, Н.Ю. Пескову, В.Ю. Заславскому и А.М. Малкину за полезные обсуждения и помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-08-01205-а, а также Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

Библиографический список

1. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9/10. С. 1414.
2. Пирс Дж. Лампа бегущей волны. М.: Советское радио, 1952.
3. Электроника ламп с обратной волной. Под ред. В.Н. Шевчика и Д.М. Трубецкова. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1979.
4. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Орлова И.М., Панкратова Т.Б., Петелин М.И. Индуцированное синхротронное излучение электронов в полых резонаторах // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2, № 9. С. 430.
5. Русин Ф.С. Богомолов Г.Д. Оротрон – электронный прибор с открытым резонатором и отражающей решеткой // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 2, № 5. С. 756.
6. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. Харьков: Изд-во «Вища школа», Харьковский государственный университет, 1976 г.
7. Dunn D.A., Harman W.A., Field L.M., Kino G.S. // Proc. IRE. 1956. Vol. 44, № 7. P. 879.
8. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. Пространственная синхронизация излучения широких ленточных электронных потоков в ЛСЭ с двумерной распределенной обратной связью // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19, вып. 18. С. 52.
9. Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Зотова И.В. и др. Лазеры на свободных электронах терагерцового диапазона с брэгговскими структурами, основанными на связи бегущих и квазикритических волн // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, вып. 6. С. 286.
10. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские мноволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1991.
11. Петелин М.И., Ковалев Н.Ф. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием// В кн. Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 62.
12. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. Дифракционная селекция мод в планарных лампах обратной волны // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 8. С. 632.

13. Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С. Установление автоколебаний в электронных СВЧ-генераторах с дифракционным выводом излучения // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 1. С. 106.
14. Bugaev S.P., Cherepenin V.A., Kanavets V.I., et al. Overmoded GW-class surface-wave microwave oscillator // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. Vol. 18. P. 525.
15. Bratman V.L., Denisov G.G., Ofitserov M.M., et al. Millimeter-wave HF relativistic electron oscillators // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. Vol. 15. P. 2.
16. Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С. Квазиоптическая модель релятивистских генераторов поверхностной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37, вып.13. С. 31.
17. Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С. Релятивистские генераторы поверхностной волны с одно- и двумерно-периодическими структурами // ЖТФ. 2012. Т. 82, № 12. С. 84.
18. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно-меняющимися параметрами. М., 1961. С. 218.
19. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Муравьев А.А., Сергеев А.С. Формирование поперечной структуры поля в планарных ЛСЭ терагерцового диапазона // ЖТФ. 2011. Т. 81, № 3. С. 85.
20. Fedotov A.E. and Makhalov P.B. Transverse dynamics of a surface wave excited by a wide electron beam // Phys. Plasmas. 2012. Vol. 19. P. 033103
21. Glyavin M.Yu., Luchinin A.G. and Golubiatnikov G.Yu. 1.5 kW, 1 THz gyrotron with a pulsed magnetic field // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. P. 015101.
22. Bratman V.L., Kalynov Yu.K. and Manuilov V.N. Large-orbit gyrotron operation in the terahertz frequency range // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102. P. 245101.
23. Ginzburg N.S., Zotova I.V., Sergeev A.S., et. al // High power terahertz-range planar gyrotrons with transverse energy extraction // Phys Rev Lett. 2012. Vol. 108. P. 105101.
24. Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю. и др. Генерация пространственно-когерентного излучения в мазере на свободных электронах с двумерной распределенной обратной связью // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87, вып. 11. С. 715.
25. Dem'yanenko M.A., Esaev D.G., Knyazev B.A., et al. Imaging with a 90 frames microbolometer focal plane array and high-power terahertz FEL // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 131116.
26. Neil G.R., Bohn C.L., Benson S.V., et al. Sustained kilowatt lasing in FEL with same-cell energy recovery // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 662.
27. Kazakevich G.M., Pavlov V.M., Jeong Y.U., et al. Magnetron-driven microtron injector of a terahertz FEL // Phys. Rev. ST-AB. 2009. Vol. 12. P. 040701.
28. Orzechowski T.J., Anderson B.R., Clark J.C., et al. High-efficiency extraction of microwave radiation from a tapered-wiggler FEL // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 17.
29. Elias L.R., Ramian G., Hu J. and Amir A. Observation of single-mode operation in a FEL // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 424.
30. Abramovich A., Canter M., Gover A., et al. High spectral coherence in long-pulse and continuous FEL // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 5257.

31. *Konoplev I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R., et. al.* Experimental and theoretical studies of a coaxial free-electron maser based on two-dimensional distributed feedback // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76, № 5. P. 056406.

ИПФ РАН, Н. Новгород

Поступила в редакцию 20.09.2012

MICROWAVE ELECTRONICS AS ART OF ENERGY FLOWS MANIPULATION

N. S. Ginzburg, I. V. Zotova

Classification of electronic oscillators and amplifiers has been performed based on the ratio between directions of the kinetic energy of electrons and electromagnetic energy flows. It is shown that management of electromagnetic flows, such as through the use of natural diffraction spread and with various modifications of Bragg structures, is an effective method to synchronize the radiation of electron beams with transverse size significantly exceeding the wavelength.

Keywords: Electronic oscillators and amplifiers, spatial coherence of radiation, diffraction divergence, Bragg structures, two-dimensional distributed feedback.

Гинзбург Наум Самуилович – родился в Горьком (1952). Окончил радиофизический факультет Горьковского государственного университета (1974). После окончания ГГУ начал работать в Институте прикладной физики РАН (ИПФ РАН). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1984) и доктора физико-математических наук (1993) в области физической электроники. В настоящее время – ведущий научный сотрудник ИПФ РАН, заведующий сектором теории релятивистских электронных СВЧ-приборов. Область интересов – лазеры на свободных электронах, мазеры на циклотронном резонансе, релятивистские гиротроны, многочастотные процессы в электронных СВЧ-приборах с распределенным взаимодействием, эффекты канализации и сверхизлучения, плазменные и пучковые неустойчивости. Лауреат премии им. Ленинского комсомола (1980), Государственной премии РФ (2003). Автор более 200 статей и обзоров по указанной тематике.

603950 Россия, Нижний Новгород
Институт прикладной физики РАН
E-mail:ginzburg@appl.sci-nnov.ru



Зотова Ирина Валерьевна – родилась в Горьком (1968). Окончила радиофизический факультет Горьковского государственного университета (1990). После окончания ГГУ начала работать в Институте прикладной физики РАН (ИПФ РАН). Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1999) в области физической электроники. В настоящее время – старший научный сотрудник ИПФ РАН. Автор 45 научных статей.

603950 Россия, Нижний Новгород
Институт прикладной физики РАН
E-mail:zotova@appl.sci-nnov.ru

