

О ГЕНЕРАЦИИ КОЛЕБАНИЙ В ПЕНИОТРОНЕ НА ВСТРЕЧНОЙ ВОЛНЕ

А.П. Четвериков

Одной из возможных разновидностей электронных мазеров на циклотронном резонансе (источников коротковолнового электромагнитного излучения) являются приборы, основанные на механизме фазировки электронов-осцилляторов, обусловленном поперечной неоднородностью взаимодействующего с электронным пучком высокочастотного поля [1]. В последнее время их часто называют пениотроноподобными по „имени“ одного из первых приборов этого класса - пениотрона [2, 3]. Отличительной особенностью большинства пениотроноподобных мазеров является определяемая силовым характером фазировки электронов высокая (до 100%) эффективность преобразования энергии вращения электронов в энергию ВЧ поля. Последнее утверждается обычно на основании подтвержденных в эксперименте [4-6] теоретических исследований пениотронов либо типа усилителя бегущей волны [2, 3, 7-9], либо типа резонансного генератора [4, 10]. Не менее интересна модификация пениотрона-генератора, основанная на взаимодействии пучка со встречной волной в волноводе [9, 10], в которой удачно сочетаются характерные свойства данной схемы электронного СВЧ генератора и пениотронного механизма взаимодействия. Для определения характеристик такого режима генерации рассмотрим нестационарную теорию взаимодействия электронного пучка со встречной волной в пениотроне в рамках модели, аналогичной предложенной в [8].

Будем предполагать, что тонкий цилиндрический пучок слабoreлятивистских моноэнергетических электронов, вращающихся в направленном вдоль оси z волновода статическом магнитном поле B , взаимодействует со встречной волноводной TE модой. Ее дисперсионная характеристика в узкой частотной полосе циклотронного резонанса $\omega - h\omega_c + h v_{||} \approx 0$ может быть аппроксимирована соотношением $\omega = \omega_0 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial h}\right)_{\omega_0} \cdot (h - h_0)$, где ω_0 и $h_0 = h(\omega_0)$ - некоторая частота из полосы циклотронного резонанса и продольное волновое число на этой частоте, соответственно, ω_c - циклотронная частота, $v_{||}$ - продольная скорость электронов, $\left(\frac{\partial \omega}{\partial h}\right)_{\omega_0} = v_{gp} < 0$ - групповая скорость. Полагая, что частота ω_0 не слишком отличается от критической частоты рабочей TE моды (которая, однако, лежит вне полосы циклотронного резонанса), а ларморовский радиус r_0 электронов мал по сравнению с характерными поперечными размерами в волноводе, представим функцию $\psi(x, y)$ поперечного распределения ВЧ поля в сечении пучка в виде $\psi(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n (z^*)^n$,

где $Z = x + jy$, x, y - поперечные координаты в системе с центром на оси симметрии пучка, а коэффициенты α_n определяются типом рабочей ТЕ моды. В частности, для „классического“ пениотрона все нечетные $\alpha_n = 0$, а выражение для четных коэффициентов приведено в [8, 9].

Ограничиваясь рассмотрением режима основного резонанса на второй циклотронной гармонике в „классическом“ пениотроне (отметим, что в других типах пениотроноподобных приборов рабочими являются режимы взаимодействия на нечетных гармониках [11-13]), определим ω_0 соотношением $\omega_0 - 2\omega_{c0} + h_0 v_{II} = 0$, где ω_{c0} - циклотронная частота на входе в пространство взаимодействия. Тогда напряженность действующего на пучок ВЧ поля может быть представлена в виде

$$E = \text{Re} \left[F(z, t) E_0 \psi(z^*) e^{j(\omega_0 t + h_0 z)} \right], \quad (1)$$

где $F(z, t)$ - медленно-меняющаяся по сравнению с $\exp[j(\omega_0 t + h_0 z)]$ безразмерная комплексная амплитуда поля (E_0 - амплитуда собственного поля), изменение которой во времени и пространстве описывается в безразмерных переменных $\xi = h_0 D z, \tau = \frac{\omega_0 D t - \xi}{1 + v_{II}/v_{rp}}$ уравнением возбуждения (см., например, [14])

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} - \frac{\partial F}{\partial \xi} = I, \quad (2)$$

где $D \ll 1$ - параметр взаимодействия, $I = -\alpha \beta^2$ играет роль ВЧ тока, $\alpha = \sqrt{2} \frac{\tilde{\alpha}}{r_0} e^{2j\varphi_0}$, $\beta = \frac{\tilde{\beta}}{r_0} e^{j\varphi_0}$, $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$ - комплексные координаты ведущего центра и комплексного „радиуса“ электронов, соответственно [8]. Их изменение во введенных переменных определяется уравнениями [8]

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \xi} = -\beta^{*2} F, \quad \alpha|_{\xi=0} = 0, \quad (3)$$

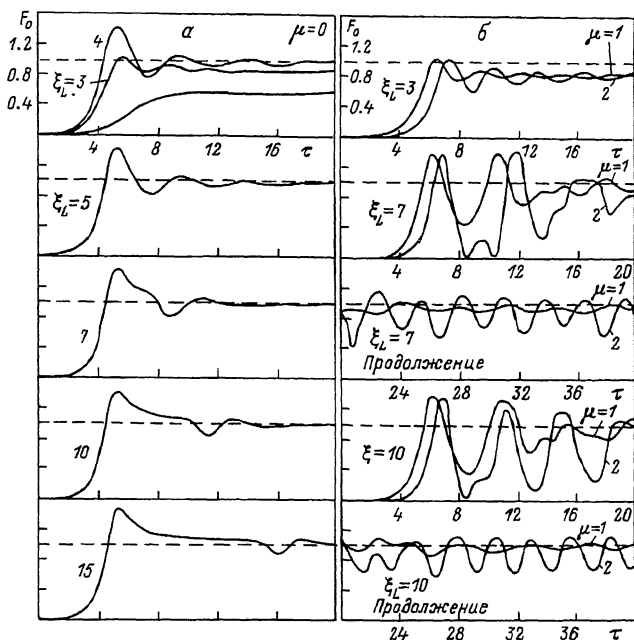
$$\frac{\partial \beta}{\partial \xi} + j\mu(1 - |\beta|^2)\beta = \alpha^* \beta^* F, \quad \beta|_{\xi=0} = 1 \quad (\varphi_0 \in [0.2\pi]). \quad (4)$$

Здесь μ - параметр неизохронности. Граничное условие для уравнения (2) следует из условия отсутствия излучения при $z = L$, где L - длина пространства взаимодействия ($F|_{\xi=\xi_L} = 0, \xi_L = \xi|_{z=L}$), а начальное условие определяется начальным распределением поля $F^0(\xi) = F|_{\tau=0}$, которое зависит от характера шумов в пучке (в частности, от способа его формирования).

Обычно $|F^0| \ll 1$ и на начальной (линейной) стадии переходного процесса $|F| \ll 1$, причем величина F описывается выражением

$$F \approx \sum_k f_k(\xi) e^{\alpha_k \tau}, \quad \text{Re } \alpha_k > 0, \quad (5)$$

показывающим, что на линейной стадии процесса амплитуда поля представляется, так же как и в других типах генераторов на встречной или обратной волне [14-16], суперпозицией линейных автоколебательных мод с экспоненциально нарастающими во времени амплитудами, инкременты которых зависят от ξ_L . Реально к началу нелинейной стадии выделяется низшая мода с наибольшим инкремент-



Зависимость амплитуды выходного сигнала от времени в системах с разными значениями ξ_L при а) „чисто пениотронном“ взаимодействии ($\mu = 0$), б) существенной релятивистской неизохронности электронов ($\mu = 1$ и $\mu = 2$).

том \mathcal{E}_1 , возбуждающаяся при условии $\xi_L > \xi_{Lst} = \pi/2$, которое является стартовым условием генерации на встречной волне в пениотроне [9].

Однако характер нелинейной стадии режима генерации в пениотроне существенно отличается от аналогичной стадии в нерезонансных генераторах с другими типами фазировки электронов [14-16], что следует из результатов проведенного на основе (2)-(4) численного эксперимента. Обнаружено, что при $\mu = 0$, когда в чистом виде реализуется пениотронный эффект, в генераторе всегда устанавливается режим монохроматической генерации с частотой ω_0 и эффективностью преобразования поперечной кинетической энергии электронов в энергию ВЧ поля η_{\perp} , близкой к 1, если $\xi_L \gg \xi_{Lst}$ (см. рисунок; величины η_{\perp} и $F_0 = |F|_{\xi=0}$ связаны законом сохранения энергии $\eta_{\perp} = 1 - |\beta(\xi_L)|^2 = F_0^2 + \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^{\xi_L} |F|^2 d\xi$).¹

¹ Реализация в некоторые моменты времени значений $F_0 > 1$ объясняется интерференцией излучения от всех находящихся в пространстве взаимодействия групп электронов, часть которых эффективно взаимодействует с полем в начале пространства взаимодействия, а часть - в конце, что возможно только на нестационарной стадии процесса взаимодействия.

Объяснение этого эффекта заключается в отсутствии в пениотронном механизме взаимодействия при $\mu = 0$ инерционных эффектов, с которыми связаны обычная низкая эффективность энергообмена и смена одночастотного режима генерации многочастотным при превышении некоторого бифуркационного значения $\xi_{L\alpha}$ (тока пучка) в генераторах встречной или обратной волны с инерционным механизмом фазировки. В пениотроне же при $\mu = 0$ перегруппировки электронов пучка не происходит, и условия оптимального взаимодействия реализуются при любом законе распределения $|F(\zeta)|$. Если же $\mu \neq 0$ и проявляются инерционные эффекты, обусловленные релятивистской неизохронностью электронов, эффективность η_{\perp} падает, а режим монохроматической генерации действительно сменяется при некотором $\xi_L = \xi_{L\alpha}(\mu)$ многочастотным (см. рисунок, 1б), причем величина $\xi_{L\alpha}$, как показывают расчеты, уменьшается с увеличением параметра неизохронности. Однако существенным это становится лишь при $\mu \approx 1$.

Таким образом, характерной особенностью пениотронного механизма взаимодействия пучка электронов со встречной волной является монохроматичность режима генерации, сохраняющаяся при значительном превышении тона пучка над стартовым значением,² и близкая к 1 эффективность преобразования вращательной энергии электронов в энергию поля. В сочетании с возможностью перестройки частоты генерации за счет изменения магнитного поля B_0 или ускоряющего напряжения такой режим может представлять интерес при исследовании МЦР.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9-10. С. 1414-1453.
- [2] Ono S. et al. In.: Proc. of the 4th Int. cong. on Microwave tubes, Scheveningen, 3-7 September, 1962, p. 355-363.
- [3] Ono S. et al. In.: Tubes pour hyper-tvequences. Travaux du 5e Cong. int., Pavis. 14-18 September, 1964, p. 96-115.
- [4] D ö h l e r G. et al. In.: Int. Electron Devices Meet., 1981. Washington. D.C., 1981. N.Y., p. 328-331.

² Хотя полученные результаты относятся к „классическому“ пениотрону, наличие некоторых общих свойств у механизмом взаимодействия, обусловленных поперечной неоднородностью ВЧ поля, дает основание предполагать наличие обнаруженных особенностей у режимов генерации на встречной волне в других слабoreлятивистских пениотроноподобных приборах, включая гиropениотроны на высших гармониках циклотронной частоты [17].

- [5] D ö h l e r G. et al. In.: Int. Electron Devices Meet, 1984. San-Fransisco, Calif., D.C., 1984. N.Y., p. 845-848.
- [6] D ö h l e r G. et al. In.: 12th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista, Fla., D.C., 1987, N.Y., p. 242-243.
- [7] D ö h l e r G., G a l l a g h e r D., M o - a t s R. In.: Int. Electron Devices, Meet., 1978, Washington, D.C., N.Y., p. 400-403.
- [8] Кузнецов С.П., Трубецков Д.И., Четвериков А.П. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 19. С. 1164-1168.
- [9] Кузнецов С.П. и др. В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Саратов: СГУ, 1981, кн. 1. С. 8-41.
- [10] Пищик Л.А., Трубецков Д.И., Четвериков А.П. В кн.: Электроника мм и субмм диапазона. Киев: Наукова думка, 1988. С. 127-134.
- [11] O n o S., T s u t a k i K., K a g e y a m a T. // Int. J. Electronics. 1984. V. 56. N 4. P. 504-519.
- [12] Z h o u L e - z h u et al. // Int. J. Electronics. 1984. V. 57. N 6. P. 1065-1076.
- [13] R a z e g h i M. et al. // Int. J. Electronics. 1985. V. 59. N 5. P. 533-542.
- [14] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1978. Т. 21, № 7. С. 1037-1053.
- [15] Кузнецов С.П., Четвериков А.П. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 1. С. 109-117.
- [16] Д м и т р и е в А.Ю. и др. В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Саратов: СГУ, 1987, кн. 1. С. 63-104.
- [17] V i t e l l o P. // Int. J. Infrared and Millim. Waves. 1987. V. 8. N 5. P. 487-515.

Поступило в Редакцию
28 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том. 15, вып. 14 26 июля 1989 г.
01; 08

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБОБЩЕННОЙ АПЕРТУРНОЙ ФУНКЦИИ АКУСТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА

Л.Д. Б а х р а х, С.А. Т и т о в

Важнейшей характеристикой сканирующего акустического микроскопа, определяющей его свойства как в режиме формирования изображений микрообъекта, так и в режиме измерения упругих параметров локальных областей его поверхности, является обобщенная апертурная функция. Она определяет отклик электроакустического