

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 устойчивости электронного потока в магнитном
поле**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студенки 4 курса 421 группы

направления 03.03.03 Радиофизика

Факультета Нелинейных Процессов

Козубняк Алеси Сергеевны

Научный руководитель

Зав. кафедрой, профессор, д.ф.-м.н.

чл.-корр. РАН

Д.И. Трубецков

Зав. кафедрой электроники, колебаний и волн

профессор, д.ф.-м.н.

чл.-корр. РАН

Д.И. Трубецков

Саратов 2016 г.

Введение

Цель данной выпускной работы состоит в исследовании различных моделей электронных потоков, движущихся в различных средах (вакуум, среда с поглощением, стенки с различной проводимостью), которые далее могут быть использованы при развитии теории резистивных усилителей, приборов с метаматериалами и двухлучевых усилителей, вызывающих в последнее время интерес в терагерцовом диапазоне длин волн.

Реализация сформулированной цели потребовала решение следующих задач, расположение результатов которых в работе выбрано по принципу от простого к сложному.

1. В разделе 1 в качестве введения в проблему изложены результаты одномерной линейной теории волн пространственного заряда в бесконечно широком релятивистском электронном потоке, движущемся в вакууме или в поглощающей среде. Предложен элементарный способ перехода к поглощающей среде от движения в вакууме. Результаты согласуются с известными.
2. В разделе 2 представлены результаты исследования линейных волн пространственного заряда в бесконечно тонком ленточном электронном потоке, движущемся между двумя проводящими пластинами. Анализ позволил найти аналитическое выражение для коэффициента редукции плотности пространственного заряда. Модель позволяет обобщение на пластины с конечной проводимостью, что и сделано во второй части главы, где изложен модифицированный подход подраздела 2.1.
3. В разделе 3 приведены результаты исследования в рамках линейной теории двухжидкостной гидродинамической модели взаимодействующих электронных потоков в магнитном поле. Подобная модель ранее не изучалась.

Раздел 1

Линейные волны пространственного заряда в бесконечно широком релятивистском электронном потоке, движущемся в вакууме и поглощающей среде.

Рассмотрим в качестве введения в проблему модель бесконечно широкого релятивистского ионно-скомпенсированного электронного потока, дрейфующего в бесконечном статическом магнитном поле.

Уравнение движения в переменных Эйлера имеет вид (ограничимся одномерной моделью)

— , где - импульс электронов, - продольная составляющая поля пространственного заряда.

Ограничимся далее приближением слабых сигналов, полагая что скорость электронов , где , - постоянная и переменная составляющая скорости

Дополним наше уравнение уравнением непрерывности — —

где в линейном приближении плотность тока

; и - постоянная и переменная составляющие плотности пространственного заряда.

Для полного описания следует добавить уравнение Пуассона

— -

где

Будем искать решение системы уравнений, полагая, что все переменные величины изменяются по закону

— , Тогда получим систему алгебраических уравнений относительно

Откуда получаем дисперсионное уравнение задачи

Решение последнего уравнения есть суперпозиция двух волн пространственного заряда с фазовыми скоростями

В равенстве $\frac{\omega}{k} = v_{ph}$ знак «+» соответствует медленной волне пространственного заряда (МВПЗ), а знак «-» - быстрой волне пространственного заряда (БВПЗ).

Если электронный поток движется в вакууме, то $v_{ph} = v_{gr}$, если же среда с потерями, то диссипация энергии вызывает рост волны с отрицательной энергией (МВПЗ), а не ее затухание. Чтобы показать это, введем комплексную диэлектрическую проницаемость $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$, считая, $\epsilon'' \ll \epsilon'$ малой величиной,

Тогда

Таким образом, медленная волна пространственного заряда (нижний знак) нарастает.

Известно, что отрицательной энергией обладают волны, в которых возмущения скорости и плотности противофазны. По-видимому, такое объяснение возникновения волн с отрицательной энергией является

достаточно общим; оно относится не только к электронике, но и ко многим гидродинамическим задачам, в которых принципиальна сжимаемость. Для несжимаемой жидкости столь просто интерпретировать физический смысл волн с отрицательной энергией можно уже не всегда. Какие условия должны быть выполнены, чтобы в среде возникла волна с отрицательной энергией? Очевидно, для этого нужно, чтобы медленная волна имела возможность отдавать некоторую часть своей энергии среде или другим волнам. Проиллюстрируем это на примере резистивного усилителя (рис. 2).

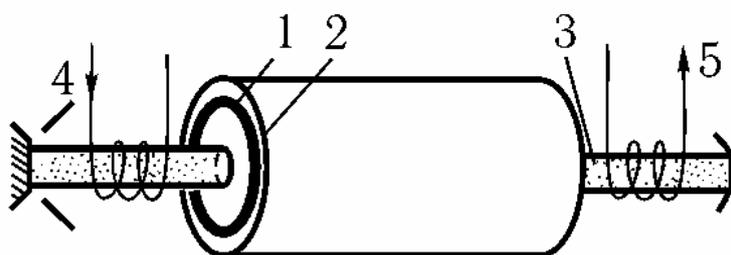


Рис. 2.

Схема резистивного усилителя: 1 — резистивный слой; 2 — диэлектрическая трубка; 3 — электронный поток; 4 и 5 — входное и выходное устройства.

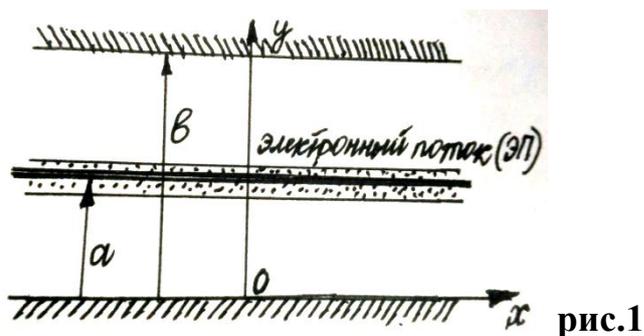
Предварительно модулированный во входном устройстве электронный пучок проходит через диэлектрическую трубку, внутренняя поверхность которой покрыта поглощающим слоем, и наводит в нем переменный заряд. Поля, создаваемые наведенными зарядами, в свою очередь, воздействуют на электронный пучок и изменяют переменную составляющую тока пучка. После прохождения трубки поток попадает в выходное устройство.

Входное воздействие возбуждает в пучке две волны пространственного заряда, поля которых вызывают в резистивных стенках движущиеся заряды; это, в свою очередь, приводит к джоулевым потерям энергии волн. Но такие потери действуют по-разному на быструю и медленную волны. Быстрая волна затухает (волна с положительной энергией), а медленная нарастает; отдавая энергию среде, и увеличивает свою амплитуду.

Раздел 2

Волны в тонком ленточном пучке, движущемся между двумя параллельными проводящими стенками с произвольной проводимостью.

2.1. Случай проводящих стенок.



Схематическое изображение анализируемой модели; a – расстояние от нижней стенки до пучка, b – расстояние между стенками, ЭП – электронный поток.

Данная модель описывается уравнения непрерывности, движения и Пуассона.

Электроны имеют невозмущенную скорость v_0 и невозмущенную поверхностную плотность ρ_0 . Все переменные величины изменяются по закону $f(x - v_0 t)$ поэтому $\frac{\partial}{\partial t} = -v_0 \frac{\partial}{\partial x}$ а плотность тока $j = -e n v_0$ где $\delta(x)$ - дельта функция Дирака со свойствами

Высокочастотный пространственный заряд $\rho(x, t)$ возбуждает в системе ВЧ поля.

Поля в области

—

где —

Аналогично, в области

—

—

где $V = \text{const}$.

Граничные условия на проводящих плоскостях при $y=0$ и $y=b$ суть

Нормальная компонента терпит скачок — на электронном слое $x=a$.

Используя уравнения движения, непрерывности, граничные условия и выражения для полей, приходим к дисперсионному уравнению

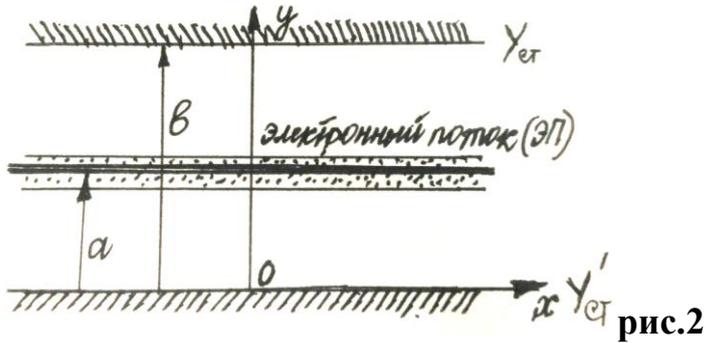
—

—

—

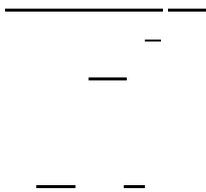
Таким образом, удалось аналитически вычислить фактор редукции для данной модели потока.

2.2. Случай стенок с произвольной проводимостью.



Схематическое изображение анализируемой модели; а – расстояние от пучка до верхней стенки, b- расстояние от пучка до нижней стенки,

Как показано выше,



Для вычисления проводимости пучка в области потока

используем уравнения Максвелла. Соответствующие стандартные, но громоздкие вычисления позволяют получить аналитическое выражение для . Аналогичные вычисления позволяют найти в области вне пучка .

Для произвольной проводимости стенок дисперсионное уравнение получается громоздким и в автореферате не приводится. Пологая далее для простоты стенки проводящими, получаем следующее дисперсионное уравнение задачи, считая, что все переменные величины изменяются по закону

где

Раздел 3.

Двухжидкостная гидродинамическая модель взаимодействующих электронных потоков в магнитном поле.

Рассмотрим два ионно-скомпенсированных бесконечно широких электронных потока, движущихся в одном направлении в магнитном поле с постоянными скоростями v_1 и v_2 . Такая система (считаем ее консервативной) описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 + \frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H^2 \right) + \operatorname{div} \left(\rho_1 v_1 \mathbf{v}_1 + \rho_2 v_2 \mathbf{v}_2 + \mathbf{S} + \mathbf{S}_M \right) = 0 \\ & \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2) + \operatorname{div} (\rho_1 v_1 \mathbf{v}_1 + \rho_2 v_2 \mathbf{v}_2) = 0 \\ & \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2) + \operatorname{div} (\rho_1 v_1 \mathbf{v}_1 - \rho_2 v_2 \mathbf{v}_2) = 0 \\ & \operatorname{div} \mathbf{E} = \rho_{ext} \\ & \operatorname{div} \mathbf{H} = 0 \end{aligned}$$

Ограничимся линейным рассмотрением, полагая, что все искомые величины имеют вид $f(x, y, z, t) = \tilde{f}(x, y, z) e^{-i\omega t}$, причём, все переменные величины изменяются по закону $e^{ik_x x + ik_y y + ik_z z}$.

Введем далее систему координат (x, y, z) , в которой ось z направлена вдоль магнитного поля $\mathbf{H} = H_0 \mathbf{e}_z$, а ось y перпендикулярна \mathbf{H} . Тогда вектор \mathbf{v}_i имеет компоненты $v_{ix} = v_i \cos \theta_i$ и $v_{iy} = v_i \sin \theta_i$.

Из уравнения движения, Пуассона и непрерывности получаем уравнения

$$-$$

Из условия совместности получившихся алгебраических уравнений получаем дисперсионное уравнение для одного потока, которое имеет вид:

$$\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - \mu_0 \omega^2 \cos^2 \theta_i - k_x^2 v_i^2 \cos^2 \theta_i - k_y^2 v_i^2 \sin^2 \theta_i = 0$$

Рассмотрим частные случаи уравнения

1) одномерный поток, т.е. бесконечно большое магнитное поле

2) двумерный поток в отсутствии магнитного поля

Для двух взаимодействующих пучков с очевидностью имеем:

1) одномерный поток

2) двумерный поток

3)

4)

0

Не обязательно, чтобы

Заключение

В бакалаврской работе исследованы различные модели электронных потоков, движущихся в различных средах (вакуум, среда с поглощением, стенки с различной проводимостью), которые далее могут быть использованы при изучении приборов с метаматериалами и двухлучевых усилителей, вызывающих в последнее время интерес в терагерцовом диапазоне длин волн.

Для того, чтобы реализовать цель работы были решены следующие задачи.

1. В разделе 1 в качестве введения в проблему изложены результаты одномерной линейной теории волн пространственного заряда в бесконечно широком релятивистском электронном потоке, движущемся в вакууме или в поглощающей среде. Результаты согласуются с известными, полученными другими способами.
2. В разделе 2 представлены результаты исследования линейных волн пространственного заряда в бесконечно тонком ленточном электронном потоке, движущемся между двумя проводящими пластинами. Анализ позволил найти аналитическое выражение для коэффициента редукции плотности пространственного заряда. Модель позволяет обобщение на пластины с конечной проводимостью, что и сделано во второй части раздела, где изложен модифицированный подход подраздела 2.1.
3. В разделе 3 приведены результаты исследования в рамках линейной теории двухжидкостной гидродинамической модели взаимодействующих электронных потоков в магнитном поле. Подобная модель ранее не изучалась.

Список использованных источников

1. Д.И. Трубецков, В.Н. Шевчик. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М: Советское радио, 1970, с.584.
2. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В двух томах Том 1. М: Физмалит, 2004, с.496.
3. М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков. Введение в теорию колебаний и волн. Ижевск; РХД, 2000, с.560.
4. В.Г. Лейман. Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1968. N 6, с. 26-34, с.67.
5. В.Г. Лейман. Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1967. N 8, с. 15-28, с.53.