

результате чего образуются плотные электронные сгустки. Оптический клистрон позволяет повысить КПД мощных усилительных лазеров на свободных электронах в оптическом диапазоне. Гиперклистрон перспективен для повышения КПД мощных усилительных ультрарелятивистских клистронов СВЧ-диапазона, а также высокопоточных линейных резонансных ускорителей электронов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Девайтков Н.Д., Науменко Е.Д., Сретенский В.Н., Филимонова Т.Н.//РЭ. 1984. Т. 29. № 7. С. 1401.
2. Миц А.Л., Левин М.Л., Науменко Е.Д.//Докл. АН СССР. 1972. Т. 204. № 4. С. 840.
3. Глеицкий И.Н., Еремка В.Д., Сазонов В.П. Электровакуумные источники миллиметровых и субмиллиметровых волн на гармониках циклотронной частоты. Обзор по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1988. Вып. 14/1401. С. 88.
4. Миц А.Л., Левин М.Л., Науменко Е.Д., Филимонова Т.Н.//РЭ. 1975. Т. 20. № 12. С. 2524.
5. Науменко Е.Д., Сретенский В.Н., Филимонова Т.Н.//РЭ. 1981. Т. 26. № 1. С. 188.
6. Науменко Е.Д., Пролейко В.М., Сретенский В.Н.//Электрон. пром-сть. 1983. № 10. С. 50.
7. Девайтков Н.Д., Науменко Е.Д., Пролейко В.М. и др.//Докл. АН СССР. 1980. Т. 255. № 6. С. 1370.
8. Вишукоров Н.А., Скринский А.Н. Генеральный клистрон оптического диапазона на релятивистских электронах: Препринт № 7759. Новосибирск: Институт ядерной физики СО АН СССР, 1977.
9. Physics Today. 1984. № 11. P. 19.

Поступила в редакцию  
11.01.93

УДК 621.385.6

© 1993 г. Е.Н. Одаренко, А.А. Шматько

### НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С НАКЛОННЫМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Теоретически исследовано влияние на эффективность взаимодействия в резонансном генераторе О-типа (ГДИ, ЛОВ, клинотрон, ладдертрон и др.) в режиме установившихся колебаний величины угла наклона фокусирующего магнитостатического поля. Анализ проведен на основе решения двумерной нелинейной самосогласованной системы уравнений с учетом оседания электронов на дифракционную решетку. Наиболее энергетически выгодный режим работы прибора реализуется при сильном токооседании в конце пространства взаимодействия. Характер зависимостей электронного КПД от величины угла наклона фокусирующего поля зависит от вида амплитудного распределения высокочастотного поля в резонаторе, т.е. от типа прибора рассматриваемого класса.

1. Изменение ориентаций фокусирующего магнитного поля в резонансных генераторах О-типа с длительным взаимодействием приводит к искажению траекторий электронов, благодаря чему может улучшаться эффективность энергообмена [1, 2]. В работе [3] исследовано самовозбуждение колебаний в генераторах с фиксированной структурой поля (оротрон, генератор дифракционного излучения (ГДИ), резонансная ЛОВ, ладдертрон) при наклонном магнито-

статическом поле. В данной работе проведен анализ электронно-волнового взаимодействия в установившемся режиме на основе нелинейной теории в рамках двумерной самосогласованной модели.

2. Будем считать, что электронный пучок движется вдоль дифракционной решетки. На него действует наклонное магнитостатическое поле, вектор индукции которого имеет две составляющие  $B_y = B_0 \cos \chi$ ,  $B_x = B_0 \sin \chi$ ;  $\chi$  — угол наклона фокусирующего поля с индукцией  $B_0$  к плоскости дифракционной решетки — замедляющей системы (ЗС). Ограничимся двумя компонентами электромагнитного поля резонатора  $E_y$  и  $E_x$ , причем величину индукции магнитного высокочастотного (ВЧ) поля полагаем малой по сравнению с величиной фокусирующего поля  $B_0$ . Другие приближения, характерные для данного класса приборов [4], сохраняются. Динамической составляющей поля пространственного заряда пренебрегаем по сравнению со статической составляющей. Тогда, следуя обозначениям, принятым в [3], выпишем самосогласованную систему уравнений процесса взаимодействия электромагнитного поля, возбуждаемого в резонансной системе генератора, с электронами, движущимися под действием ускоряющего потенциала и магнитостатических полей  $B_y$  и  $B_x$ :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\theta}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^3 \left\{ \frac{\Phi F}{2} f(\xi) \psi(Z) \cos(\theta + \Phi_b \xi + \varphi) - \Phi \Omega_c^2 V_x \sin \chi \right\}; \\ \frac{d^2 Z}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{F}{2} f(\xi) \psi(Z) \left[ -\frac{\Phi}{2} \sin(\theta + \Phi_b \xi + \varphi) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{dZ}{d\xi} \cos(\theta + \Phi_b \xi + \varphi) \right] + \Omega_p^2 \left( Z - \frac{h}{H} \right) - \Omega_c^2 V_x \left( \frac{\Phi}{2} \cos \chi + \frac{dZ}{d\xi} \sin \chi \right) \right\}; \\ (1) \quad V_x &= \frac{2}{\Phi} (Z - Z_0) \cos \chi - \xi \sin \chi; \end{aligned}$$

$$\eta = F^2 S_1(F); \quad \delta\omega = -GS_2(F);$$

$$S(F) = \frac{\hbar}{2\pi F} \int_0^1 f(\xi) \int_{\eta}^{\xi} \psi(Z) \int_0^{2\pi} \left( 1 - i \frac{H}{L} \frac{dZ}{d\xi} \right) \exp[i(\theta + \Phi_b \xi + \varphi)] d\varphi dZ_0 d\xi$$

с начальными условиями

$$(2) \quad \xi = 0: \quad \theta = \frac{d\theta}{d\xi} = \frac{dZ}{d\xi} = 0; \quad Z = Z_0.$$

Здесь  $\eta$  — электронный КПД;  $\delta\omega = (\omega - \omega_s') 2Q\omega_s'$  — электронное смещение частоты на  $s$ -й моде резонатора. Нулевые начальные условия (2) означают, что в пространство взаимодействия поступает немодулированный поток электронов. Постоянная составляющая фокусирующего поля считается достаточно большой, такой, что смещение электронов за счет взаимодействия с поперечной составляющей высокочастотного электрического поля являются малыми по сравнению со смещениями, вызванными наклоном магнитостатического поля ( $\Omega_c \gg 1$ ). Основное внимание уделено анализу результатов, полученных для гауссовской структуры продольной амплитудной огибающей ВЧ-поля  $f(\xi) = (w\sqrt{\pi/2})^{-1/2} \exp[-((\xi - 0,5)/w)^2]$ , где  $w$  — нормированный на длину пространства взаимодействия радиус "пятна" поля. Поперечная амплитудная огибающая отражает экспоненциальное уменьшение интенсивности ВЧ-поля резонатора при удалении от ЗС:  $\psi(Z) = \exp(-\beta H Z)$ .

Система уравнений (1) с начальными условиями (2) решалась численно

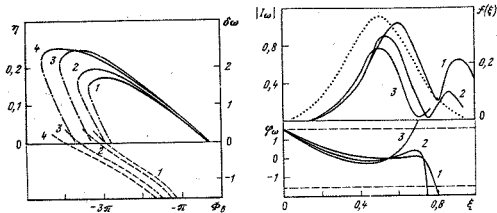


Рис. 1

Рис. 1. Зависимости электронного КПД  $\eta$  и смещения частоты  $\delta\omega$  от параметра рассинхронизма  $\Phi_\delta$ ;  $\chi = 0$  (1);  $-25^\circ$  (2);  $-34^\circ$  (3);  $-42^\circ$  (4)

Рис. 2

Рис. 2. Зависимости модуля и фазы амплитуды ВЧ-тока от координаты  $\xi$ ;  $\chi = 0$  (1);  $-34^\circ$  (2);  $-42^\circ$  (3)

при следующих значениях независимых параметров:  $\Phi = 100$ ;  $w = 0,25$ ;  $\hat{H} = H/\Delta = 0,25$  ( $\Delta$  – толщина пучка);  $h/H = 0,375$  (поперечная координата центра пучка). Перейдем к изложению и анализу полученных результатов.

3. На рис. 1 изображены зоны генерации прибора и зависимости  $\delta\omega(\Phi_\delta)$  (штриховые линии) при различных значениях угла наклона  $\chi$ . Графики построены при фиксированном отношении рабочего тока к минимальному пусковому ( $I/I_0 = 3$ ) для каждого  $\chi$ . При  $\chi = -42^\circ$  реализуется такой же минимальный пусковой ток, как и при  $\chi = 0$ , кривые 2, 3 и 4 построены для рабочих токов, не превышающих значение  $I$  для  $\chi = 0$ . Тем не менее, в случае наклонного фокусирующего поля наблюдается расширение зоны генерации по ускоряющему напряжению и увеличение максимального по зоне значения электронного КПД. Характер зависимости электронного КПД от параметра  $\Phi_\delta$  определяется условиями энергообмена между полем замедленной волны и электронами пучка. При увеличении ускоряющего напряжения от низковольтной границы зоны генерации происходит монотонное нарастание эффективности взаимодействия, обусловленное увеличением кинетической энергии электронов. Большинство частиц пучков находится в тормозящей фазе ВЧ-поля. Дальнейшее увеличение ускоряющего напряжения сопровождается переходом все большего числа электронов в ускоряющую фазу, где они отбирают энергию у ВЧ-поля. Срыв генерации на высоковольтной границе зоны генерации соответствует случаю, когда механизм отбора энергии от поля в ускоряющей фазе преобладает над механизмом передачи энергии от электронов полю в тормозящей фазе. Следовательно, расширение зоны генерации может происходить при изменении количественного соотношения между замедленными и ускоренными электронами. Данная ситуация иллюстрируется рис. 2, где изображены зависимости модуля  $|I_\omega|$  и фазы  $\arg(I_\omega)$  комплексной амплитуды 1-й гармоники конвекционного тока пучка

$$I_\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp[i(\theta + \varphi)] d\varphi$$

от продольной координаты. Штриховыми линиями обозначены границы тормозящей фазы ВЧ-поля. Пунктирной кривой показано продольное амплитудное распределение  $f(\xi)$ . Очевидно, что при увеличении угла наклона  $\chi$  происходит

существенное уменьшение плотности электронов в сгустках, находящихся в ускоряющей фазе ВЧ-поля. Причиной этого является оседание электронов на ЗС в конце пространства взаимодействия. В области наиболее интенсивного ВЧ-поля, где большинство электронов находится в тормозящей фазе, оседание гораздо слабее. Об этом свидетельствует незначительное уменьшение плотности электронов. Заметим, что при увеличении  $\chi$  максимум модуля амплитуды конвекционного тока смещается к центру пространства взаимодействия, где амплитуда ВЧ-поля максимальная, что дополнительно повышает эффективность энергообмена. Данное смещение обусловлено преобразованием амплитудной огибающей  $f(\xi)$  [3]. Иными словами, при наклонном к плоскости ЗС движения электроны группируются в более сильном по сравнению со случаем  $\chi = 0$  ВЧ-поле. Поэтому максимальная плотность частиц в сгустках достигается раньше (т.е. при меньших  $\xi$ ).

Таким образом, увеличение эффективности электронно-волнового взаимодействия при  $I/I_0 = \text{const}$  в основном обусловлено сортировкой электронов за счет сильного токооседания в конце пространства взаимодействия. Ускоренные электроны, которые отбирают энергию у ВЧ-поля, оседают на ЗС, тем самым увеличивая, с одной стороны, средний электронный КПД и, с другой стороны, расширяя зону генерации по ускоряющему напряжению. Однако, из рис. 2 также следует отрицательная роль токооседания при увеличении  $\chi$ , когда ближайшие к ЗС электроны пучка начинают оседать в области "пятна" ВЧ-поля. Очевидно, что это является фактором, ограничивающим увеличение КПД с ростом  $\chi$  при фиксированном отношении  $I/I_0$ .

Заметим, что расширение зоны генерации по ускоряющему напряжению сопровождается смещением точки изохронного режима ( $\delta\omega = 0$ ) в сторону больших по модулю значений  $\Phi_b$  (больших начальных скоростей электронов). Аналогичное явление при увеличении угла наклона фокусирующего поля наблюдалось также в приближении слабого сигнала [3].

Все рассмотренные зависимости рассчитывались при токах пучка, не превышающих значения  $I$  для  $\chi = 0$ . Вместе с тем, представляет интерес выяснение закономерностей зависимости электронного КПД от рабочего тока пучка, поскольку увеличение  $I$  является одним из способов повышения эффективности взаимодействия в генераторах данного класса. На рис. 3 представлены зависимости максимального по зоне генерации электронного КПД  $\eta_m$  от параметра  $G$  ( $G \sim I$ ) для различных значений  $\chi$ . Штриховая кривая соответствует случаю ( $\chi = 0$ ;  $h/H = 0,125$ ), когда пучок пропускается вплотную к ЗС. В рамках выбранной теоретической модели такая схема обеспечивает наименьший возможный пусковой ток [3]. При  $\chi = -25'$ , когда реализуется минимальный пусковой ток для  $h/H = 0,375$ , зависимость  $\eta_m(G)$  не пересекает штриховую кривую и располагается в области более низких КПД. При относительно больших углах наклона возможна ситуация, когда в конце пространства взаимодействия оседают фактически все электроны пучка. В этом случае существует такое значение рабочего тока, при превышении которого электронный КПД прибора с  $h/H = 0,375$  и наклонным фокусирующим полем больше, чем электронный КПД при  $\chi = 0$  и  $h/H = 0,125$ .

Для объяснения полученных результатов обратимся к анализу распределения конвекционного тока в пространстве взаимодействия. На рис. 4 изображены зависимости модуля и фазы комплексной амплитуды конвекционного тока пучка от  $\xi$  в случае, когда электронный КПД при  $\chi = -34'$  превышает значение КПД, соответствующее штриховой кривой. На длине пролета электронов через резонатор в пучке образуются три сгустка - два в тормозящей фазе ВЧ-поля, и один в ускоряющей. Плотность сгустка ускоряемых полем электронов при  $\chi = -34'$  за счет токооседания гораздо меньше, чем при  $\chi = 0$ . Кроме того, в

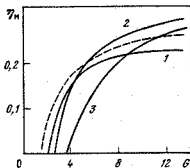


Рис. 3

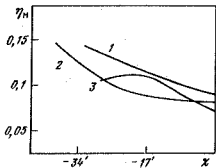


Рис. 5

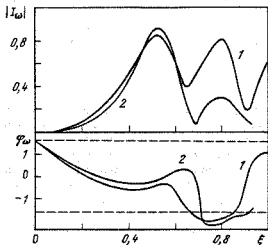


Рис. 4

Рис. 3. Зависимости максимального КПД  $\eta_m$  от параметра эффективности взаимодействия  $G$ ;  $\chi = -25'$  (1);  $-34'$  (2);  $-42'$  (3)

Рис. 4. Модуль и фаза амплитуды ВЧ-тока. 1:  $\chi = 0$ ;  $h/H = 0,125$ ; 2:  $\chi = -34'$ ;  $h/H = 0,375$

Рис. 5. Зависимости максимального КПД  $\eta_m$  от угла наклона  $\chi$  для различных законов распределения ВЧ-поля вдоль пространства взаимодействия

случае  $\chi = -34'$  электронный сгусток дольше находится в тормозящей фазе. Это также обусловлено оседанием электронов ближних к ЗС слоев пучка и эффектом "расслоения". Следовательно, в данной ситуации подтверждается сделанный ранее вывод об определяющей роли токооседания в увеличении электронного КПД прибора с наклонным фокусирующим полем – происходит удаление из области взаимодействия электронов, отбирающих энергию у ВЧ-поля. Следует отметить, что режим больших рабочих токов характерен для мощных импульсных приборов, где с помощью наклонного магнитостатического поля также можно добиться повышения эффективности взаимодействия.

Рассмотрим далее общие закономерности влияния величины угла наклона фокусирующего поля на эффективность взаимодействия при других законах продольного распределения амплитуды ВЧ-поля  $f(\xi)$ , отличных от гауссовского. На рис. 5 представлены угловые зависимости электронного КПД  $\eta_m$  для трех амплитудных огибающих:  $f(\xi) = 1$  (обычно используется для упрощения теоретического анализа генераторов данного типа) – кривая 1;  $f(\xi) = \sqrt{2} \cos[(\pi/2) \xi]$  (резонансная

ЛОВ) – кривая 2;  $f(\xi) = \sqrt{2} \cos(\pi\xi)$  (ладдертрон) – кривая 3. Как и в случае гауссовской огибающей, графики построены в диапазонах значений  $\chi$ , где пусковой ток не превышает значения при  $\chi = 0$  ( $I/I_0 = 3$ ). Очевидно существенное влияние вида  $f(\xi)$  на характер зависимостей  $\eta_m(\chi)$  (см. также рис. 1).

В частности, при гауссовском распределении и при  $f(\xi) = \sqrt{2} \cos(\pi\xi)$  угловые зависимости достигают насыщения, а при однородном распределении и при  $f(\xi) = \sqrt{2} \cos[(\pi/2)\xi]$  оно отсутствует. Более того, для однородного распределения наблюдается почти линейная зависимость  $\eta_m(\chi)$ .

Полученным результатам несложно дать физическое объяснение, основываясь на изложенном анализе и используя качественное описание различных зависимостей  $f(\xi)$ . Действительно, для амплитудных огибающих, при которых насыщение угловых зависимостей электронного КПД отсутствует, характерно наличие интенсивного ВЧ-поля в начале и центре пространства взаимодействия. Понятно, что в этом случае оседание электронов даже в середине пространства взаимодействия не оказывает существенного отрицательного влияния на эффективность энергообмена. Роль токооседания как фактора, ограничивающего нарастание КПД, не проявляется. В случае  $f(\xi) = \sqrt{2} \cos(\pi\xi)$  интенсивное ВЧ-поле имеется в начале и в конце пространства взаимодействия. Естественно, наибольшее количество электронов оседает вблизи коллектора, т.е. в области, где амплитуда ВЧ-поля сравнительно велика. Поэтому в данном случае зависимость  $\eta_m(\chi)$  достигает своего максимума при значении угла наклона  $\chi$ , соответствующем началу оседания электронов на ЗС.

Таким образом, применение наклонного фокусирующего поля в генераторах рассматриваемого класса позволяет повысить эффективность взаимодействия безотносительно к виду амплитудной огибающей поля  $f(\xi)$ . Однако характер угловых зависимостей максимального по зоне генерации электронного КПД зависит от вида продольного амплитудного распределения ВЧ-поля в резонаторе, т.е. для каждого конкретного прибора существует определенный набор параметров, при котором реализуется максимальная эффективность электронно-волнового взаимодействия.

4. Установлены основные зависимости физических процессов в резонансных генераторах О-типа с наклонным фокусирующим полем при учете оседания электронов на ЗС. Теоретический анализ режима установившихся колебаний показал целесообразность использования наклонного магнитоэстатического поля для повышения эффективности взаимодействия. Исследовано влияние токооседания на характер энергообмена между электронным потоком и ВЧ-полем синхронной с ним медленной волны. Наиболее эффективным при наклонной фокусировке является режим работы генератора при больших рабочих токах и полном оседании электронного пучка на ЗС. Качественный характер угловых зависимостей электронного КПД определяется конфигурацией продольной амплитудной огибающей ВЧ-поля в резонаторе, т.е. зависит от того, в каком из приборов рассматриваемого класса используется наклонное фокусирующее поле.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Усиков А.Я. // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1972. Вып. 12. С. 39.
2. Балаклицкий И.М., Воробьев Г.С., Цвык А.И., Шестопалов В.П. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1977. Т. 20. № 10. С. 93.
3. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. // РЭ. 1992. Т. 37. № 2. С. 303.
4. Вавриш Д.М., Третьяков О.А., Шматько А.А. // РЭ. 1978. Т. 23. № 11. С. 2354.

Поступила в редакцию  
12.08.92