

01;09  
©1995

## ТЕОРИЯ МАЗЕРА НА АНОМАЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ДОПЛЕРА С УСКОРЯЮЩИМ ПОЛЕМ И ЗАХВАТОМ ПУЧКА

*В.А.Кубарев*

Значительное повышение эффективности микроволновых устройств возможно при длительном поддержании синхронизма электронного пучка с излучением. Наиболее известные сейчас способы основаны на захвате электронов волной достаточно большой амплитуды. После этого эффективное излучение пучка может быть обеспечено либо соответствующим профилированием параметров устройства для уменьшения фазовой скорости волны [1,2], либо наложением ускоряющего электрического поля [3-5]. Последний режим рассматривался для устройств типа лампы бегущей волны с прямолинейными пучками [2,3] и типа лазеров на свободных электронах со слабо криволинейными пучками [4,5]. При определенных условиях может быть реализовано стационарное преобразование потенциальной энергии пучка в электромагнитное излучение. С увеличением длины взаимодействия эффективность устройства сколь угодно близка к 100%.

Режим с ускоряющим полем выгодно отличается от режимов с переменными параметрами отсутствием дезахвата электронов и ограничений на максимальное замедление волны и ток пучка.

В работе рассматривается мазер на аномальном эффекте Доплера, состоящий из двух секций. В первой осуществляется усиление медленной необыкновенной циркулярно поляризованной волны  $H$ -типа. После достаточного возрастания амплитуды волны и поперечного импульса электронов включается ускоряющее электрическое поле и осуществляется распределенный вывод излучения из замедляющей структуры.

Получены условия стационарного движения и излучения пучка, характеристическое уравнение, исследована область устойчивости в малом. Численно промоделировано устройство в целом, показана его устойчивость в большом.

Взаимодействие релятивистского электронного пучка с излучением описывается следующей системой уравнений

движения и уравнения возбуждения волны:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\xi} &= -\frac{\alpha}{P_z} (\gamma - np_z) \cos \theta, \\ \frac{d\gamma}{d\xi} &= -\frac{\alpha p}{p_z} \cos \theta + \varepsilon, \\ \frac{dp_z}{d\xi} &= -\frac{\alpha p n}{p_z} \cos \theta + \frac{\varepsilon \gamma}{p_z}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \frac{\gamma}{p_z} - n + \frac{\mu}{p_z} + \frac{\alpha}{pp_z} (\gamma - np_z) \sin \theta - \frac{Ip}{\alpha p_z} \sin \theta,$$

$$\frac{d\alpha}{d\xi} = \frac{Ip}{p_z} \cos \theta - \nu \alpha,$$

где  $\xi = (\omega/c)z = 2\pi z/\lambda$  — безразмерная продольная координата;  $p, p_z, \gamma$  — соответственно модуль поперечного импульса, продольный импульс частиц, релятивистский фактор;  $\alpha = eE_w/(mc\omega)$ ,  $\theta$  — амплитуда и фаза волны,  $e, m$  — заряд и масса электрона;  $\varepsilon = eE_a/(mc\omega)$  — ускоряющее поле;  $\mu = \omega_B/\omega$ ,  $\omega_B = eB/m$ ,  $\omega, \lambda$  — параметр магнитного поля, нерелятивистская циклотронная частота, частота и длина волны излучения;  $I = \omega_b^2 \beta_0 / (2\omega^2 n)$ ,  $\omega_b, \beta_0$  — параметр тока пучка, его плазменная частота и нормированная на скорость света начальная продольная скорость;  $n > 1$  — замедление волны;  $\nu$  — коэффициент затухания, связанный с распределенным выводом излучения.

В первой секции ( $0 < z < z_a$ )  $\varepsilon = \nu = 0$ , во второй ( $z_a < z$ )  $\varepsilon, \nu > 0$ .

Граничные условия в случае первоначально прямолинейного моноэнергетичного пучка зададим в виде

$$\xi = 0, \quad p = 0, \quad \gamma = \gamma_0, \quad p_z = p_0 = \sqrt{\gamma_0^2 - 1}, \quad \alpha = \alpha_0, \quad \theta = 0. \quad (2)$$

Стационарное движение электронов в ускоряющем поле во второй секции возможно при следующих из (1) условиях:

$$\frac{\gamma}{p_z} = n, \quad \varepsilon = \frac{\alpha p}{p_z} \cos \theta, \quad \nu = \frac{Ip}{\alpha p_z} \cos \theta = \frac{I\varepsilon}{\alpha^2}, \quad \mu = \frac{Ip}{\alpha} \sin \theta, \quad (3)$$

$\gamma^2 = 1 + p_z^2 + p^2$ . Отметим, что стационарность фазы возможна в данном случае за счет нелинейного эффекта Фарадея

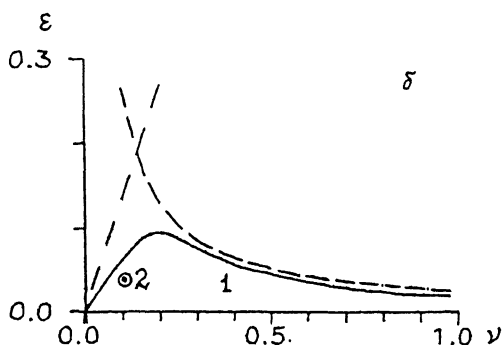
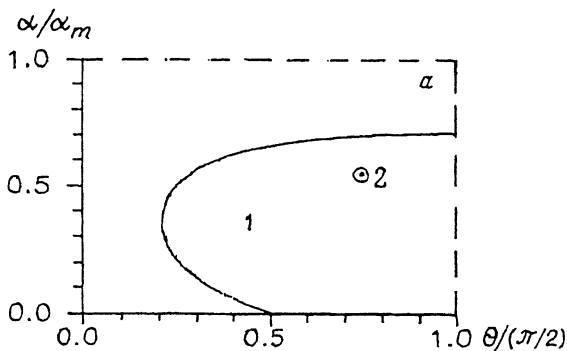


Рис. 1. Область устойчивости захвата пучка 1 на плоскости  $(\alpha, \theta)$  (а) и  $(\epsilon, \nu)$  (б) при  $\gamma = 1.67$ ,  $I = 0.1$ ,  $n = 1.4$ . Точка 2 соответствует параметрам, использованным при численном моделировании лазера.  $\alpha_m = \sqrt{2I(\gamma - 1)}$ .

[7], причем  $0 < \theta < \pi/2$ . Из условий (3) следуют ограничения на параметры  $\epsilon, \nu$ :

$$\epsilon\nu < Ip^2/p_z^2 = I [n^2(1 - 1/\gamma^2) - 1], \quad \epsilon/\nu = \alpha^2/I < 2(\gamma - 1). \quad (4)$$

В результате линеаризации (1) с учетом (3) получено характеристическое уравнение 4-го порядка; вид коэффициентов не приводится из-за их громоздкости. Так как использование критерия Рауса-Гурвица не позволяет в данном случае записать достаточно простые аналитические условия устойчивости, было проведено исследование области устойчивости прямым вычислением корней. Для выбранных параметров лазера эта область изображена на рис. 1 и весьма широка. Ограничениям (4) соответствуют штриховые линии на рис. 1, б.

Таким образом, показана возможность захвата винтового электронного пучка волной  $H$ -типа при аномальном эффекте Доплера и его стационарного излучения в ускоряющем поле.

Анализ взаимодействия в первой секции может быть проведен достаточно подробно с помощью известных (при  $\varepsilon = \nu = 0$ ) интегралов движения [6]. Такое рассмотрение показало, что точная инжекция пучка в стационарное состояние (3), по крайней мере в рассматриваемой однородной структуре, невозможна. Поэтому было выполнено численное моделирование мазера на основе системы уравнений (1) с граничными условиями (2). Включение ускоряющего поля и потерь на излучение производилось на длине  $z_a$ , когда продольная скорость электронов близка к ее стационарному значению:  $p_z/\gamma = 1/n$ . Напомним, что усиление при аномальном эффекте Доплера возможно только при "сверхсветовых" скоростях электронов, т. е. когда их начальная скорость превышает фазовую скорость волны:  $\beta_0 = p_0/\gamma_0 > 1/n$ .

Проведенные расчеты подтвердили возможность захвата пучка. На рис. 2 представлены результаты для следующих параметров: начальная энергия электронов 0.4 MeV,  $I = 0.1$ ,  $n = 1.4$ ,  $\alpha_0 = 10^{-4}$ ,  $\mu = 0.28$ ,  $z_a/\lambda = 11$ ,  $\varepsilon = 0.04$ ,  $\nu = 0.1$ . После включения ускоряющего поля осуществляется некоторое доускорение электронов с последующим захватом волной. В переходной области происходят затухающие синхротронные колебания частиц в потенциальной яме, оканчивающиеся установлением стационарного состояния (в данном случае  $\gamma = 1.67$ ,  $p = 0.6$ ,  $p_z = 1.2$ ,  $\alpha = 0.2$ ; положение стационарной точки в области устойчивости показано на рис. 1). При этом эффективность взаимодействия, определяемая при  $\xi > \xi_a$  как  $\eta = [\gamma_0 - \gamma + \varepsilon(\xi - \xi_a)]/[\gamma_0 - 1 + \varepsilon(\xi - \xi_a)]$ , возрастает (составляет 90% при  $z/\lambda = 32$ , 95% при  $z/\lambda = 64$ ) и стремится к 100%. Отметим, что частота излучения может быть высокой (в данном случае  $\omega/\omega_B \approx 3.5$ ).

Колебательный характер переходного процесса в значительной степени связан с неадиабатичностью использованного включения ускоряющего поля. При более плавном включении амплитуда осцилляций может быть меньше.

Проведенные расчеты показали высокую устойчивость рассмотренного режима захвата к изменению параметров мазера, в частности к энергетическому и скоростному разбросу электронов.

Захват пучка обнаружен и без распределенного вывода излучения в секции ускорения ( $\nu = 0$ ). Ясно, что стационарный режим при этом невозможен, так как происходит рост амплитуды волны и поперечного импульса. Кроме больших

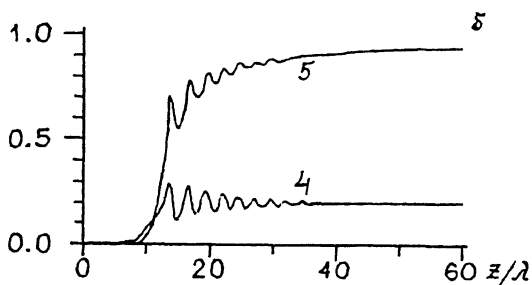
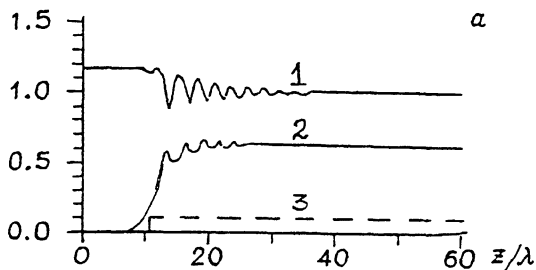


Рис. 2. Зависимости характеристик электронного пучка и излучения от длины взаимодействия: 1 — отношение продольной скорости электронов к фазовой скорости волны  $p_z/\gamma n$ , 2 — поперечный импульс  $p_s$ , 3 — ускоряющее поле и потери  $\varepsilon$ ,  $\nu$ , 4 — амплитуда волны  $\alpha_s$ , 5 — эффективность излучения  $\eta$ .

напряженностей поля и ларморовских радиусов электронов недостаток этого случая состоит в меньшей эффективности излучения, так как часть энергии идет на увеличение поперечного импульса частиц. Однако практически его реализация может быть проще.

Существенные особенности предложенного режима заключаются в возможности полного захвата винтового релятивистского электронного пучка в однородной замедляющей структуре в условиях аномального эффекта Доплера и полного преобразования потенциальной энергии ускоряющего поля в электромагнитное излучение без дезахвата электронов. Кроме того, осуществима эффективная рекуперация использованного электронного пучка, так как он практически моноскоростной.

## Список литературы

- [1] *Sprangle P.A., Tang C.M., Manheimer W.M.* // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. N 1. P. 302-306.
- [2] *Гинзбург Н.С., Манькин И.А., Поляк В.Е. и др.* // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1988. В. 5. С. 37-77.
- [3] *Беляевский Е.Д.* // РиЭ. 1971. Т. 16. № 1. С. 208-210; Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 10. С. 1312-1314.
- [4] *Лукьянчиков Г.С.* // РиЭ. 1970. Т. 15. С. 1104-1106.
- [5] *Gover A., Tang C.M., Sprangle P.A.* // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 1. P. 124-129.
- [6] *Гинзбург Н.С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 4. С. 470-479; 1986. Т. 29. № 6. С. 728-735.
- [7] *Кубарев В.А., Черепанин В.А.* // РиЭ. 1994. Т. 39. № 2. С. 309-317.

Московский  
государственный университет  
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
11 апреля 1995 г.

---