

ПРИБЛИЖЁННАЯ ДВУМЕРНАЯ ТЕОРИЯ ФОТО-ЛБВ В РЕЖИМЕ
СЛАБЫХ СИГНАЛОВ

Г.М. Краснова

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
krasnovagm@rambler.ru

В рамках линейной двумерной теории рассмотрены процессы, происходящие в ЛБВ с фотокатодом, при использовании которого возможно получение предварительной модуляции эмиссии электронного потока. Взаимодействие электромагнитной волны и бесконечно тонкого ленточного электронного потока описано с учётом конечности фокусирующего магнитного поля. Решение задачи проведено методом последовательных приближений и методом дисперсионного уравнения, как в общем случае, так и в двухволновом приближении.

Необходимость решения подобной задачи вызвана тем, что в последнее десятилетие в Европе и США созданы программы по вакуумной СВЧ электронике, направленные на использование новых технологий при освоении миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн и отражающие тенденции последних лет. В частности, в европейском проекте OPTHER (Optically Driven THz Amplifiers) одним из направлений является создание вакуумного терагерцового усилителя с использованием автоэмиссионных катодов из углеродных нанотрубок [1]. В одной из предлагаемых конструкций эмиссией с холодного катода управляет инфракрасный лазер, излучение которого модулировано на частоте ТГц диапазона. Таким образом, имеет место возвращение к идее фото-ЛБВ на ином технологическом уровне, а также к построению теории приборов с фотокатодом.

Для описания процессов взаимодействия в фото-ЛБВ используется система уравнений возбуждения ВЧ электрического поля в линии передачи и ВЧ смещений электронов в ленточном электронном потоке [2] в приближении заданного тока:

$$E_x(x) = E_x(0)e^{-j\beta_0 x} - \frac{\beta_0^2 K}{2} \int_0^x \tilde{i}(\bar{x}) e^{-j\beta_0(x-\bar{x})} d\bar{x}, \quad (1)$$

$$\tilde{i}(x) = \beta_e I_0 \frac{\text{sh}(\beta_0 y_0)}{\text{sh}(\beta_0 d)} (j \text{sh}(\beta_0 y_0) \tilde{x}(x) + \text{ch}(\beta_0 y_0) \tilde{y}(x)), \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \tilde{x}}{dx^2} + 2j\beta_e \frac{d\tilde{x}}{dx} - \beta_e^2 \tilde{x} = \frac{\eta}{\nu_0^2} E_x(x) + \frac{\eta}{\nu_0^2} E_{\text{ПЗх}}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \tilde{y}}{dx^2} + 2j\beta_e \frac{d\tilde{y}}{dx} - (\beta_e^2 - \beta_c^2) \tilde{y} = j \frac{\eta}{\nu_0^2} E_x(x) \text{cth}(\beta_0 y_0) + \frac{\eta}{\nu_0^2} E_{\text{ПЗу}}, \quad (4)$$

где $\tilde{x}(x)$ и $\tilde{y}(x)$ – продольные и поперечные ВЧ смещения электронов, K – сопротивление связи, $E_{\text{ПЗx}} = -B\omega_p \tilde{x} \cdot \text{th}(\beta_0 y_0)$, $E_{\text{ПЗy}} = B\omega_p \tilde{y} / \text{th}(\beta_0 y_0)$ – компоненты напряжённости поля пространственного заряда, β_0 – фазовая постоянная волны в системе без пучка, $\beta_c = (\eta B) / \nu_0$ – фазовая постоянная циклотронной волны, B – индукция магнитного поля, $\eta = e/m$, e и m – заряд и нерелятивистская масса электрона, ν_0 – постоянная продольная скорость потока, l – длина системы, y_0 – координата влёта пучка. Вывод выражений для компонент напряженности поля пространственного заряда приведён в монографии [3].

Одним из основных параметров фото-ЛБВ является эквивалентное сопротивление R_{eq} , связанное с величиной ВЧ мощности соотношением

$$P = \frac{|E(x)|^2}{2\beta_0^2 K} = \frac{1}{2} |i(0)|^2 R_{eq} \quad \rightarrow \quad R_{eq} = \frac{1}{\beta_0^2 K} \frac{|E(x)|^2}{|i(0)|^2}. \quad (5)$$

С использованием уравнений (1) – (4) и следующих начальных условий $\tilde{x}_0 \neq 0$, $\tilde{y}_0 \neq 0$, $\tilde{x}'_0 = \tilde{y}'_0 = 0$, получены выражения для тока и напряжённости электрического поля, после подстановки которых в выражение для эквивалентного сопротивления определена его связь с имеющимися параметрами.

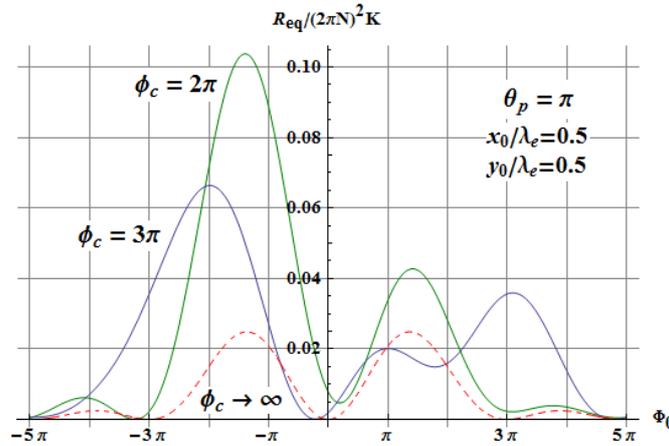


Рис. 1. Зависимость $R_{eq} / K(2\pi N)^2$ от относительного угла пролёта при различных значениях циклотронного угла пролёта

На рис. 1 приведены зависимости $R_{eq} / K(2\pi N)^2$ от относительного угла пролёта $\Phi_0 = (\beta_e - \beta_0)l$ при различных значениях циклотронного угла пролёта $\phi_c = \beta_c l$ и величины пространственного заряда $\theta_p = \beta_p l$ (N – длина пространства взаимодействия в электронных длинах волн). При определённом значении относительного угла пролёта эквивалентное сопротивление достигает максимальной величины, которая возрастает при уменьше-

нии магнитного поля (или уменьшении ϕ_c). Пунктирная кривая соответствует случаю одномерной теории [3], когда приложено бесконечно большое магнитное поле и поперечные смещения в электронном потоке отсутствуют. Также следует отметить, что сами начальные условия на эквивалентное сопротивление не влияют, однако оно зависит именно от соотношения продольных и поперечных смещений (рис. 2).

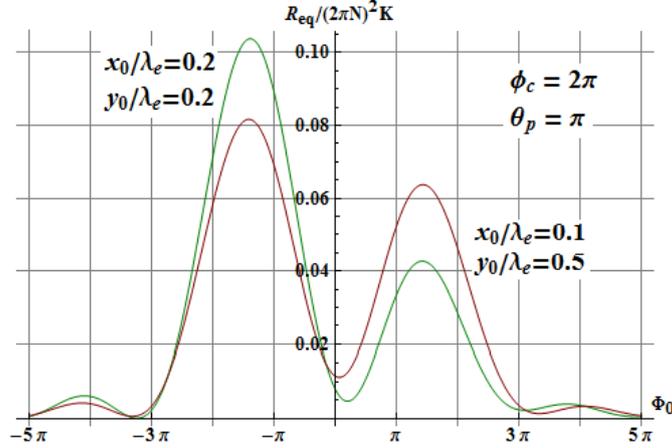


Рис. 2. Зависимость $R_{eq} / K(2\pi N)^2$ от относительного угла пролёта при различных значениях начальных смещений

Соответствующее системе дисперсионное уравнение имеет вид

$$\begin{aligned}
 & (\beta - \beta_0) \left((\beta - \beta_e)^2 - \beta_p^2 \right) \left((\beta - \beta_e)^2 - (\beta_c^2 - \beta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0)) \right) = \\
 & = \beta_e \beta_0^2 C_0^3 \frac{\text{sh}^2(\beta_0 y_0)}{\text{sh}(\beta_0 d)} \left(\beta_c^2 - (\beta - \beta_e)^2 (\text{cth}^2(\beta_0 y_0) + 1) \right)
 \end{aligned} \tag{6}$$

Решить уравнение (6) в аналитическом виде невозможно, но наличие пятой степени свидетельствует о том, что в свободном потоке могут распространяться пять парциальных волн (собственная волна, медленная и быстрая волны пространственного заряда (МВПЗ и БВПЗ), медленная и быстрая циклотронные волны (МЦВ и БЦВ)). Соответственно, при некоторых значениях относительного угла пролёта возможно резонансное взаимодействие электромагнитной волны в линии передачи и одной из волн, возбуждаемых в электронном потоке, что позволяет перейти к решению задачи в двухволновом приближении.

Как с помощью метода дисперсионного уравнения, так и с помощью метода последовательных приближений (в первом приближении), были получены одинаковые выражения для эквивалентного сопротивления в двухволновом приближении. Так при синхронизме волны в линии с медленной волной пространственного заряда ($\beta = \beta_e + \beta_p$)

$$R_{eq} = \frac{(2\pi N)^2 K}{4} \left(1 - \frac{(2\pi C_0 N)^3}{12\sqrt{2}\theta_p} \right)^2, \tag{7}$$

а с медленной циклотронной волной ($\beta = \beta_e + \sqrt{\beta_c^2 - \beta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0)}$)

$$R_{eq} = \frac{(2\pi N)^2 K}{4} \left(1 - \frac{(2\pi C_0 N)^3}{12\sqrt{2}\sqrt{\phi_c^2 - \theta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0)}} \right)^2. \quad (8)$$

Следует отметить, что при выполнении условия $\beta_c^2 - \beta_p^2 \text{cth}^2(\beta_0 y_0) < 0$ в данной системе возможно появление пучковой неустойчивости. Она обусловлена совместным влиянием магнитного поля и поля пространственного заряда. Неустойчивость также сказывается на взаимодействии. В частности, меняется вид зависимости эквивалентного сопротивления от относительного угла пролёта (рис. 3). Синхронизма с циклотронными волнами в этом случае не будет.

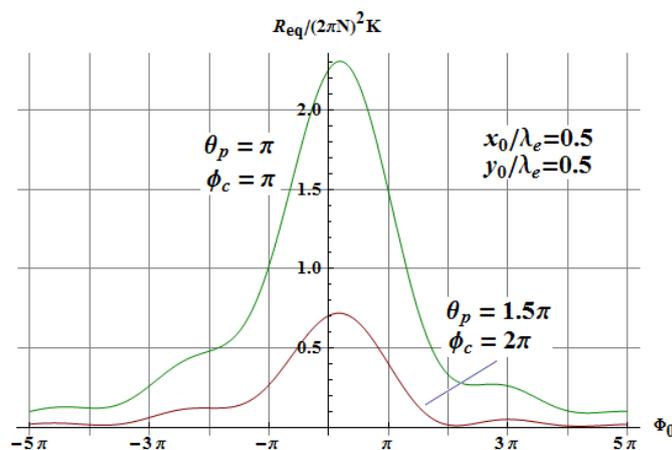


Рис. 3. Зависимость $R_{eq}/K(2\pi N)^2$ от относительного угла пролёта при наличии неустойчивости электронного потока

Работа выполнена при поддержке Президентской программы поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проект НШ-1430.2012.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Викулов И. // Электроника НТБ. 2010. №4. С.108.
2. Krasnova G.M. // Physics of Wave Phenomena. 2011. V.19. No 4. P.290.
3. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. «Аналитические методы расчета в электронике СВЧ» М.: Советское радио, 1970.