

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

Кафедра нелинейной физики

Некоторые вопросы линейной теории оротрона

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 2 курса 2211 группы
направления 03.04.01
Института физики
Мирзаханова Рустама Ризахановича

Научный руководитель
доцент кафедры
электроники, колебаний и волн,
к.ф.-м.н.

_____ Титов А.В.

Зав. кафедрой нелинейной физики
к.ф.-м.н., доцент

_____ Бегинин Е.Н.

Саратов, 2022 г.

ВВЕДЕНИЕ

На данный момент в СВЧ электронике активно разрабатываются и изучаются методы генерации и усиления электромагнитного излучения субмиллиметрового (терагерцового) диапазона частот. Этот диапазон располагается между коротковолновой областью СВЧ диапазона и длинноволновой областью оптического диапазона. Внимание к данному диапазону частот вызвано свойствами, которые проявляет излучение терагерцового диапазона при взаимодействии с молекулами различных веществ. Также, терагерцовый диапазон частот предоставляет огромные возможности для разработки современных типов высокоскоростных средств связи и приборов сверхточной радиолокации.

В настоящее время существует ряд достаточно известных электровакуумных приборов терагерцового диапазона, которые широко используются при решении актуальных задач экспериментальной физики, астрономии, исследовании природных ресурсов, радиолокации, в коммуникационных системах и медицине. Так же уместно обратить внимание на то, что увеличивающиеся требования к характеристикам электровакуумных усилителей и генераторов электромагнитных колебаний придали толчок поиску новых технологий и механизмов преобразования энергии. К примеру, наряду с развитием известных нам устройств типа ЛБВ, ЛОВ, клистрон, магнетрон, были предложены новые приборы, в частности оротрон, генератор дифракционного излучения (ГДИ), лазер на свободных электронах Смита-Парселла.

Основной особенностью приборов, принцип действия которых основан на применении излучательных эффектов, является наличие нерегулярных открытых электродинамических систем, выполненных в виде открытых резонаторов (ОР) и открытых волноводов (ОВ). Такие системы являются более предпочтительными в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне, за счет формирования объемных электромагнитных волн.

Основным прибором для исследования в настоящей работе служит электровакуумный прибор под названием “оротрон”. Прибор представляет собой открытый двухзеркальный резонатор, у которого одно зеркало является плоским, а второе имеет выпуклую форму. На плоском зеркале нанесена периодическая структура (гребенка), а на втором зеркале находится небольшое щелевое отверстие для вывода энергии. Между этими системами находится электронная пушка с ленточным пучком.

Целью данной работы является краткий обзор работ, посвященных применению излучения Смита-Парселла (ИСП), а также анализ режимов работы оротрона с одним и двумя пучками на основе построенной линейной теории.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Глава 1. В первой главе приведено теоретическое рассмотрение модели описания механизма излучения Смита–Парселла, проведен краткий обзор статей, посвященных применению излучения Смита-Парселла (ИСП) [1, 2], а также рассматривается конструкция оротрона и генератора дифракционного излучения (ГДИ)

В 1941 году было предположено, что электрон, пролетая поблизости к поверхности с периодической структурой, излучает поляризованный свет. И только в 1953 году американскими учеными Смитом и Парселлом получено основное экспериментальное подтверждение этого эффекта [3].

В последние годы целый ряд научных групп были активно вовлечены в проблемы и вопросы, связанными с излучением Смита-Перселла. В данной главе рассматриваются некоторые из них.

В дальнейшем, после публикации статьи Смита–Парселла был изобретен новый генератор электромагнитного излучения, работа которого была основана на том же принципе. Это устройство получило название варотрон. И в последствии возникло описание еще одного электровакуумного устройства, названного оротроном, принцип действия которого построен на взаимодействии электронного пучка с гребенкой, то есть периодической дифракционной структурой [4, 5].

Оротрон состоит из двух зеркал: выпуклого (4) и плоского (1) на котором нанесена замедляющая система. Она представляет собой гребенку одинаковой высоты. Период данной гребенки значительно меньше длины волны, что впоследствии при падении волны от решетки возникает отраженная волна, исключая возникновение дифракционных волн. Второе зеркало имеет выпуклую форму и радиоволновод (3). Между двумя зеркалами расположена электронная пушка, которая эмитирует пучок. a - расстояние между зеркалами.

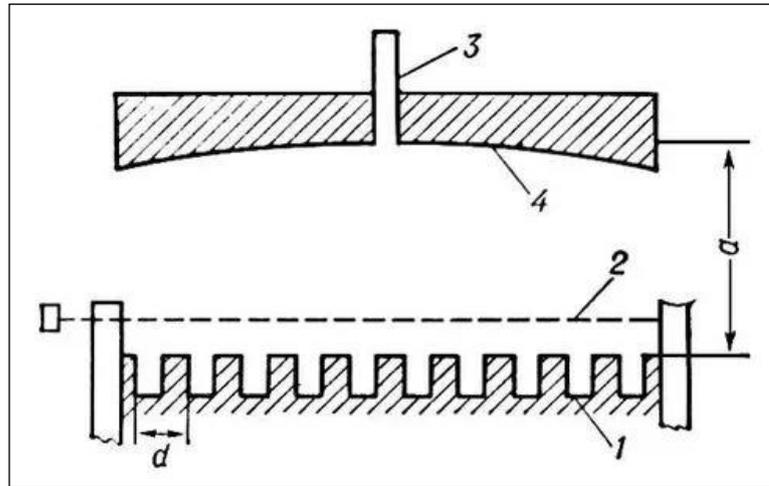


Рис.1 Схема оротрона [2]

Дальнейшее совершенствование оротрона привело к созданию ГДИ [6]. Это более модернизированная установка оротрона. Данное устройство представлено на рис. 2. На одно из зеркал 1 нанесена ограниченная дифракционная решетка 2, которая располагается на дне прямоугольной канавки. Это делается для того, чтобы уменьшить потери. Вдоль этой канавки на малом расстоянии от нее пролетает ленточный электронный пучок 3, удерживаемый сильным продольным магнитным полем. Скорость электронов пучка выбирается близкой к фазовой скорости одной из медленных волн периодической структуры решетки. Второе зеркало 4 выполнено вогнутым, что способствует лучшей концентрации отраженного им излучения на поверхность решетки.

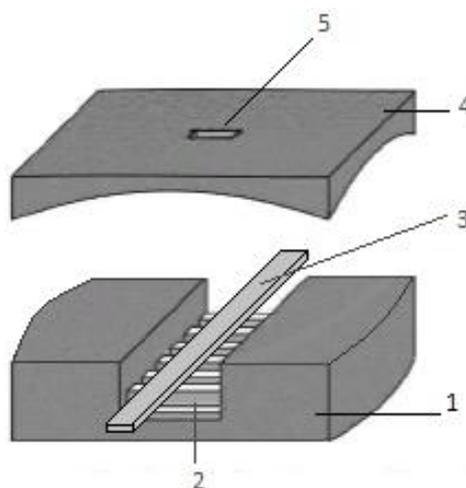


Рис. 2 Схема генератора дифракционного излучения (ГДИ)

Через отверстие в вогнутом зеркале осуществляется связь с выходным волноводом 5. Комбинированная перестройка ГДИ достигается согласованным изменением расстояния между зеркалами и соответствующим изменением ускоряющего напряжения.

В главе 2, рассматривается линейная теория нерелятивистского и релятивистского оротрона. А также проведен анализ зависимости действительной и мнимой частей безразмерной функции мощности от углов пролёта, для двух случаев распределения амплитуды поля в резонаторе: постоянного распределения и распределения Гаусса.

Решались задачи с разным распределением поля в резонаторе, простейший вид распределения этой постоянной, формула [7]:

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

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.

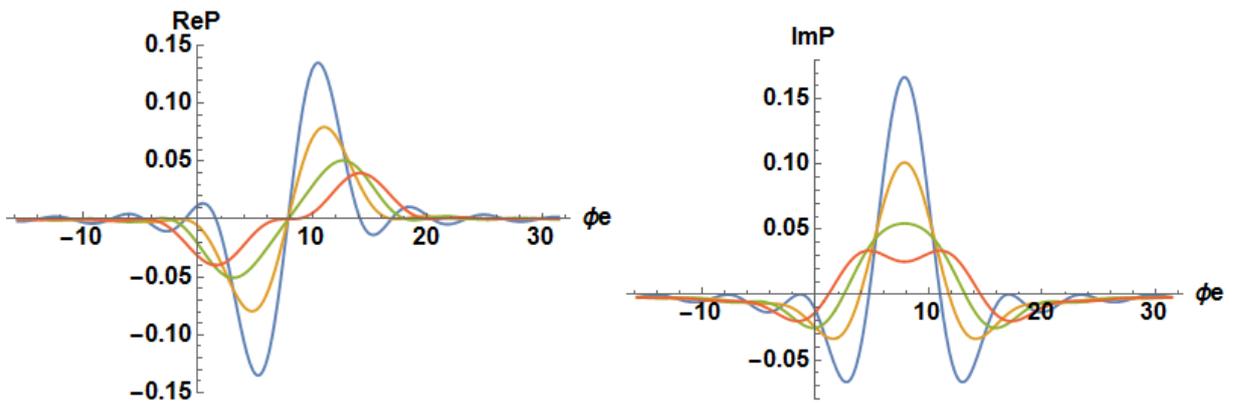


Рис. 3 Графики зависимости действительной и мнимой частей безразмерной функции мощности от угла пролета различных значениях плазменного угла φ_p равных $[0, \pi, 1.5\pi$ и $2\pi]$ (сверху вниз)

Аналитические формулы линейной теории можно получить и для гауссова распределения амплитуды поля в пространстве взаимодействия. Однако поле $E(x)$ задается теперь выражением:

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x^2}{r^2}} e^{-j\beta x}$$

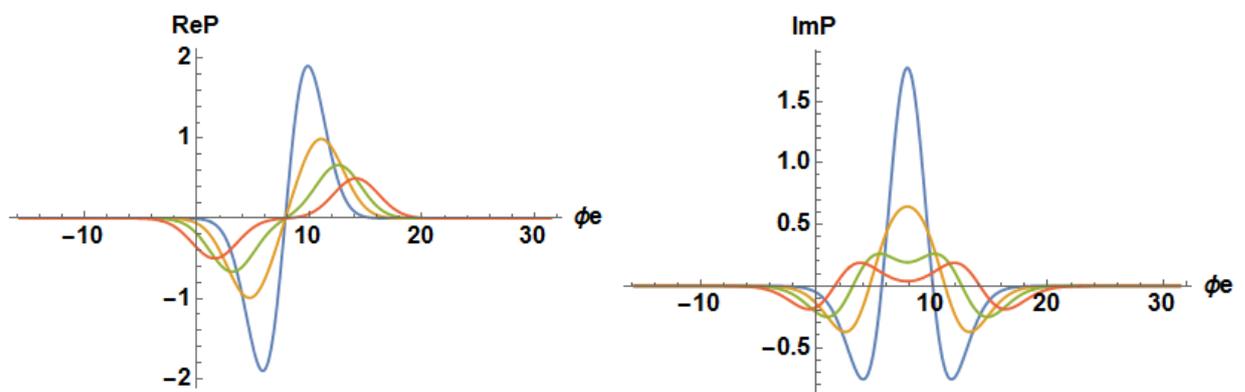


Рис. 4 Графики зависимости действительной и мнимой частей безразмерной функции мощности от угла пролета различных значениях плазменного угла φ_p равных $[0, \pi, 1.5\pi$ и $2\pi]$ (сверху вниз)

Видно, что при увеличении плазменного угла пролета φ_p , максимум безразмерной функции мощности снижается. Из этого следует, что при увеличении пространственного заряда происходит уменьшение безразмерной

функции мощности, и одновременно происходит смещение максимума направо в сторону больших ϕ , как и в случае с постоянным распределением амплитуды. Наибольшее значение этой функции, достигается при $\phi_p = 0$.

Затем рассматривалась теория релятивистского оротрона с постоянным и гауссовым распределением поля. Были приведены графики зависимости действительной и мнимой частей безразмерной функции мощности от угла пролета при различных значениях плазменного угла ϕ_p и также при изменении ускоряющего напряжения U_0 .

Для постоянного распределения амплитуды:

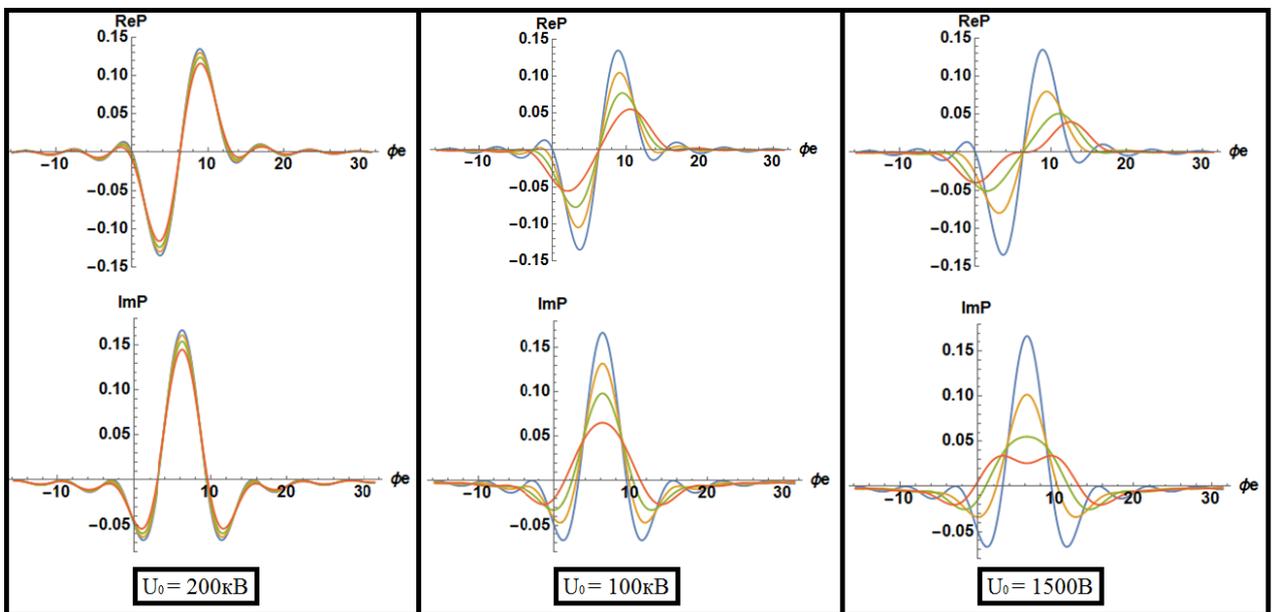


Рис. 5. Графики зависимости действительной и мнимой частей безразмерной функции мощности от угла пролета, при значениях ϕ_p , равных $[0; \pi; 1.5\pi; 2\pi]$ (сверху вниз) и U_0

Для гауссова распределения амплитуды:

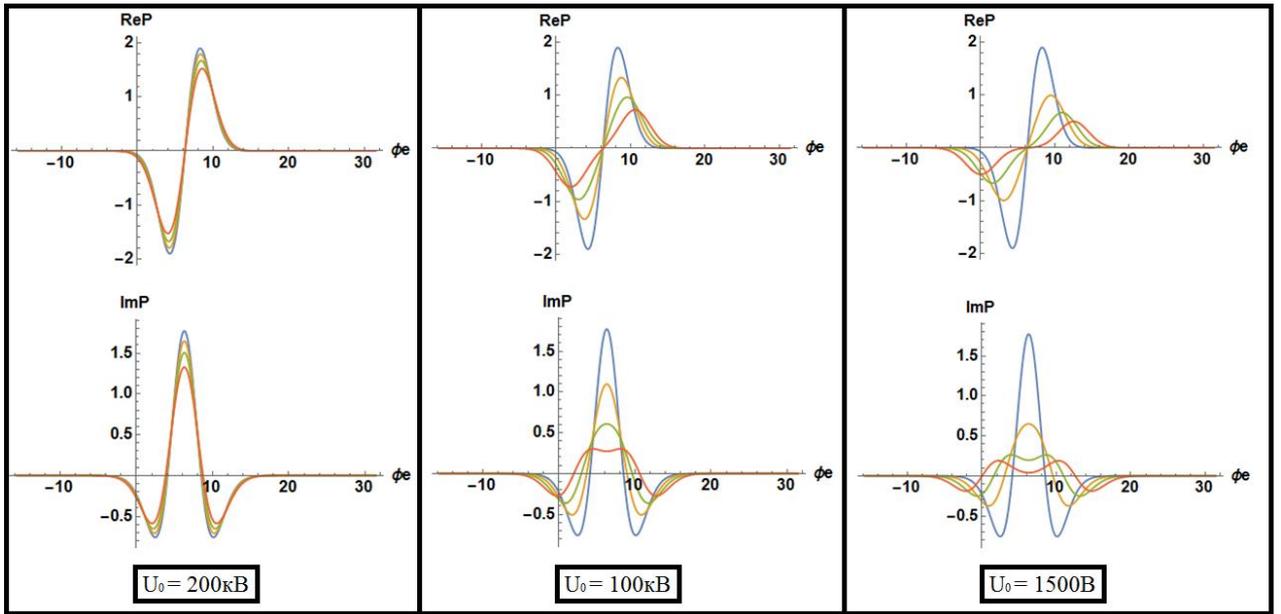


Рис. 6. Графики зависимости действительной и мнимой частей безразмерной функции мощности от угла пролета, при значениях ϕ_p , равных $[0; \pi; 1.5\pi; 2\pi]$ (сверху вниз) и U_0

При ускоряющем напряжении $U_0=200\text{кВ}$ (когда скорости близки к скорости света) видно, что увеличение плазменного угла ϕ_p , то есть значение параметра пространственного заряда, не так сильно влияет на уменьшение безразмерной функции мощности, как в случае с нерелятивистским. А при низких напряжениях $U_0=1500\text{В}$ результаты полностью совпадают с аналогичным результатом из теории нерелятивистского оротрона.

В следующей **главе 3**, рассматривается линейная теория релятивистского оротрона с двумя электронными пучками.

Система уравнений для токов, описывающая взаимодействие двух релятивистских электронных пучков с полем резонатора, с учетом того, что все переменные величины пропорциональны $e^{j\omega t}$, имеет вид:

$$\frac{d^2 i_1(x)}{dx^2} + 2jk_{e1} \frac{di_1(x)}{dx} - \left(k_{e1}^2 - \frac{k_{p1}^2}{\psi_{01}^3} \right) i_1(x) + \frac{k_{p1}^2}{\psi_{01}^3} i_2(x) = j \frac{k_{e1} I_{01} \bar{S} E(x)}{2U_{01} S_0 \psi_{01}^3} = f_1(x)$$

$$\frac{d^2 i_2(x)}{dx^2} + 2jk_{e2} \frac{di_2(x)}{dx} - \left(k_{e2}^2 - \frac{k_{p2}^2}{\psi_{02}^3} \right) i_2(x) + \frac{k_{p2}^2}{\psi_{02}^3} i_1(x) = j \frac{k_{e2} I_{02} \bar{S} E(x)}{2U_{02} S_0 \psi_{02}^3} = f_2(x)$$

где $\Psi_{01,02} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{01,02}^2}{c^2}\right)}}$, $i_{1,2}$ – токи пучков, $k_{e1,e2} = \frac{\omega}{v_{01,02}}$ – постоянные

распространения пучков, $k_{p1,p2} = \frac{\omega_{p1,p2}}{v_{01,02}}$ – плазменные постоянные

распространения пучков, $I_{01,02}$ – постоянные составляющие токов первого и второго пучков, $U_{01,02}$ – ускоряющие напряжения пучков, $v_{01,02}$ – скорости пучков, $\omega_{p1,p2}$ – плазменные частоты пучков, $E(x)$ – поле резонатора, S_0 – площадь пучков, \bar{S} – эффективная площадь пучков.

После несложных преобразование легко получить выражение для суммарного сгруппированного тока электронных пучков в заданном поле

$$\begin{aligned}
 i(x) = \frac{j}{2} E_0 e^{-j\beta x} & \left\{ \left[\frac{\frac{k_{e1} I_{01}}{U_{01} \Psi_{01}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_1 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2} I_{02}}{U_{02} \Psi_{02}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_1 + jk_{e1})^2}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta)x} - 1}{(\gamma_1 + j\beta)} \right] + \right. \\
 & + \left[\frac{\frac{k_{e1} I_{01}}{U_{01} \Psi_{01}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2} I_{02}}{U_{02} \Psi_{02}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e1})^2}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_2 + j\beta)x} - 1}{(\gamma_2 + j\beta)} \right] + \\
 & + \left[\frac{\frac{k_{e1} I_{01}}{U_{01} \Psi_{01}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_3 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2} I_{02}}{U_{02} \Psi_{02}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_3 + jk_{e1})^2}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_3 + j\beta)x} - 1}{(\gamma_3 + j\beta)} \right] + \\
 & \left. + \left[\frac{\frac{k_{e1} I_{01}}{U_{01} \Psi_{01}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_4 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2} I_{02}}{U_{02} \Psi_{02}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_4 + jk_{e1})^2}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_4 + j\beta)x} - 1}{(\gamma_4 + j\beta)} \right] \right\} ,
 \end{aligned}$$

здесь γ_i – корни полинома

$$\Delta = \left[p^2 + 2k_{e1}p - (k_{e1}^2 - k_{q1}^2) \right] \left[p^2 + 2k_{e2}p - (k_{e2}^2 - k_{q2}^2) \right] - k_{q1}^2 k_{q2}^2 ,$$

где $k_{q1,q2}^2 = \frac{k_{p1,p2}^2}{\Psi_{01,02}^3}$.

Мощность взаимодействия электронного пучка с полем резонатора может быть найдена по формуле:

$$P = \frac{1}{2} \int_0^L i(x) E^*(x) dx,$$

или

$$P = \frac{j}{4} E_0^2 \left\{ \left[\frac{\frac{k_{e1} I_{01}}{U_{01} \Psi_{01}^3} \bar{S}}{S_0} (\gamma_1 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2} I_{02}}{U_{02} \Psi_{02}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_1 + jk_{e1})^2}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_1 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_1 + j\beta)L} - 1}{(\gamma_1 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_1 + j\beta)} \right] + \right.$$

$$+ \left[\frac{\frac{k_{e1} I_{01}}{U_{01} \Psi_{01}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2} I_{02}}{U_{02} \Psi_{02}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_2 + jk_{e1})^2}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_2 + j\beta)L} - 1}{(\gamma_2 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_2 + j\beta)} \right] +$$

$$+ \left[\frac{\frac{k_{e1} I_{01}}{U_{01} \Psi_{01}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_3 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2} I_{02}}{U_{02} \Psi_{02}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_3 + jk_{e1})^2}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_4)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_3 + j\beta)L} - 1}{(\gamma_3 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_3 + j\beta)} \right] +$$

$$\left. + \left[\frac{\frac{k_{e1} I_{01}}{U_{01} \Psi_{01}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_4 + jk_{e2})^2 + \frac{k_{e2} I_{02}}{U_{02} \Psi_{02}^3} \frac{\bar{S}}{S_0} (\gamma_4 + jk_{e1})^2}{(\gamma_4 - \gamma_1)(\gamma_4 - \gamma_2)(\gamma_4 - \gamma_3)} \right] \times \left[\frac{e^{(\gamma_4 + j\beta)L} - 1}{(\gamma_4 + j\beta)^2} - \frac{L}{(\gamma_4 + j\beta)} \right] \right\}$$

Таким образом получено выражение для мощности взаимодействия двух релятивистских электронных потоков с полем открытого резонатора.

Заключение

В данной работе проведен обзор работ, посвященных вопросам генерации излучения субмиллиметрового диапазона на основе излучения Смита-Парселла. Особое внимание было уделено теории нового типа излучения Смита-Парселла, предложенной исследовательской группой из Китая.

Так же в рамках работы проведено последовательное рассмотрение линейной теории оротрона. Была построена линейная теория релятивистского и нерелятивистского двухлучевого оротрона. В результате были получены значения для мощности взаимодействия электронных потоков с полем открытого резонатора.

В итоге, хотелось бы подчеркнуть необходимость дальнейших исследований в данной области, так как существует возможность создания новых более перспективных образцов на основе данной модели.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] –Liu W., Liang Zh., New Journal of Physics 16 (2014).
- [2] – Liu ., Li ., e h., Jia . AIPAdvances 5, 127135 (2015).
- [3] - S. J. Smith and E. M. Purcell, Phys. Rev. 92, (1953) 1069.
- [4] - Русин Ф. С., Богомолов Г. Д. // Электроника больших мощностей. сб.— 1968.—№ 5.—С. 45.
- [5] - Е.А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин, Письма в ЖТФ, 2012, том 38, вып.11).
- [6] – Эффект дифракционного излучения и его применение в электронике/ В. П. Шестопапов, И. М. Балаклицкий, О. А.Третьяков и др. - Электронная техника. Сер. I, 1972.
- [7] - Подин С. В., Трубецков Д. И. Радиотехника и электроника. вып. 8. , с. 1273. (1995).