

Министерство образования и науки Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра электроники, колебаний и волн

Некоторые вопросы теории оротрона с двумя электронными пучками

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студентки 4 курса 421 группы

направления 03.03.03 Радиофизика

Факультета нелинейных процессов

Тамбовцевой Марии Алексеевны

Научный руководитель

Ассистент кафедры

электроники, колебаний и волн

Титов А.В.

Зав. кафедрой электроники,

колебаний и волн,

член-корр. РАН, д.ф.-м.н., профессор

Трубецков Д.И.

Саратов 2018 г.

ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы является анализ работы двухлучевого оротрона в нелинейном режиме на основе построенной приближенной нелинейной теории.

На сегодняшний день терагерцовый диапазон, лежащий на границе сверхвысокочастотного и оптического диапазонов, недостаточно полно освоен. В качестве одного из современных источников терагерцового излучения можно упомянуть лампу обратной волны. Современные коротковолновые ЛОВ способны генерировать излучение в диапазоне от 100ГГц до 1,4ТГц. Их выходная мощность лежит в диапазоне от 1Вт для 100ГГц до 1мВт для 1.4ТГц. При этом используются напряжения порядка 1 – 6 кВ. Особняком стоят лампы обратной волны, производимые на предприятии «Исток», поскольку позволяют получить излучение мощностью в десятки милливатт на частоте 2ТГц.

Помимо ЛОВ в качестве источников терагерцового излучения используются оротроны. Современные оротроны позволяют получить от 1Вт на частоте 90ГГц до 100мВт на частоте 310ГГц. При этом сам прибор может весить порядка 20 кг за счет системы, создающей магнитное поле. Совсем недавно была предложена схема оротрона с двухрядной периодической структурой (ДПРС) [1] (. Использование ДПРС позволяет увеличить выходную мощность и расширить частотный диапазон перестройки. Примерно в том же диапазоне находятся и выходные параметры клинотрона.

Также следует упомянуть клистроны с распределенным взаимодействием, производимые компанией СРІ. Они позволяют получить до 1кВт средней мощности и до 3кВт в импульсе на частоте порядка 90ГГц, и до 100мВт средней мощности и 2 Вт в импульсе на 700ГГц.

Также к сверхмощным генераторам терагерцового диапазона относятся гиротроны. Современные гиротроны представляют собой крайне громоздкие приборы. Тем не менее, они позволяют получить мощности до 5 кВт в одиночном 30 мкс импульсе на частоте 1 ТГц. При увеличении длительности импульса до 10 мкс с частотой следования 0.1 Гц мощность падает до 500 Вт.

Далее следует упомянуть лазеры на свободных электронах. На сегодняшний день двухступенчатые ЛСЭ позволяют получить в импульсном режиме среднюю мощность 1 кВт и пиковую мощность 2 МВт на длине волны 40-80 мкм. Длительность импульсов составляет 20–40 пс, частота повторения импульсов составляет порядка 11 МГц.

В качестве усилителей терагерцового диапазона используются лампы бегущей волны. Были созданы образцы ЛБВ с рабочими частотами 660 ГГц и 850 ГГц, с перестройкой порядка 15 ГГц и выходными мощностями порядка 150 мВт.

Следует также упомянуть работы американской группы ученых (например, [2]). Авторы предлагают использовать систему из двух сферических зеркал, образующих резонатор, перпендикулярно которым распространяются два близко расположенных параллельных релятивистских электронных пучка. Согласно прогнозам, размер подобной системы не превышает 1 м, причем сама система может генерировать до 100 Вт на частоте 1 ТГц. В качестве основного механизма указывается явление двухпоточковой неустойчивости. В рамках исследования была защищена PhD диссертация, посвященная моделированию указанной системы [3]. Однако, по всей видимости, исследования дальше компьютерного моделирования не продвинулись.

Из всего описанного выше, что на сегодняшний день большинство источников терагерцового диапазона имеют достаточно сложную конструкцию, а в случае большой выходной мощности и значительные размеры. При этом наблюдается дефицит миниатюрных и простых по конструкции устройств.

На сегодняшний день генераторы дифракционного излучения (ГДИ) являются одними из самых перспективных приборов для генерации излучения терагерцового диапазона частот, занимая нишу между ЛОВ и мощными релятивистскими приборами, такими как клистроны, гиротроны и ЛСЭ.

Как уже упоминалось, взаимодействие двух электронных потоков способно повысить степень группировки электронов. Это в свою очередь может привести к снижению пусковых токов, повышению КПД и выходной мощности.

Цель данной работы заключается в последовательном рассмотрении теории генератора дифракционного излучения с открытым резонатором – оротрона, а также в построении приближенной нелинейной теории оротрона с двумя взаимодействующими электронными потоками.

Работа включает введение, пять глав и заключение. В первой главе приведен краткий обзор основных конструкций генераторов излучения Смита-Парселла. Во второй главе приведена последовательная линейная теория двухлучевого оротрона. В третьей главе приведены основные элементы теории волнового метода Солнцева. В четвертой главе описана нелинейная теория оротрона с учетом полей пространственного заряда. В пятой главе построена приближенная нелинейная теория оротрона с двумя электронными потоками.

Работа состоит из следующих основных пунктов:

– Обзор различных конструкций генераторов дифракционного излучения

– Линейная теория оротрона

Однолучевой оротрон с постоянным распределением амплитуды поля

Однолучевой оротрон с гауссовым распределением амплитуды поля

Двухлучевой оротрон с постоянным распределением амплитуды поля

Двухлучевой оротрон с гауссовым распределением амплитуды поля

– Волновой метод Солнцева в применении к анализу взаимодействия двух электронных пучков

– Элементы нелинейной теории оротрона

Нелинейная теория оротрона с учетом пространственного заряда

– Элементы нелинейной теории оротрона с двумя электронными пучками

Нелинейная теория двухпотоковой неустойчивости

Нелинейная теория двухлучевого оротрона

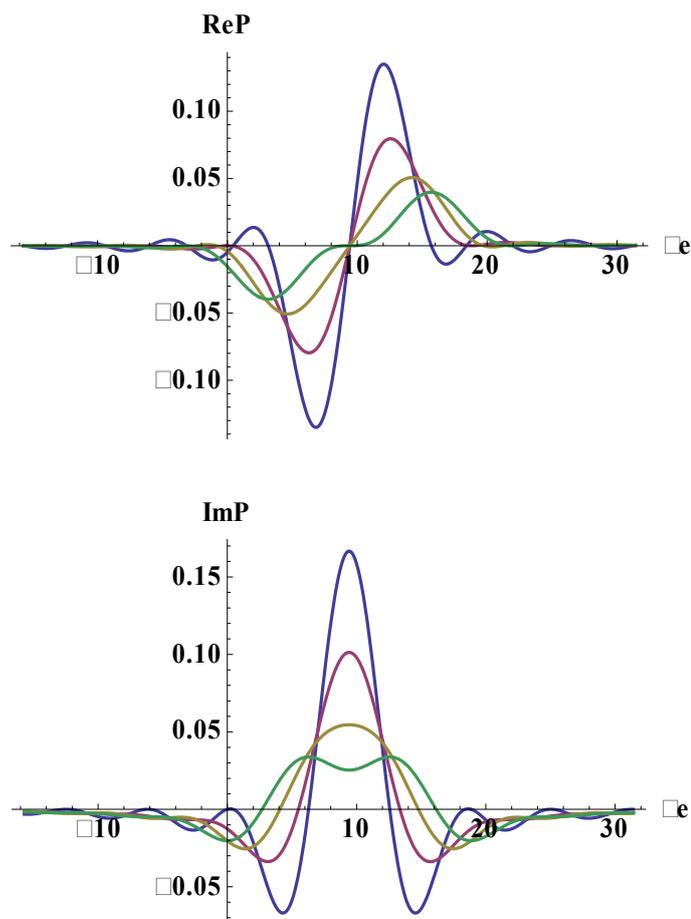
В первом пункте представлен обзор различных конструкций генераторов дифракционного излучения.

Во втором пункте приведена линейная одномерная теория оротрона для двух случаев распределения амплитуды поля в резонаторе: постоянного распределения и распределения Гаусса.

Решались задачи с разным распределением поля в резонаторе, простейший вид распределения это постоянный, формула (1)

$$E(x) = E_0 e^{-j\beta x} \quad (1)$$

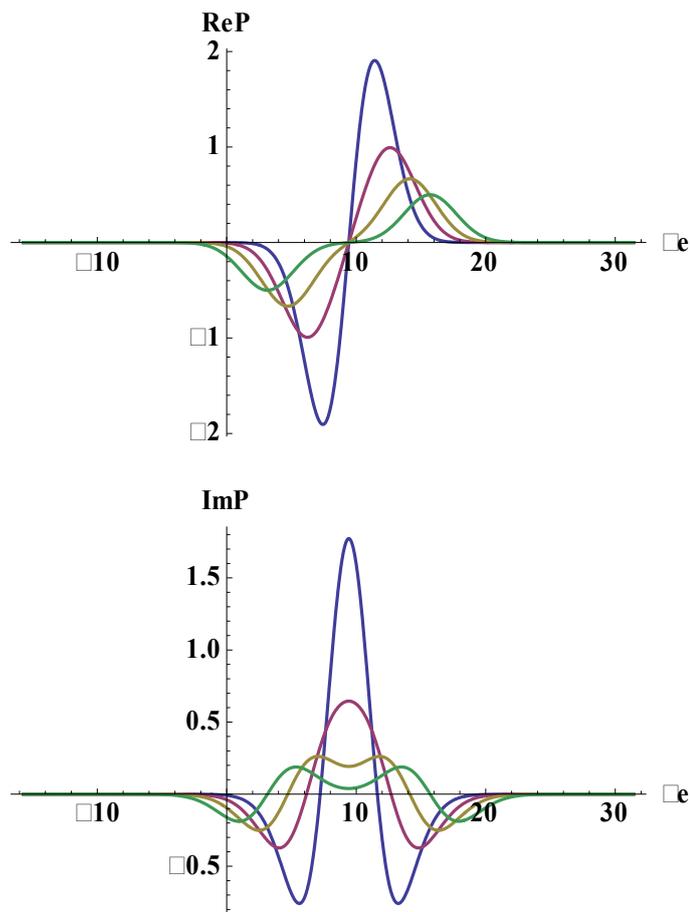
Находится сгруппированный ток в заданном поле. После чего получают выражение для мощности взаимодействия электронного потока с полем резонатора. На основе полученных выражений строят зависимости мнимой и действительных частей безразмерной функции мощности от углов пролёта.



Графики зависимости действительной и мнимой частей безразмерной функции мощности от угла пролета при различных значениях плазменного угла.

Аналитические формулы линейной теории можно получить и для гауссова распределения амплитуды поля в пространстве взаимодействия.

Гаусово распределение ближе к реальному. С точки зрения Гауссова распределения мощность взаимодействия получается меньше, по той причине что амплитуда падает по краям, а не постоянна, т.е. эффективность взаимодействия к краям уменьшается, электронный пучок не так эффективно обменивается энергией с полем, как было с постоянным распределением.



Графики зависимости действительной и мнимой частей безразмерной функции мощности от угла пролета при $\hat{\beta}_0 = 2\pi$, при значениях $\hat{\phi}_p$ равных $0, \pi, 1.5\pi$ и 2π (сверху вниз)

Аналогично можно построить теорию двухлучевого оротрона и в результате получить безразмерную функцию мощности взаимодействия электронного потока с пространством взаимодействия.

В третьем пункте рассматривался волновой метод Солнцева в применении к анализу взаимодействия двух электронных пучков

Теория В.Т. Овчарова и В.А. Солнцева основана на приближенном методе решения уравнений

$$-\frac{\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}}{\left(1 + \frac{1}{\beta_e} \frac{\partial \theta}{\partial x}\right)^2} = \operatorname{Re} \left\{ j \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p_n^2 \beta_p^2}{n} \Gamma'_n e^{jn(\omega t_1 + \theta)} \right\} \quad (2)$$

$$\Gamma'_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jn(\omega t_1 + \theta)} d(\omega t_1) \quad (3)$$

В основу метода положено упрощение исходных уравнений теории. Это упрощение возможно в связи с тем, что переменная часть θ угла пролёта, которая возникает под действием ВЧ поля пространственного заряда, является периодической функцией времени влёта t_1 электронов в пространство группирования и может быть разложена на ряд Фурье [4]

$$\theta(x, t_1) = \operatorname{Re} \sum_{m=1}^{\infty} \theta_m e^{im\omega t_1} \quad (4)$$

$$\theta_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \theta(x, t_1) e^{-jm\omega t_1} d(\omega t_1) \quad (5)$$

Так же были рассмотрены Элементы нелинейной теории оротрона, а именно элементы нелинейной теории оротрона с двумя электронными пучками

В данной главе была построена приближенная нелинейная теория оротрона с двумя взаимодействующими электронными потоками. Предварительно будут приведены элементы приближенной нелинейной теории взаимодействия двух электронных потоков посредством полей пространственного заряда.

Нелинейная теория двухлучевого оротрона

Как и ранее, введем время в системе координат Лагранжа для каждого пучка и уравнения движения. Общее поле пространственного заряда будем считать следующим образом:

$$E_{\text{полн}} = E(x, t_1) + E_{\text{пз1}}(x, t_1) + E_{\text{пз2}}(x, t_2), \quad (6)$$

где распределение поля в резонаторе в виде функции Гаусса:

$$E(x, t) = \text{Re} \left\{ E_1 C_s e^{-\frac{x^2}{2r^2}} e^{j(\omega t_1 - \beta_{e1} x)} \right\} = E_1 C_s e^{-\frac{x^2}{2r^2}} \cos(\omega t_1 - \beta_{e1} x) \quad (7)$$

Поля пространственного заряда, создаваемые каждым из пучков, выражаются согласно дисковой модели электронного пучка. Проводя преобразования, аналогичные тем, что проводились в предыдущих разделах, получаем систему уравнений для возмущений фаз электронов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} = & - \left\{ \frac{\beta_{e1} \eta}{v_{01}^2} E_1 C_s e^{-\frac{x^2}{2r^2}} \cos(\omega t_1 - \beta_{e1} x) + \right. \\ & \left. + \text{Re} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{j p_{1n}^2}{\omega n \epsilon_0 s_1} \frac{\beta_{e1} \eta}{v_{01}^2} I_{01} I'_{1n} e^{-jn\beta_{e1} x} e^{jn\omega t_1} + \frac{j p_{2n}^2}{\omega n \epsilon_0 s_2} \frac{\beta_{e1} \eta}{v_{01}^2} I_{02} I'_{2n} e^{-jn\beta_{e2} x} e^{jn\omega t_2} \right) \right] \right\} \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} = & - \left\{ \frac{\beta_{e2} \eta}{v_{02}^2} E_1 C_s e^{-\frac{x^2}{2r^2}} \cos(\omega t_1 - \beta_{e1} x) + \right. \\ & \left. + \text{Re} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{j p_{1n}^2}{\omega n \epsilon_0 s_1} \frac{\beta_{e2} \eta}{v_{02}^2} I_{01} I'_{1n} e^{-jn\beta_{e1} x} e^{jn\omega t_1} + \frac{j p_{2n}^2}{\omega n \epsilon_0 s_2} \frac{\beta_{e2} \eta}{v_{02}^2} I_{02} I'_{2n} e^{-jn\beta_{e2} x} e^{jn\omega t_2} \right) \right] \right\} \quad (9) \end{aligned}$$

После соответствующих замен:

$S = \frac{v_{02}}{v_{01}}$ – отношение скоростей пучков, $u_0 = \omega t_0$,

$u_1(x, t_0) = (\omega t_1 - \beta_{e1}x) = u_0 + \theta_1(x, u_0)$, $u_2(x, t_0) = (\omega t_2 - \beta_{e2}x) = u_0 + \theta_2(x, u_0)$, $\xi = \frac{x}{\sqrt{2r}}$

– безразмерная координата, $F = \frac{2\beta_e \eta r^2 E_1 C_s}{v_{01}^2}$ – безразмерная амплитуда поля,

$q_1 = 2r^2 \beta_{p1}^2$ – параметр пространственного заряда первого пучка, $q_2 = 2r^2 \beta_{p2}^2$ –

параметр пространственного заряда второго пучка, $\beta_{p1}^2 = \frac{\omega_{p1}^2}{v_{01}^2}$, $\beta_{p2}^2 = \frac{\omega_{p2}^2}{v_{02}^2}$, $\omega_{p1}^2 = \frac{\eta I_{01}}{v_{01} s_1 \epsilon_0}$,

$\omega_{p2}^2 = \frac{\eta I_{02}}{v_{02} s_2 \epsilon_0}$ – плазменные частоты пучков, система уравнений примет вид:

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} = - \left\{ F e^{-\xi^2} \cos u_1 + \operatorname{Re} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{j p_{1n}^2 q_1}{n} I'_{1n} e^{j n u_1} + \frac{j S^3 p_{2n}^2 q_2}{n} I'_{2n} e^{j n u_2} \right) \right] \right\} \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \xi^2} = - \left\{ \frac{F}{S^3} e^{-\xi^2} \cos u_1 + \operatorname{Re} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{j p_{1n}^2 q_1}{S^3 n} I'_{1n} e^{j n u_1} + \frac{j p_{2n}^2 q_2}{n} I'_{2n} e^{j n u_2} \right) \right] \right\} \quad (11)$$

Вновь воспользуемся волновым методом Солнцева так же, как это было сделано в предыдущем разделе. В результате получим систему дифференциальных уравнений относительно параметров группировки пучков:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B_1}{\partial \xi^2} = & -F e^{-\xi^2} \left[J_0(B_1) + J_2(B_1) e^{-j\pi} \right] - \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2p_{1n}^2 q_1}{n} J_n(nB_1) \left[J_{n-1}(nB_1) + J_{n+1}(nB_1) e^{-j\pi} \right] \right\} - \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2S^3 p_{2n}^2 q_2}{n} J_n(nB_2) \left[J_{n-1}(nB_2) + J_{n+1}(nB_2) e^{-j\pi} \right] \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B_2}{\partial \xi^2} = & -\frac{F}{S^3} e^{-\xi^2} \left[J_0(B_1) + J_2(B_1) e^{-j\pi} \right] - \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2p_{1n}^2 q_1}{S^3 n} J_n(nB_1) \left[J_{n-1}(nB_1) + J_{n+1}(nB_1) e^{-j\pi} \right] \right\} - \end{aligned}$$

$$-\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2p_{2n}^2 q_2}{n} J_n(nB_2) [J_{n-1}(nB_2) + J_{n+1}(nB_2) e^{-j\pi}] \right\} \quad (13)$$

Эту систему следует дополнить выражениями для токов:

$$I'_{1n}(x) = 2J_n(nB_1) e^{-j\frac{\pi}{2}n} \quad (14)$$

$$I'_{2n}(x) = 2J_n(nB_2) e^{-j\frac{\pi}{2}n} \quad (15)$$

В результате подстановки решения системы (12) –(13) в выражения (14) и (15) получено распределение сгруппированного тока в резонаторе. После этого легко получить выражение для мощности взаимодействия электронных потоков с полем резонатора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено последовательное рассмотрение теории генератора дифракционного излучения с открытым резонатором – оротрона. Также в рамках работы была построена приближенная нелинейная теория двухлучевого оротрона с двумя взаимодействующими электронными потоками. В результате была получена система нелинейных дифференциальных уравнений, на основе которой можно получить выражение для мощности взаимодействия электронных потоков с полем открытого резонатора в нелинейном режиме. Полученный аппарат позволяет проводить анализ оптимальных значений параметров пучков.

1 Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин, Письма в ЖТФ, 2012, том 38, вып. 11)

2 – Bishofberger K., Carlsten B., Faehl R. // Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, 2008, 1D-FELs, 504-505

3 – T. Svimonishvili, Modeling of a compact terahertz source based on the two-stream instability. The University of New Mexico. Albuquerque, New Mexico. July, 2011

4 – Солнцев В.А. Нелинейные волны в электронных потоках. // «Известия ВУЗов.», «Радиофизика». 1974, Т. 17, №4.