

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ.

ИНСТИТУТ РАДИОФИЗИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ

На правах рукописи

БЕГЛЮЯН ЭДВАРД АРТАШЕСОВИЧ

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАТОРНЫХ И ВОЛНОВЕДУЩИХ СТРУКТУР
РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ СТУПКАМИ.

(01.04.03 - радиофизика.)

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук.

Ереван 1995г.

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 22.05.95.

Формат 60x84/16

Офсетная печать.

Тираж 140 экз.

Зах. тип. 057

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36. ул. Братьев Алиханян 2.

Работа выполнена в Ереванском физическом институте.


Официальные оппоненты : доктор физико-математических наук,
профессор А.Ц.АМАТУНИ
доктор физико-математических наук,
профессор В.М.АРУТЮНЯН
доктор физико-математических наук,
профессор Б.М.БОЛОТОВСКИЙ

Ведущая организация ОИЯИ (г. Дубна) - Объединенный институт
ядерных исследований.

Защита состоится "30" июни 1995г. в 13⁰⁰ часов,
на сессии специализированного Совета К 005.13.01 при Институте
радиофизики и электроники НАН РА по адресу: 378410, Аштарак 2
ул. Братъев Аликянян институт радиофизики и электроники.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФЭ НАН РА.

Автореферат разослан "26" мая 1995г.

Ученый секретарь
специализированного Совета  Н.С.Аракелян.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

ՈԱԴԻՌՅԵԳԻԿԱՅԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Չեռարի իրավունքով

ԲԵՂԼՈՅԱՆ ԷՂՎԱՐԴ ԱՐՏԱՇԵՍԻ

ՌԵԶՈՆԱՏՈՐԱԾԻՆ ԵՎ ԱԼԻԲԱՏԱՐԱԾԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳՆԻ ԳՐԳՈՒՄԸ
ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍԱԿԱՆ ԼԻՑԶԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՇԻՆԿՆԵՐՈՎ

01.04.95 - Ռադիոֆիզիկա

Ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների գիտաբան
գիտական աստիճանի հայցելու ատենախոսություն

Ս Ե Ղ Մ Ա Գ Ի Ր

ԵՐԵՎԱՆ-1995

Աշխատանքը կատարված է Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտում
Պաշտոնական ընդմտություններ՝ ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների
դոկտոր, պրոֆեսոր՝ Ա.Յ.Ամատունի
ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների
դոկտոր, պրոֆեսոր՝ Վ.Մ.Տարությունյան
ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների
դոկտոր, պրոֆեսոր՝ Բ.Մ.Բալատովսկի

Առաջատար կազմակերպություն՝ ՄՀՄԻ (ՈԳ, ք.Երևան) - Միջուկային
հետազոտությունների միացյալ ինստիտուտ:

Պաշտպանությունը կկայանա "30" հունիսի 1975 թ. 13⁰⁰
ՀՀ ԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ինստիտուտին տարիներ թվական
մասնագիտացված խորհրդի նստաշրջանում: Հասցեն՝ 078410, ք.Աշտարակ-1,
Արխանյան Լճալիների փողոց, Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի
ինստիտուտ:

Ատենախոսությունը կարելի է ծանոթանալ ՀՀ ԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և
էլեկտրոնիկայի ինստիտուտի գրադարանում:

Սեղմագիրը ցրված է "26" մայիսի 1975

Մասնագիտացված խորհրդի
գրասխան բարտուղար Վ.Առաքելյան

Актуальность темы. Взаимодействие электронных пучков с энергиями
несколько Мэв с резонаторами и волноведущими структурами лежит в
основе очень перспективного и интенсивно развивающегося направле-
ния радиофизики - релятивистской электроники. Отсюда следует боль-
шая значимость создания расчётно - теоретических основ этого на-
правления. Представленная диссертация призвана в определённой сте-
пени восполнить существующий пробел в этой области. При рассмотре-
нии проблемы отбора энергии от пучка, возбуждающего систему, в
диссертации вводятся критерии, по которым может быть осуществлена
оптимизация как радиатора и так и пучка. В круг этих задач входят
выбор типа радиатора, вида траектории излучающего ступка, позво-
ляющие создавать монохроматические поля с требуемой геометрией
поля, необходимой для конкретных задач. Рассматриваются следующие
основные механизмы отбора энергии у пучка: переходное излучение,
излучение Вавилова-Черенкова с использованием эффекта Доплера.

Излучение Вавилова-Черенкова впервые было рассмотрено И. Е.
Таммом и И. М. Франком в 1937г., переходное излучение И. М. Франком
и В. Л. Гинзбургом в 1946г. Создание реальных генераторов электро-
магнитных волн СВЧ диапазона с использованием этих эффектов, свя-
зано с применением волноводов и резонаторов, позволяющих утилизи-
ровать излучённую энергию. Впервые переходное излучение в волново-
де было рассмотрено К. А. Барсуковым.

Многообразие типов генераторов СВЧ, основанных на излучении
Вавилова Черенкова, переходном излучении и эффекте Доплера, делает
актуальным развитие единых подходов в теории излучения источников
в ограниченных объёмах. Здесь возможен ряд эффектов, обусловленных
видом траектории движения ступка и радиатора, изменением условий
входа модулированного электронного пучка в волновод и резонатор,
наличием ускорения у ступка и т. д. Исследованию указанных проблем
и посвящена диссертационная работа.

Целью работы является создание расчётно-теоретических основ
проблемы возбуждения волноводных и резонаторных структур ступками
заряженных частиц. При этом ставились следующие задачи:
- влияние границ раздела диэлектрического заполнения на возбужде-
ние волновода,
- обобщение задачи возбуждения волноводов на случай произвольного
движения зарядов;
- оптимизация условий возбуждения резонаторов релятивистскими пуч-

использованных методов

использованы различные методы в зависимости от характера возбуждения и геометрии структуры.

Важным результатом, полученным в диссертационной работе является в первую очередь:

получены аналитические решения задачи об излучении ступок заданных частот, движущихся произвольным образом в волноводе, и показано, что выбором траектории движения ступки можно существенно увеличить энергию электромагнитного излучения в волноводе.

Развит метод характеристических матриц в применении к задачам излучения ступок заряженных частиц в волноводе со слоисто-периодическим диэлектрическим заполнением и показано, что подбором параметров ступки диэлектрических пластин можно создать условия для дифференциального излучения на разных пластинах ступки от разных ступок пучка.

Исследован метод оптимизации резонатора по максимуму напряженности в определенной составляющей электрического поля и показано, что оптимальная по этому критерию цепочка резонаторов (либо ступок диэлектрических пластин) позволяют реализовать схему двухлучкового ускорения с высоким градиентом;

разработан метод расчета полей, излученных ступками заряженных частиц, движущихся произвольным образом у границы анизотропной

Практическая ценность. На основе предложенной и развитой в диссертационной работе теории могут быть реализованы модели генераторов мощного квазимонохроматического СВЧ излучения с перестройкой частоты в широком диапазоне, мультипликаторов и преобразователей частоты колебательного движения ступок, фильтров электромагнитных волн с заданной шириной полосы пропускания, ускоряющих структур с высоким темпом ускорения.

Основные положения. В диссертационной работе выдвигаются на защиту следующие тезисы:

1. Резонансное взаимодействие периодической последовательности ступок электронов с волноводами и резонаторами при выполнении определенных в работе критериев выбора геометрии, размеров радиатора и вида траектории движения ступок, позволяет получать квазимонохроматические поля СВЧ диапазона с высокими значениями на-

пряженности поля излучения.

2. На базе структур, удовлетворяющих вышеуказанным критериям, могут быть созданы ускоряющие системы с высоким темпом ускорения для использования в двухлучковых схемах ускорения заряженных частиц.

Изложенные тезисы подтверждаются выполненными исследованиями, охватывающими широкий круг задач, связанных с взаимодействием движущихся зарядов с волноводами, резонаторами и одноосным кристаллом. Для мотивированного и строгого рассмотрения вопросов, в работе используются методология и расчетно-теоретические модели, позволяющие получать наглядные результаты и провести их анализ. Общие положения развитой в рамках диссертации теории иллюстрируются на конкретных примерах:

- возбуждения волновода со слоистым заполнением конечной толщины пучком заряженных частиц,
- возбуждения цилиндрического резонатора с конечной добротностью, пучком заряженных частиц,
- возбуждения волновода ступком заряженных частиц, совершающих поступательные-колебательные движения,
- "сверхсветового" излучения Вавилова-Черенкова в волноводе, возбуждаемого пучком заряженных частиц,
- возбуждения поверхностных волн на границе одноосного кристалла.

Постановка этих проблем потребовала рассмотрения широкого круга задач, позволяющих обосновывать положения, выдвигаемые на защиту. Многие из этих задач имеют самостоятельный интерес.

Апробация работы. Результаты исследований докладывались на семинарах ЕРФИ с 1978 по 1982 гг. на Всесоюзном симпозиуме по дифракции и распространению волн, Цахкадзор 1973 г. на второй конференции молодых ученых ЕРФИ Нор-Амберд 1975 г. на третьем Всесоюзном семинаре по плазменной электронике Харьков, на Всесоюзном семинаре по линейным ускорителям Харьков 1982 г. на втором Всесоюзном совещании по новым методам ускорения Нор-Амберд 1982 г.

Объем, структура и содержание диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, библиографии и приложения. Она содержит 188 страниц машинописного текста, 43 рисунка.

Во введении обоснован выбор темы исследования, его актуальность и сформулированы цели и задачи исследования.

В первой главе развита методика решения задач об излучении

стустков заряженных частиц в волноведущих структурах, рассматриваемых в диссертационной работе.

Многие задачи радиофизики СВЧ связаны с решением проблемы возбуждения волноведущих структур зарядами, движущимися по заданному закону. Для определённого класса задач можно выработать единый подход к их решению. Это возбуждение волновода релятивистскими стустками, движущимися произвольным образом, возбуждение волновода со слоистым диэлектрическим заполнением, возбуждение поверхностных волн зарядами, движущимися произвольным образом у границы анизотропной среды, и т. д. Общность постановки задач позволяет упростить решение проблемы оптимизации траектории и вида движения излучателя с целью максимального отбора электромагнитной энергии. Задача нахождения поля излучения заряда, движущегося по произвольному закону в неограниченном пространстве решается при помощи потенциалов Льенара-Вихерта. Решение проблемы генерации СВЧ излучения предполагает использование волноводов и несомненный интерес представляет вывод аналогичных формул для волновода.

В § 1.1 с помощью разложения полей излучения и тока по собственным функциям поперечного сечения волновода и использования интегрирования в плоскости комплексной переменной, получены выражения для поля излучения стустков заряженных частиц, движущихся произвольным образом в волноводе [1, 2].

Введение явного вида уравнения движения стустка в выражения для E_z и H_z -составляющих полей, позволяет использовать полученные формулы для вычисления полей излучения любых конфигураций зарядов и траекторий движения. Они удобны для решения задач подбора траектории движения стустка с целью максимального отбора электромагнитной энергии у пучка. Для иллюстрации возможностей полученных формул, рассмотрена задача излучения системы стустков заряженных частиц, движущихся вдоль и перпендикулярно оси волновода. Определённые выражения для форм-факторов системы стустков позволяют обобщить результаты исследований излучения точечного заряда на случай системы стустков. Учёт конечных размеров стустка и дисперсионных свойств волновода, приводит к ограничению спектра излучения.

Один из способов генерации мощного СВЧ излучения, предполагает суммирование волн, излученных на многих границах раздела диэлектрических сред. При решении этой проблемы, непосредственное ис-

пользование граничных условий приводит к системе из $2N$ (N -число границ) уравнений (3). В

§ 1.2 развит матричный метод расчёта полей излучения в волноводе со слоистым диэлектрическим заполнением конечной толщины, позволяющий свести эту систему к двум уравнениям. Характеристические матрицы стопки пластин, однозначно связывают значения полей на любых двух границах слоистой среды, и дают возможность вычислять поля в произвольном отрезке стопки.

Анализ коэффициентов отражения и прохождения даёт следующие условия прозрачности стопки

$$\sin \gamma_n d = 0 \quad (1)$$

$$U_{N-1}(\xi_n) = 0 \quad (2)$$

$$\gamma_n = \varepsilon \Gamma_n \quad (3)$$

где $\gamma_n = (\omega^2 / c^2 - \lambda_n^2)$, $\Gamma_n = (\omega^2 / c^2 - \lambda_n^2)$, λ_n - собственное значение первой краевой задачи для поперечного сечения волновода, $U_N(\xi_n)$ - полином Чебышева второго рода, d - толщина пластины, a - толщина воздушной прослойки, n - индекс моды волны, N - число пластин.

Первые два условия хорошо известны из теории четырёхполосников, что касается условия (3), то оно содержит интересный физический смысл: если устремить размеры волновода к бесконечности и перейти к безграничному пространству, то оно совпадает с условием падения волны под углом Брюстера в безграничном пространстве. Для частот удовлетворяющих этому условию, независимо от толщины и числа пластин, а также частоты их расположения, стопка пластин всегда остаётся прозрачной. Ширина полосы прозрачности обратно пропорциональна числу пластин в стопке, и этот эффект можно использовать для создания фильтров с заданной шириной полосы пропускания и величины затухания (4).

В случае те-волн при $\mu = 1$, в волноводе не существует условия эквивалентного падения волны под углом Брюстера в безграничном пространстве. Это связано с тем обстоятельством, что при устремлении размеров волновода к бесконечности и переходе к безграничному пространству, те волны переходят в плоские волны второй поляризации (Е перпендикулярно плоскости падения).

Стопку, состоящую из тонких пластин ($\gamma_n d \ll 1$), $\Gamma_n a \ll 1$), можно рассматривать как эквивалентную анизотропную пластину.

Ряд задач электродинамики связан с возбуждением поверхност-

ных волн на границе анизотропной среды. Интерес к исследованию свойств поверхностных волн обусловлен как традиционной областью их применений (определение свойств поверхности, оптических констант металлов и т. д.), так и возможностью их использования в нетрадиционных методах ускорения заряженных частиц. В этом отношении представляет интерес исследование особенностей возбуждения ПЭВ заряженными частицами, движущимися у границы раздела диэлектрических сред. Подбор диэлектрических свойств поверхности и вида траектории излучателя, может позволить выявить свойства ПЭВ, связанные с частотными областями их существования.

В третьем параграфе предложен метод расчёта полей излучения поверхностных волн зарядом, движущимся произвольным образом у границы одноосного кристалла, причём заряд может двигаться как в самой среде, так и вне её. Для вычисления полей ПЭВ, нам пришлось вычислить поля излучения заряженной частицы, движущейся произвольным образом в одноосной анизотропной среде.

Поля излучения поверхностных волн представляются в виде двух потенциалов, разделяющих их на две ортогональные поляризации и играющие роль потенциалов Льенара-Вихерта. Введение уравнений движения в выражения для полей излучения, позволяет использовать предложенный метод расчёта для широкого класса траекторий движения заряда. Анализ дисперсионных соотношений поверхностных волн показывает, что на границе раздела могут существовать лишь поверхностные волны имеющую tm поляризацию (E_z параллельна границе раздела).

При излучении электромагнитных волн, ступок теряет часть своей энергии, что может сказаться на спектре излучения (5) и параметрах ступка (6) (размеры, скорость, распределение заряда по ступку). В общем случае, при решении подобных задач, необходимо учитывать реакцию поля излучения на ступок. Однако, в ряде случаев обратное воздействие поля излучения на ступок мало, и им можно пренебречь.

В последнем параграфе первой главы, рассмотрены эффекты, связанные с наличием ускорения у ступка. Влияние ускорения на спектр излучения рассмотрено на примере ускоренно движущегося заряда, пересекающего волновод перпендикулярно его оси. Поскольку время нахождения заряда в волноводе t_0 мало, то $\omega t_0 / c \ll 1$ (ω - ускорение заряда), и релятивистские уравнения движения заряда можно представить в виде:

$$x(t) = v_0 t + \frac{w_x t^2}{2\gamma_0}, \quad y(t) = y_0, \quad z(t) = z_0 \quad (4)$$

где v_0 - скорость влёта заряда в волновод, γ_0 - начальное значение гамма-фактора заряда.

Интересно отметить, что уравнения движения имеют вид, соответствующий нерелятивистскому случаю.

Поля излучения вычислены при помощи метода, изложенного в § I. I. Для частотных областей, удовлетворяющих условиям $\chi_m v_0 \ll \omega \ll \chi_m v_k$ (v_k - скорость заряда после вылета из волновода, $\chi_m = \pi m a / \lambda$ - высота волновода, m - индекс моды волны), можно воспользоваться асимптотическими представлениями интегралов Френеля и представить выражения для полей и энергии излучения в аналитическом удобном виде. Численный анализ полученных выражений показывает, что при нерелятивистских скоростях ($\beta < 0,75$) спектр излучения при ускоренном движении заряда смещается в сторону низких частот, а при замедленном движении - в сторону высоких частот. Для релятивистских скоростей этот эффект пренебрежимо мал.

Эффекты влияния ускорения на параметры ступка рассмотрены на примере ступка длины l_0 движущегося равномерно со скоростью v_0 и влетающего в ускоряющий промежуток толщины d . Конец ступка относительно своего начала влетает в ускоряющий промежуток с запаздыванием по времени равным $\Delta t = l_0 / v_0$. Следовательно, в ускоряющем промежутке, скорость разных частей ступка различна из-за того, что, например, передняя часть ступка движется ускоренно, а задняя часть всё ещё равномерно. Это обстоятельство приводит к изменению длины l_0 , которая после вылета ступка из ускоряющего промежутка становится равной $l_k = l_0 v_k / v_0$.

При ускоренном движении ступок расплывается, при замедленном движении - сжимается. Относительное изменение длины ступка для значений величины ускорения $w_x \sim 10^{13}$ м·с⁻² существенно при нерелятивистских скоростях ($\gamma_0 = 1,1, \Delta l / l_0 = 0,35, \gamma_0 = 2, \Delta l / l_0 = 0,143, \gamma_0 = 5, \Delta l / l_0 = 0,0154$), и становится пренебрежимо малой при релятивистских скоростях ($\gamma_0 = 10, \Delta l / l_0 = 0,003, \gamma_0 = 100, \Delta l / l_0 = 0,0006$), следовательно этот эффект имеет смысл учитывать лишь на начальном этапе ускорения заряженных частиц.

При рассматриваемых значениях ускорения ступка, относительное изменение его скорости для: $\gamma_0 = 2, \Delta v / v_0 = 0,75, \gamma_0 = 5, \Delta v / v_0 =$

$= 0,04$, $\gamma_0 = 10$, $\Delta v/v_0 = 0,05$, а для более высоких значениях γ_0 , изменение скорости асимптотически стремится к нулю.

Таким образом, при релятивистских скоростях движения ступка $\beta_0 > 0,75$, эффекты связанные с ускорением становятся не существенными, его размеры можно считать постоянными с неизменным распределением заряда в ступке.

Вторая глава посвящена исследованию влияния границ раздела диэлектрических сред в волноводе, на спектр и энергию излучения ступков заряженных частиц и возможности увеличения напряженности поля излучения путём суммирования волн, излученных на многих границах раздела диэлектрических сред [7]. В этом отношении удобно использование стопки диэлектрических пластин конечной толщины, помещённых в волновод (§ 2. 1).

Поскольку рассматриваемая система обладает полосами непрозрачности, задача должна ставиться таким образом, чтобы максимум излучения приходился в область прозрачности стопки пластин. Вместе с тем, необходимо создать условия для синфазного сложения волн излученных от разных пластин стопки. Решение этих проблем рассмотрено на примере стопки из N диэлектрических пластин, пересекаемой пучком заряженных частиц [8]. Задача решена при помощи матричного метода развитого в § 1. 2, позволяющего получать аналитические выражения для поля излучения в любом m -ом отсеке стопки. Использование условия прозрачности стопки, полученное в первой главе, позволяет упростить формулы для поля излучения и выразить их через поля излучения одной пластины. Амплитуды поля излучения существенно зависят от двух интерференционных множителей

$$f_1^{\pm}(\omega) = \frac{\sin m(\omega/v \pm k_z) \frac{(d+a)}{2}}{\sin(\omega/v \pm k_z) \frac{(d+a)}{2}} \quad (5)$$

$$f_2(\omega) = \frac{\sin \frac{N \omega l}{2v}}{\sin \frac{\omega l}{2v}} \quad (6)$$

Второй множитель $f_2(\omega)$ описывает интерференцию поля излучения от различных ступков и имеет максимумы на частоте следования ступков $\nu = v/l$, и её гармоник. Что касается первого множителя, то он описывает интерференцию от разных пластин стопки. При $m \gg 1$ и $N \gg 1$, $f(\omega)$ приобретает δ -образный характер и становится существенно отличными от нуля на частотах, удовлетворяющих условиям

$$\omega/v \pm k_z = 2\pi n_j / (d+a), \quad \omega/v = 2\pi k / l \quad j, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (7)$$

Если $j = 0$, то первое из условий (7) переписывается в виде $v = \omega/k_z$ и поскольку k_z имеет смысл постоянной распространения волны в слоистой среде, то это условие аналогично условию возникновения излучения Вавилова-Черенкова, когда скорость источника равна скорости сопутствующей волны.

В существующих ускорителях число ступков N в одном импульсе имеет значение порядка 10^4 и множитель (6) с большой степенью точности можно заменить δ -функцией. При этом в спектре излучения появляются пики излучения на гармониках частоты следования ступков, ширина которых обратно пропорциональна числу ступков в пучке. Эти пики попадают в полосу прозрачности стопки, если частота ω_B , соответствующая условию Брюстера в волноводе, совпадает с частотой одной из гармоник следования ступков. Это возможно при следующей связи между параметрами задачи:

$$k = \frac{\lambda_{n1}}{2\pi\beta} \sqrt{(\epsilon+1)/\epsilon} = \frac{\mu_{0n1}}{2\pi(R\epsilon)} \sqrt{(\epsilon+1)/\epsilon}, \quad (8)$$

где k - номер гармоники частоты следования ступков, μ_{0n} - корень функции Бесселя первого рода, R - радиус волновода. Корни функции Бесселя μ_{0n} и иррациональное число π , фигурирующие в (8), указывают на единственно возможное значение радиуса волновода R при заданных значениях k, l, ϵ . Уравнение (8) определяет также индекс моды волны которая будет эффективно генерироваться в волноводе. Максимальное значение напряженности поля излучения ожидается на частотах, для которых одновременно выполняются условия (8). При этом для a и b получаем:

$$d/a = (\sqrt{\epsilon+1} - \beta) / (\epsilon\beta - \sqrt{\epsilon+1}) \quad (9)$$

$$b = 1(\sqrt{\epsilon+1} - \beta) / \beta(\epsilon-1) \quad (10)$$

Полученные соотношения при известной частоте следования ступков и диэлектрической проницаемости пластин ϵ , позволяют определять те размеры a и d , при которых поля излучения от разных ступков и пластин складываются синфазно. Напряженность поля излучения в m -ом отсеке, при выполнении полученных условий для параметров задачи, пропорциональны номеру отсека и линейно растут с ростом m .

В § 2. 2, сделана оценка величины напряженности поля излучения в оптимизированной стопке диэлектрических пластин для параметров пучка линейного ускорителя ЕРФИ. При значении диэлектрической про-

нищаемости пластин равно $\epsilon = 2$, толщина пластин должна удовлетворять условию $d = 2.3a$, и если выбрать $a = 1 \text{ мм}$, то в конце первого метра мелкослойной среды, величина напряженности электрического поля оказывается равной $E_z = 18 \text{ МВ/м}$.

Согласно условиям возбуждения, в волноводе генерируются тм-волны, которые имеют отличную от нуля компоненту напряженности электрического поля, направленную параллельно скорости движения ступков. Это обстоятельство совместно со сказанным выше, позволяет использовать мелкослойную среду, помещенную в волновод, в качестве ускоряющей структуры в двухпучковых схемах ускорения заряженных частиц. Линейный рост напряженности ускоряющего поля может обеспечить выполнение условия синхронизма между ускоряемым ступком и ускоряющим полем.

Наличие границ раздела диэлектрических сред в волноводе позволяет транспонировать энергию излучения в удобную часть спектра (9, 10). Рассмотрение этой задачи проведено в § 2.4 на примере волновода, в котором имеются одна и две границы раздела диэлектрических сред. Волновод возбуждается зарядом, движущимся перпендикулярно оси волновода. В общем случае в волноводе возбуждаются как излучение Вавилова-Черенкова, так и переходное, которые смешиваются и составляют гибридное поле. Для ряда задач радиофизики, например, диагностики пучка, удобно выделить поля излучения Вавилова-Черенкова. В общем случае это невозможно, однако для моды волны, для которой высота волновода больше длины излучаемой волны, на частотах $\omega_{\text{чер}} = \pi a / v$, появляются пики излучения Вавилова-Черенкова, которое является преобладающим в области своего определения (II).

Заметим, что понятие излучения Вавилова-Черенкова для задач, подобных рассматриваемой, условно, поскольку для длин волн сравнимых с геометрическими размерами волновода, не может существовать сформировавшийся конус излучения Вавилова-Черенкова.

Если в волноводе помещена диэлектрическая пластина, (12) то, поля излучения в определенной части спектра не могут выйти за пределы пластины. Она обладает собственными частотами, а в частотной области определения излучения Вавилова-Черенкова $\lambda_{\text{пл}} c / \sqrt{\epsilon} < \omega_{\text{чер}} < \lambda_{\text{пл}} c$, волноводные волны могут существовать лишь в области занимаемой пластиной, поскольку волновод с $\epsilon=1$ для них является запрещенным. Если одна из резонансных частот пластины совпадает с частотой излучения Вавилова-Черенкова, то в спектре излучения появля-

ются пики этого излучения. Диэлектрическая пластина становится своеобразным резонатором для черенковского излучения. Этот результат аналогичен эффекту полного внутреннего отражения. В указанной области частот переходное излучение также оказывается "запертым".

Если частота $\omega_{\text{мчер}}$ совпадает с частотой одной из гармоник следования пучка, то в пластине эффективно будут возбуждаться лишь частоты $\omega_{\text{мчер}}$.

Третья глава посвящена изучению влияния вида траектории заряда на спектр и энергию излучения в волноводе. Наряду с оптимизацией радиатора по максимуму напряженности полей излучения, увеличения энергии излучения можно достигнуть также путем подбора траектории движения излучателя. Здесь возможно использование таких эффектов, как многократное пересечение ступком стенок волновода, эффект Доплера, выбор конфигурации движения пучка и т. д.

В § 3.1 рассмотрено излучение заряженной частицы, движущейся по оси волновода и совершающей колебания вдоль направления своего движения на конечной длине траектории $-a < z < a$ (13).

Из условий возбуждения следует, что в волноводе могут генерироваться лишь тм-волны. Спектр излучения совпадает со спектром в эффекте Доплера в волноводе и определяется уравнениями:

$$\gamma_n v \mp k \Omega \pm \omega = 0, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

(верхний знак соответствует области $z < -a$, нижний - $z > a$ Ω -частота колебательного движения заряда).

При $k = 0$ (11) описывает спектр излучения Вавилова-Черенкова, возникающий из-за поступательного движения заряда. Если $\beta^2 \epsilon > 1$, в спектре излучения при значениях $k > 0$, в область $z > a$ и $z < -a$, имеются по одной частоте и эффект Доплера нормальный. В "досветовом" случае $\beta^2 \epsilon < 1$, для значений $k < \omega_{\text{кр}} / \Omega < k / (1 - \beta^2 \epsilon)$, в спектре излучения в область $z > a$, могут присутствовать две частоты и эффект Доплера является сложным. Численный анализ спектра излучения показывает, что рассматриваемая система может работать как множитель основной частоты колебательного движения заряда.

Таким образом, наличие собственной частоты у излучателя, приводит к обогащению спектра излучения и перераспределению энергии излучения, что может найти применение в разных областях физики. Одно из таких применений приведено в параграфе 3.2, в котором рассмотрена возможность увеличения темпа ускорения в кильватерной схеме ускорения заряженных частиц путем возбуждения собственных

колебаний ведущего ступка (драйвера), либо на основании ондуляторного эффекта, либо за счёт раскачки в нём плазменных колебаний [14]. Дело в том, что при определённых условиях, одна из гармоник доплеровского спектра на определённой моде может совпасть с частотой излучения Вавилова-Черенкова. Действительно, на частоте $\omega = k\Omega$ уравнение (II) с верхним знаком, совпадает с условием возникновения излучения Вавилова-Черенкова в волноводе $\omega / v = \gamma_n$. Индекс моды волны, для которой это возможно, определяется из условия $\lambda_n = \frac{k\Omega}{2v} \sqrt{\beta^2 \epsilon - 1}$.

На первый взгляд кажется, что подобный эффект не имеет отношения к проблеме, так как скорость драйвера и фазовая скорость доплеровской волны хотя и совпадают по величине, но имеют разные знаки. Однако, при использовании замедляющей среды с отрицательной групповой скоростью, заполняющей волновод, доплеровские частоты "переворачиваются", то есть их спектры по и против скорости частицы меняются местами. Тогда у драйвера появляется дополнительное сопровождающее его поле, которое на указанной частоте складывается с полем излучения Вавилова-Черенкова.

Замедляющей системой с отрицательной групповой скоростью, в частности, может быть волновод с заполнением в виде одноосного кристалла с проницаемостью $\epsilon_z > 0$, и $\epsilon_r < 0$. Практически удобно использовать в качестве замедляющей системы с отрицательной групповой скоростью мелкослоистую среду. Из требования $\epsilon_r < -1$ следует, что

$$\epsilon_2 > 0, \epsilon_1 < -1, \frac{\epsilon_1 + 1}{|\epsilon_1| - 1} \frac{b}{a} > \frac{|\epsilon_1|}{|\epsilon_2|} \quad (12)$$

где ϵ_1, ϵ_2 - диэлектрические проницаемости слоёв, а, б - толщины слоёв. Все эти условия могут быть выполнены при заполнении, состоящим из чередующихся слоёв диэлектрика с $\epsilon > 1$ и слоёв холодной электронной плазмы, причём рабочая частота системы $\omega_{nk} < \sqrt{2}\omega_p$, где ω_p - плазменная частота.

Теоретическая оценка рассматриваемого эффекта проведена на примере волновода, заполненного подобной средой, по оси которого движется цилиндрический электронный ступок длины L, радиуса r_0 с равномерным распределением заряда. При этом амплитуда напряжённости электрического поля излучения $E_{\omega z}^0$ пропорциональна

$$E_{\omega z}^0 \sim (1 + 3I_k(\omega_{nk} a / v)) \quad (13)$$

Добавка к черенковской амплитуде обусловлена вторым слагаемым в скобке и будет максимальной для $k=1$. В этом случае максимальное значение $I_1(x) = 0,582$ достигается при $\omega_{nk} a / c = 1,84$. При этих значениях параметров у продольного электрического поля появляется множитель равный 2,746, то есть амплитуда поля возрастает почти в три раза.

Таким образом, наличие собственной частоты у ведущего ступка в кильватерной схеме ускорения заряженных частиц, позволяет почти в три раза увеличить амплитуду ускоряющего поля и соответственно темп ускорения.

Как показано во второй главе, увеличения интенсивности излучения ступков заряженных частиц можно достигнуть синфазным суммированием волн, излучённых на границах раздела диэлектрических сред. Этого же эффекта можно достичь, если заставить заряд многократно пересекать стенки волновода [15], (§ 3.3). Спектр излучения в этом случае представляет собой набор частот, кратных частоте колебательного движения ступка. При $n \gg 1$, (n - число пересечений) на фоне непрерывного спектра излучения на частотах $\omega_s = (k \pm 2s)\Omega$, $s = 0, 1, 2, \dots$ появляются острые пики излучения. Высоты пиков излучения пропорциональны квадрату числа пересечений зарядом волновода. Ширина спектральных линий, соответствующая этим пикам, обратно пропорциональна n и вычисляется по формуле $\Delta\omega = 2\Omega/n$. Если условие разрешимости этих пиков написать в виде $\Omega > \Delta\omega$, то оно сводится к простому неравенству $n > 2$. Энергия излучения в пике пропорциональна числу n пересечений зарядом волновода и при $n \gg 1$ рассматриваемая система может служить в качестве генератора мощного квазимонохроматического излучения.

Величина интенсивности излучения на разных гармониках частоты колебательного движения ступков сильно зависит от выбора индексов n и m моды волны и отношения x_0/a . (x_0 - амплитуда колебаний) Так, при $x_0/a = 0,2$, максимальное излучение на волне TE_{10} приходится на основную гармонику ($k=1$), а на волне TE_{11} на четвёртую гармонику ($k=4$). Увеличение отношения x_0/a приводит к уменьшению времени пролёта волновода ступком и соответственно, центральная частота спектра излучения смещается в сторону высоких частот. Так, на моде TE_{11} при $x_0/a = 0,4$, центральная частота спектра приходится на гар-

монике $\omega = \omega_0$, при $\pi x_0/a = 0,6$, $-\omega = \omega_0$, а при $\pi x_0/a = 0,8$, $-\omega = 1,0\omega_0$. При малых амплитудах колебательного движения $\pi \pi x_0/a \ll 1$, большая часть энергии излучения приходится на нечетные гармоники частоты Ω колебательного движения заряда. Энергия излучения на ТМ-модах в $\alpha = \pi \pi x/a$ раза меньше, чем на ТЕ-модах.

Рассматриваемый метод генерации может использоваться и для мультипликации колебаний частоты Ω . В самом деле, можно выбрать такие параметры задачи, что низкие гармоники окажутся за пределами для волновода, или же будут удовлетворять условиям интерференционных минимумов. Вместе с тем, при больших k спектр излучения обрывается при значениях параметров задачи, когда аргумент Бесселевых функций становится больше его порядка. То есть эффективно излучаются гармоники, определяемые соотношением

$$c\lambda_{nm}/\Omega k < \pi \pi x_0/a \quad (14)$$

Если вместе с колебательным, ступок совершает и поступательное движение, то спектр излучения из-за эффекта Доплера обогащается высокими частотами, что может стать основанием для создания преобразователя частот (16). Движение заряда вдоль оси Oz приводит не только к смещению спектра излучения, но и к уширению спектральных линий с соответствующим увеличением энергии излучения.

Варьированием скорости поступательного движения заряда можно добиться увеличения энергии излучения на любой выбранной частоте.

В параграфе § 3.4 исследована возможность увеличения энергии излучения использованием системы из N' ступков, движущихся на расстоянии d друг от друга и синфазно пересекающие стенки волновода. При этом, в выражениях для полей излучения и в случае § 3.1, и в случае § 3.3 на частотах

$$\omega_r = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \left[(2\pi r/d)^2 + \lambda_{nm}^2 \right]^{1/2}, \quad r=0,1,2,3,\dots \quad (15)$$

при $N' \gg 1$, имеет резкие пики. На этих частотах волны, испущенные разными ступками, складываются в одинаковых фазах, и в спектре излучения появляются дополнительные пики, высоты которых пропорциональны квадрату числа N' ступков в волноводе. Ширина этих пиков равна $\Delta\omega = 2\Omega^2/N' \epsilon \beta^2 \omega_r$, а высоты существенным образом зависят от множителей которые при $\tau_0 \gg 1$ и $N' \gg 1$ имеют δ -образный характер. Максимальное значение этих сомножителей определяется условиями

$$\phi_s^\pm = 2\Omega s, \quad s=0,1,2,3,\dots \quad (16)$$

Энергия излучения максимальна на частотах, для которых одновре-

менно выполняются условия (15) и (16)

$$\omega_{rs} = \pm r\Omega_0 \mp (2s \mp k)\Omega \quad (17)$$

На частотах ω_{rs} , выполняется условие синфазного сложения излученных волн от разных частиц, причём они совпадают с одной из частот доплеровского спектра. Хотя рассматриваемая нами система линейная, пики излучения приходятся на частоты ω_{rs} , являющиеся линейной комбинацией частот следования ступков Ω_0 и частоты колебаний Ω . Она может служить генератором разностной и суммарной частот гармоник Ω_0 и Ω .

Для случая рассмотренного в § 3.1 энергия излучения оказывается пропорциональной числу движущихся ступков, а в случае § 3.3 либо $N^2 N'$, либо $N'^2 N$. Использование системы ступков в кильватерной схеме ускорения заряженных частиц, при совпадении частоты ω_{rs} с частотой излучения Вавилова-Черенкова и выполнения условия $a > N'd$, увеличивает амплитуду ускоряющего поля в N' раз.

В § 3.5 рассмотрено излучение системы ступков, расположенных на прямой, составляющей угол α с осью волновода и движущихся перпендикулярно его оси (17). При этом на стенках волновода через промежутки времени Δt на расстоянии Δz появляются заряды и при достаточно большом числе ступков, пересекающих волновод, можно считать, что на верхней и нижней стенках волновода движется мнимый заряд, скорость которого может превышать скорость света в пустоте. При определённых условиях этот "сверхсветовой" источник может испускать излучение Вавилова-Черенкова в пустом волноводе. В общем случае система ступков возбуждает переходное излучение на стенках волновода, черенковское излучение в среде и "сверхсветовое" излучение Вавилова-Черенкова. Максимумы излучения приходятся на частоты, удовлетворяющие уравнениям:

$$\omega_m = \pi m v/a, \quad 1 \left[\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \gamma_{nm} \cos \alpha \right] = 2\pi r, \quad r=1,2,3,\dots \quad (18)$$

1 - расстояние между ступками.

Первое из условий (18) описывает спектр излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при движении каждого отдельного ступка. Второе условие в (18) совпадает с доплеровский спектр движущегося осциллятора, если считать, что собственная частота движущегося осциллятора есть $\omega_{ok} = 2\pi k v / l \sin \alpha$ и его скорость $v' = v \cot \alpha$ и описывает синфазное излучение N' ступков. На этих частотах на фоне непрерывного спектра переходного излучения появляется пики излу-

чения, высоты которых пропорциональны n . Максимального излучения можно ожидать при одновременном выполнении обоих условий в (18), когда синфазным оказывается не только переходное, но и черенковское излучение ступков.

Спектр излучения при отсутствии дисперсии у среды определяется соотношением

$$\omega_0 = \frac{c}{\lambda_{\text{пл}}} \text{ctg} \alpha / (\beta^2 \text{ctg}^2 \alpha - 1) \quad (19)$$

На этих частотах в волноводе возникают пики "сверхсветового" излучения Вавилова-Черенкова.

"Сверхсветовое" черенковское излучение может возникнуть при значениях углов α , удовлетворяющих условию $|\text{ctg} \alpha| > 1/\beta \sqrt{\epsilon}$. С ростом ϵ , α_{max} при котором возникает это излучение, увеличивается. Это связано с тем обстоятельством, что фазовая скорость волны в волноводе с ростом ϵ уменьшается и для выполнения условия синхронизма между скоростью мнимого источника и фазовой скоростью сопутствующей волны, необходимо увеличивать угол наклона α .

При уменьшении α частотный спектр "сверхсветового" излучения Вавилова-Черенкова смещается в сторону низких частот и в пределе $\omega_{\text{чер}} = \lambda_{\text{пл}}^{-1} c/\sqrt{\epsilon}$. Существенная зависимость частотного спектра "сверхсветового" излучения Вавилова-Черенкова от угла наклона пучка α к волноводу, позволяет надеяться, что по измеренным значениям поля излучения на этих частотах можно определять положение пучка в пространстве.

Для волноводных мод, которые удовлетворяют (18) и $1 < a/\lambda_{\text{пл}} \sin \alpha |\beta^2 \epsilon - 1|$, амплитуды полей излучения пропорциональны полному заряду пучка q . Полученный результат имеет следующий физический смысл. Каждый ступок попадает в волновод в момент, когда его траектория пересекает пакет волн, испущенных предыдущим ступком. Синфазно взаимодействуя с волной, частота которой одновременно удовлетворяет условиям (18), он увеличивает амплитуду волны с этой частотой. Для волновода с размерами $a = 7,2 \text{ см.}$, $b = 3,4 \text{ см.}$ и числом частиц в ступке равным $n = 10^5$ амплитуда поля оказывается порядка $0,5 \text{ нВ/м}$.

Поток энергии излучения через поперечное сечение волновода, за область движения ступков, для волноводных мод, индексы которых удовлетворяют соотношению (18), "поперечное" и "сверхсветовое" излучения Вавилова-Черенкова синфазны и полная энергия излучения пропорциональна a и $n \cos \alpha$, то есть длине траектории источника

при поперечном и продольном движениях. Рассматриваемая система может служить основанием для создания генератора мощного квазимонохроматического излучения с перестройкой частоты в широком диапазоне.

В последнем параграфе рассмотрено излучение заряда при "мгновенном" и плавном изменении скорости, связанное со стартом и остановкой заряда [1]. Свойства излучения в волноводе заряда при "мгновенном" изменении скорости аналогичны свойствам переходного излучения в волноводе. Рассмотрение плавного изменения скорости, позволяет ввести критерий применимости "мгновенного" скачка скорости и учесть влияние характерного времени перехода на спектральный состав излучения.

Четвертая глава посвящена вопросам возбуждения цилиндрического резонатора последовательностью ступков заряженных частиц.

Максимальный отбор энергии от ступков заряженных частиц происходит при их резонансном взаимодействии с волноведущими структурами. В этом смысле особое место занимает проблема взаимодействия резонатора с последовательностью ступков [18, 19].

В § 4.1 рассмотрены проблемы связанные с вырождением цилиндрического резонатора и получены условия, при которых всё излучение пучка заряженных частиц происходит на одной моде и частоте.

Предварительно развит метод расчёта полей излучения в резонаторе ступка, движущегося произвольным образом, и получены выражения для E_z и H_z -составляющих полей излучения, позволяющие вычислять поля излучения ступка заряженных частиц в произвольном резонаторе, если известны уравнения его движения и вид собственной функции. Полученные результаты использованы для расчёта полей излучения системы из N цилиндрических ступков длины L и радиуса b , представляющих идеальный цилиндрический резонатор радиуса R и высоты, а спектр излучения дискретный, а на частотах

$$\omega_{ml} = 2\pi k v / L, k = 1, 2, 3, \dots \quad (20)$$

частота $f_{ml} = \omega_{ml} / 2\pi$ свободных колебаний резонатора оказывается k -ой частоте k -ой гармоники следования ступков $f = v/L$, и на соответствующей резонаторной моде напряжённость поля резко возрастает. На этих частотах резонатора происходит резонансный отбор электромагнитной энергии у ступка, и напряжённость поля в резонаторе пропорциональна числу ступков в пучке.

При выполнении условия

$$2\beta \sqrt{\epsilon} a k / l < 1, \quad (21)$$

в резонаторе могут возбуждаться лишь моды, индекс l которых равен нулю. Если выбрать высоту резонатора согласно условию (21), а радиус равный

$$R_{m0k} = \mu_{0m} l / 2\pi\beta\sqrt{\epsilon} k, \quad (22)$$

то резонатор с этими параметрами становится невырожденным, и излучение пучка в нём происходит на одной моде и частоте.

В § 4.2 рассмотрено влияние конечной добротности цилиндрического резонатора на спектр и энергию излучения. Учёт конечной добротности резонатора приводит к появлению в выражениях для полей излучения затухающих членов, которые существенно уменьшают амплитуды полей. Это уменьшение связано с диссипацией энергии в стенках резонатора. Тем не менее, при выполнении резонансных условий отбора энергии от пучка в резонаторе можно создать достаточно большие напряжённости полей. Оптимизация резонатора по максимуму напряжённости электрического поля с сохранением условия (21) приводит к следующим значениям параметров резонатора при $l = 10 \text{ см}$: $k=1, R=3,83 \text{ см}, a=2,75 \text{ см}$; $k=2, R=1,91 \text{ см}, a=1,275 \text{ см}$; $k=3, R=1,275 \text{ см}, a=0,75 \text{ см}$. Для этих параметров резонатора, в случае пучка линейного ускорителя ЕРФИ (частота следования ступок $f=3 \text{ ГГц}$, $b=0,5 \text{ см}, L=1 \text{ см}$, число частиц в ступке $n=3 \cdot 10^9$, число ступок в импульсе $N=3 \cdot 10^4$), значение для средней, за время пролёта пробного, ступка напряжённости поля в резонаторе оказывается равным при

$$\begin{aligned} k=1, m=1, \langle E_z \rangle &= 203 \text{ МВ/М} \\ k=2, m=1, \langle E_z \rangle &= 228 \text{ МВ/М} \\ k=3, m=1, \langle E_z \rangle &= 198 \text{ МВ/М} \end{aligned} \quad (23)$$

С увеличением индекса m резонаторной моды величина поля уменьшается. Это связано с увеличением соответствующего радиуса резонатора, определяемого из выражения (22). Хотя добротность резонатора при $k=1$ в 1.5 раза больше чем при $k=2$, тем не менее из-за того, что резонансный радиус при $k=1$ примерно в два раза больше, чем в случае $k=2$, среднее за время пролёта пробного ступка значение поля излучения в случае $k=2$ оказывается несколько больше, чем для случая $k=1$.

Амплитуды полей можно увеличить, если использовать пучки, состоящие из более плотных ступок с меньшими размерами. Учёт конечной добротности резонатора ограничивает число N' эффективно излучающих ступок. Так, при $N' = Q/\pi k$ величина поля в резонаторе прак-

тически не зависит от числа ступок, пересекающих резонатор. Толь последующих ступок сводится к поддержанию значения поля, созданного предыдущими ступками [18]. Из пучка, состоящего из N' ступок эффективно излучают лишь

$$\eta = \frac{3Q}{\pi k N} 100\% \quad (24)$$

процента ступок. При $k=1, m=1$ это составляет $\eta_1 = 42\%$; $k=2, m=1 - \eta_2 = 14\%$; $k=3, m=1 - \eta_3 = 11\%$. Это обстоятельство позволяет оптимизировать число эффективно излучающих ступок и существенно уменьшить длительность импульса излучающего пучка. Увеличения числа эффективно излучающих ступок можно добиться повышением добротности резонатора. Так, при $Q=1/3 N' k$ все N' ступок излучают эффективно, и энергия накопленная в резонаторе возрастает.

Таким образом, оптимизация размеров цилиндрического резонатора по максимуму продольной составляющей электрического поля, позволяет генерировать в нём поля большой напряжённости $E_z \approx 200-330 \text{ МВ/М}$. Структура поля в резонаторе такова, что оно имеет лишь E_z и H_ϕ составляющие, первое из которых может ускорять, а второе фокусировать ступки заряженных частиц. Цепочка таких резонаторов может использоваться в качестве генератора мощного монохроматического излучения и ускоряющей структуры в двухпучковых схемах ускорения заряженных частиц (§ 4.3).

Для параметров пучка, приведённых выше, величины для w_z' и dE/dz составляют

$$\begin{aligned} k=1, m=1, \langle w_z' \rangle &= 3,6 \cdot 10^{19} \text{ М/С}^2, \quad dE/dz = 206 \text{ МэВ/М} \\ k=2, m=1, \langle w_z' \rangle &= 4 \cdot 10^{19} \text{ М/С}^2, \quad dE/dz = 228 \text{ МэВ/М} \\ k=3, m=1, \langle w_z' \rangle &= 3,5 \cdot 10^{19} \text{ М/С}^2, \quad dE/dz = 197 \text{ МэВ/М} \end{aligned} \quad (25)$$

Сделанные оценки подтверждают возможность использования последовательности резонаторов, в качестве ускоряющей системы.

Энергию накопленную в резонаторе после прохождения через него N' ступок можно вычислить как потери каждого элемента ступка на излучение в резонаторе с дальнейшим суммированием по всем ступкам. Работа последовательности ступок отрицательна, т.е. ступки отдают энергию резонатору, причём из-за выполнения резонансных условий, каждый последующий ступок увеличивает энергию, накопленную в резонаторе.

Если за последовательностью из N' ступок в резонатор влетает пробный ступок радиуса r_1 , с линейной плотностью σ_{01} , через время

$t = d \cdot \sqrt{\nu}$ вслед за последним N -ым ступком, то работа поля резонатора над этим ступком при $1/4 + s < kd \cdot d < 3/4 + s$, ($s = 1, 2, 3, \dots$) положительна и он в резонаторе получает энергию.

Ускоряясь в системе резонаторов, ступок уносит с собой часть энергии, накопленной в резонаторе. Предельное значение заряда ступка ($L_1 \ll \pi k/d$), который, ускоряясь, полностью забирает накопленную в резонаторе энергию равна

$$q_1 = \frac{qQ}{2k\pi} \frac{b_1 I_1 (2\pi k \sqrt{\epsilon} b / \Lambda)}{b L_1 (2\pi k \sqrt{\epsilon} b_1 / \Lambda)} \frac{\sin(\frac{\pi k L}{L})}{(\frac{\pi k L}{L})} \left[1 - e^{-\frac{\pi k N}{Q}} \right] \quad (26)$$

Этот результат позволяет утверждать, что предложенный метод даёт так же возможность получения ускоренных пучков с большими токами.

Пятая глава посвящена теории возбуждения поверхностных волн на границе одноосного кристалла зарядом, совершающим поступательно-колебательные движения и возможности увеличения энергии излучения подбором диэлектрических свойств среды и использования последовательности ступков заряженных частиц.

Одна из перспективных схем ускорения заряженных частиц предполагает использование поверхностных волн. Это связано с тем обстоятельством, что фазовая скорость поверхностных волн может быть меньше скорости света в пустоте, и структура их поля такова, что имеется составляющая электрического поля параллельная границе раздела сред (20).

В первом параграфе исследованы свойства поверхностных волн возбуждаемых точечным зарядом, на границе анизотропного диэлектрика движущимся параллельно границе раздела на расстоянии d , и совершающим поступательно-колебательные движения. Задача решена при помощи метода, развитого в § I. 3. Анализ полученных выражений позволяет выявить свойства поверхностных волн, связанные с анизотропией поверхности. Так, существуют частотные области определения поверхностных волн, целиком определяемые свойствами анизотропии и исчезающие при переходе к изотропному диэлектрику. Подбором параметров анизотропии среды, можно существенно увеличить значение амплитуды E_x -составляющей электрического поля. Действительно, они пропорциональны

$$E_{x\omega}^{(1)} \sim |\epsilon_1 \epsilon_2^{-1}|^{-1/2}, \quad (27)$$

для сред у которых $\epsilon_1 \epsilon_2^{-1} \sim 1$, и заряд релятивистский, знаменатели

выражений для полей излучения могут стать очень малыми с соответствующим увеличением амплитуды напряжённости электрического поля. Эта ситуация может осуществиться, если например, в качестве одноосного кристалла использовать чередующиеся слои коллоидной электронной плазмы и диэлектрика с $\epsilon \neq 1$. Увеличения амплитуды в этом случае можно достигнуть подбором толщины диэлектрика и плазмы.

Спектр излучения поверхностных волн совпадает со спектром движущегося источника, обладающего собственной частотой ω . При релятивистской поступательной скорости излучателя формируется острый максимум излучения, приходящийся на угол

$$\theta = \arccos \left\{ \frac{1}{\beta n_{\perp}} \left[1 - \frac{2s\Omega}{c} \left| \frac{1-\epsilon_2}{\epsilon_1 \epsilon_2^{-1}} \right|^{1/2} d \right] \right\} \quad (28)$$

и частоту

$$\omega = \frac{c}{2d} \left| \frac{1-\epsilon_2}{\epsilon_1 \epsilon_2^{-1}} \right|^{1/2} \quad (29)$$

Интересно отметить, что частота в (29) не зависит от s и одинакова для всех гармоник. При $d \rightarrow 0$ она стремится к бесконечности, то есть в этом случае необходимо учитывать дисперсию показателя преломления.

В § 5. 2, рассмотрено возбуждение поверхностных волн на поверхности с односторонней проводимостью. Она состоит из параллельных тонких проводников с периодом много меньше, чем длина излучаемых волн. В этом случае можно воспользоваться усреднёнными граничными условиями. На анизотропной проводящей плоскости может иметь место "обращённый" эффект Доплера, когда проекция волнового вектора и групповой скорости на направление движения имеют разные знаки. В рассматриваемом случае возможна реализация ситуации, рассмотренной в параграфе 3. 2.

Практическое применение ПЭВ, предполагает использование ступков заряженных частиц, позволяющих увеличить энергию ПЭВ. В § 5. 3, обобщены результаты полученные для точечного источника, на случай ступка и системы ступков. Для перехода необходимо в соответствующих выражениях произвести замену

$$q^2 \rightarrow Q^2 |F_n(k_x, k_z, \omega)|^2 \quad (30)$$

где $|F_n(k_x, k_z, \omega)|$ - форм-фактор ступка.

Если число частиц в ступке равно N , то энергия излучения по сравнению со случаем точечного заряда возрастает в $N^2 |F_n(k_x, k_z, \omega)|^2$

раза. Такая когерентность в излучении сгустка проявляется лишь в ограниченных угловых и частотных интервалах, определяемых видом форм-фактора сгустка. Если сгусток цилиндрический с высотой h и радиусом r_0 и заряд в нём распределён равномерно, то форм-фактор состоит из двух сомножителей зависящих от продольных и поперечных размеров сгустка. Первый множитель определяет влияние продольных размеров сгустка на спектр излучения и существенно отличен от нуля в области частот, удовлетворяющих условию $L(\omega - s\Omega)/2v \leq \pi$, или $|\frac{\omega}{c} n_1 L \cos \theta| \ll 2$. Из-за интерференции волн испущенных от отдельных частей сгустка, расположенных по длине, в области малых углов "обрезаются" волны имеющие наиболее короткую длину.

Второй множитель в форм-факторе существенно отличен от нуля в областях частот и углов, определяющихся соотношениями:

$$\omega < \mu_{01} c / n_1 \left[\sin^2 \theta - |(\epsilon_2 - 1) / \epsilon_2 (\epsilon_1 - 1)| \right]^{1/2}$$

$$\theta \leq \arcsin |(\epsilon_2 - 1) / \epsilon_2 (\epsilon_1 - 1)|^{1/2} \quad (31)$$

Они определяют ту область частот и углов в которой волны, испущенные разными частями поперечного сечения сгустка, складываются в одинаковых фазах. При гауссовском распределении заряда полученные результаты не изменяются.

Энергию поверхностной волны можно увеличить использованием системы из N сгустков, движущихся на расстоянии d друг за другом. В выражении для энергии излучения появляется дополнительный форм-фактор определённый в § I. I. Он имеет пики на частотах $f_k = k f_0 = kv/d$, соответствующих гармоникам частоты следования сгустков. На гармониках индекс которых удовлетворяет условию $k = d' / 2ad |(1 - \epsilon_2) / (\epsilon_1 \epsilon_2 - 1)|$, (d' - расстояние между сгустками), выполняется условие синфазного сложения поверхностных волн излученных разными сгустками пучка. При этом энергия излучения ПЭВ, распространяющихся под углом определяемым из (28) увеличивается в $N^2 n$.

Для многих веществ граничная частота возбуждения ПЭВ (20) попадает в ультрафиолетовую область спектра, что усложняет её экспериментальное исследование и практическое использование. Так, для серебра длина волны, соответствующая граничной частоте $\lambda_{краг} = 3350 \text{ \AA}$, для алюминия $\lambda_{краг} = 1500 \text{ \AA}$.

В последнем параграфе пятой главы показано, что диэлектрическая среда ($\epsilon = \epsilon_2$), находящаяся в контакте с поверхностью с $\epsilon_3 < -1$ приводит к смещению спектра ПЭВ в длинноволновую область (21)

и уже при $\epsilon_2 = 0$ для серебра граничная частота спектра ПЭВ "краг" около $3 \cdot 10^{14}$ Гц, что соответствует видимой части спектра (синяя область спектра). Поэтому нанесение на подложку слоя диэлектрика, позволяющего смещать частотную область ПЭВ в ту или другую сторону. Слой вещества должен быть достаточно тонким, во всяком случае его толщина не должна превышать эффективной "толщины" $h_{эф}$ занимаемой электромагнитным полем поверхностной волны $h_{эф} / \omega \sqrt{|\epsilon_2 - 1|}$. Граничная частота поверхностных волн зависит как от ϵ_2 , так и от толщины диэлектрического слоя причём она уменьшается с увеличением толщины плёнки и диэлектрической проницаемости слоя ϵ_2 .

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем. Построены расчётно-теоретические основы взаимодействия сгустков заряженных частиц с волноводными и резонаторными структурами. В том числе:

1. Развита метод решения задач об излучении последовательности сгустков заряженных частиц, движущихся произвольным образом в волноводах, резонаторах, в одноосных кристаллах и у границы анизотропной среды. Он удобен для решения граничных задач и позволяет получать аналитические выражения для полей илучения зарядов любых конфигурация и видов их движения.
2. Развита метод характеристических матриц для решения задач об излучении сгустков заряженных частиц в волноводе, со слоистым диэлектрическим заполнением конечной толщины, позволяющий получать точные аналитические выражения для полей излучения в любом отрезке стопки диэлектрических пластин.
3. Для волновода получено условие, аналогичное условию падения волны под углом Брюстера в безграничном пространстве.
4. Оптимизацией размеров радиатора по максимуму напряжённости электрического поля, можно обеспечить условия для оптимального отбора электромагнитной энергии у пучка заряженных частиц. Радиаторы типа волновод со слоистым диэлектрическим заполнением, цепочка резонаторов, могут служить источником мощного квазимонохроматического СВЧ излучения и использоваться в двухпучковой схеме ускорения заряженных частиц в качестве ускоряющей структуры.
5. Развита теория излучения в волноводе и у границы одноосного кристалла сгустков заряженных частиц обладающих собственной

частотой. Подбор параметров траектории движения сгустка и диэлектрических свойств среды, позволяет создать резонансные условия для отбора электромагнитной энергии у сгустка и генерировать квазимонохроматические поля большой мощности.

6. Исследовано влияние ускорения сгустка на его параметры, спектр и энергию излучения. Для нерелятивистских сгустков этот эффект играет существенную роль, а при релятивистских скоростях становится пренебрежимо малым.

7. Развита теория излучения пучка заряженных частиц в цилиндрическом резонаторе. Выбором размеров резонатора можно превратить его в невырожденную систему, осуществлять отбор энергии пучка на одной выбранной моде и частоте. Это позволяет генерировать монохроматические поля большой мощности, а учёт конечной добротности резонатора приводит к ограничению числа эффективно излучающих сгустков.

8. Развита теория возбуждения поверхностных волн на границе одноосного кристалла последовательностью сгустков заряженных частиц, совершающих поступательно-колебательные движения. Рассчитаны поля и энергия излучения и проведён детальный анализ спектра поверхностных волн. Показано, что тонкая диэлектрическая плёнка, нанесённая на поверхность раздела, смещает спектр поверхностных волн в длинноволновую область.

Таким образом, развитая в диссертационной работе теория излучения сгустков заряженных частиц в волноводах и резонаторах, является расчётно-теоретической основой для конструирования генераторов мощного квазимонохроматического излучения и использования их в нетрадиционных методах ускорения заряженных частиц.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

ЛИТЕРАТУРА

1. Барсуков К. А., Беглоян Э. А., Лазиев Э. М., Рязанцева Н. В. Излучение заряженной частицы при её произвольном движении в волноводе. Изв. ВУЗ. Радиофизика, 1987г., т. 30, вып. II, с. 1337-1343.

2. Барсуков К. А., Беглоян Э. А., Лазиев Э. М., Рязанцева Н. В. Поле излучения заряженной частицы в волноводе при её произвольном движении. Препринт ЕФИ-86(12)-86

3. Беглоян Э. А., Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. Распространение электромагнитных волн в регулярном волноводе произвольного сечения со слоистым диэлектрическим заполнением. 6-ой Всесоюзный симпозиум по дифракции и распространению волн. Цахкадзор 1973.

4. Арутюнян Х. С., Беглоян Э. А., Лазиев Э. М., Оксюзян Г. Г. Условие Брюстера в волноводе. Научное сообщение ЕФИ-286(II)-78.

5. Беглоян Э. А., Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. Излучение ускоренно движущейся заряженной частицы, пересекающей волновод перпендикулярно его оси. Изв. ВУЗ. Радиофизика 1983г., т. 31, с. 1267-1269.

6. Беглоян Э. А., Газазян Э. Д., Кочарян В. Г., Лазиев Э. М. Взаимодействие ускоренно движущегося сгустка заряженных частиц с резонатором. ВАНТ. 1990г., вып. 7(15), с. 115-117.

7. Беглоян Э. А., Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. Переходное излучение в волноводе (случай двух пластин). Изв. АН Арм. ССР Физика, 1971г., вып. 6, с. 262-268.

8. Беглоян Э. А., Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. Излучение заряженной частицы, пролетающей стопку диэлектрических пластин в волноводе. Радиотехника и электроника, 1976г., т. 21, вып. I, с. 164-166.

9. Беглоян Э. А., Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. Переходное излучение в полубесконечном волноводе с диэлектрической пластиной. Научное сообщение ЕФИ-75(74), II конференция молодых ученых ЕФИ Нор-Амберд 1975г.

10. Барсуков К. А., Беглоян Э. А., Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. Переходное излучение в закороченном волноводе. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1973г., т. 8, вып. I, с. 20-27.

11. Барсуков К. А., Беглоян Э. А., Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. К теории переходного излучения в волноводе с кусочно-однородным диэлектрическим заполнением. Изв. ВУЗ. Радиофизика 1973г., т. 16, вып. 4, с. 586-593.

12. Барсуков К. А., Беглоян Э. А., Газазян Э. Д., Геворкян Э. А., Лазиев Э. М. О переходном излучении в диэлектрической пластине в волноводе при пролете заряда перпендикулярно его оси. Изв. АН Арм. ССР Физика, 1972г., т. 7, вып. 6, с. 397-402.

13. Барсуков К. А., Беглоян Э. А., Лазиев Э. М., Рязанцева Н. В. Излучение заряженной частицы, совершающей колебания вдоль направления движения при пролете через волновод. Препринт ЕрФИ 964(14)-1987г.

14. Беглоян Э. А., Канаржийкин А. Д., Мараян Р. И., Барсуков К. А. Кильватерное ускорение в ондуляторе. II Всесоюзное совещание по

- новым методам ускорения Нор-Амбёрд 1989г., ВАНТ., вып.7(15), с.53-55.
15. Барсуков К.А., Беглоян Э.А., Лазиев Э.М., Марабян Р.И. Излучение заряженной частицы при многократном пересечении ею регулярного волновода. Изв.АН.Арм.ССР физика, 1989г., т.24, вып 2, с.55-62.
16. Барсуков К.А., Беглоян Э.А., Марабян Р.И. Переходное излучение в волноводе при последовательном пересечении заряженной частицы его стенок. Препринт ЕрФИ 1266(52)-1990г.
17. Беглоян Э.А., Бекова С.Х. О сверхсветовом источнике в волноводе. Изв.АН.Арм.ССР, Физика, 1979г., т.14, вып.4, с.240-246.
18. Begloyan E.A., Gazazian E.D., Kocharian B.G., Laziev E.M. Peculiarities of resonator excitation by a train of charged particle bunches Preprint YKRPNI -1292(78)-90.
19. Беглоян Э.А., Газазян Э.Д., Кочарян В.Г., Лазиев Э.М. Возбуждение цилиндрического резонатора с конечной добротностью, последовательностью заряженных ступок. Изв.ВУЗ.Радиофизика 1992г., т.35, с.79-85.
20. Аракелян Г.А., Беглоян Э.А., Лазиев Э.М. Возбуждение поверхностных электромагнитных волн. Препринт ЕрФИ-1030(70)-1987г.
21. Барсуков К.А., Беглоян Э.А., Лазиев Э.М. Влияние тонких плёнок на поверхности диэлектрика на спектр и энергию поверхностных волн в переходном излучении релятивистских частиц. Изв.ВУЗ. Радиофизика 1985г., том 28, вып 3, с 361-365.

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Է Ա.Բեղլոյանի «Ռեզոնատորային և ալիքատարային համակարգերի գրգռումը ուղիղաձիգ հոսանքի լիցքավորված մածուկներով» վերաբերյալ ատենախոսության մեջ դիտարկված են լիցքավորված մածուկների փնջերից էլեկտրաստատիկական էներգիայի անջատման պրոբլեմները: Աշխատության մեջ ձևակերպվել և անալիզվում են շարժանիշներ, բառ որոնց կարելի է օգտիմացնել ճառագայթող համակարգի և փնջի պարամետրերը: Այս խնդիրների շրջանակում կարևորվում են ճառագայթող համակարգի տիպի և երկրաչափական տեսքի, ինչպես նաև փնջի շարժման հետագծի ընտրության հարցերը պահանջվող տիպ և էլեկտրական դաշտի բարձր լարվածություն ունեցող մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական ալիքների գրգռման նպատակով: Առաջադրված խնդիրների ստույգ բնութագրման միառոտով աշխատության մեջ զարգացվում են կամայական ձևով շարժվող լիցքավորված մասնիկների հաջորդականության ճառագայթման խնդիրների լուծման եղանակները ալիքատարներում, ռեզոնատորներում և միառանցք բյուրեղներում, ինչպես նաև բնութագրիչ մատրիցների, եղանակը ճառագայթման խնդիրներում: Մշակված եղանակները օգտակար են նաև երափին խնդիրների դիտարկման ժամանակ և հնարավորություն են ընձեռում ստանալ անալիտիկ արտահայտություններ տարածական լիցքի ցանկացած բաշխման և սրա շարժման կամայական օրենքի դեպքերում: Ատենախոսության շրջանակներում բնութագրվում են արագացման ազդեցությունը մածուկի ճառագայթման սպեկտրի և իր մածուկի պարամետրերի վրա, արագացման տեսքի սեծացման հնարավորությունը արագացման «բիվաթերային» եղանակում, «զերյուտային» չլրենկված ճառագայթումն ալիքատարում-Նետագրողված է մածուկների պարբերական փնջից էներգիայի անջատումը ռեզոնատորում բնորոշված մոդի և հաճախության համար: Ընդ որում ռեզոնատորի վերջավոր բարորակությունը պայմանավորում է էֆեկտիվ ճառագայթող մածուկների սահմանափակ թիվը մեծ էներգիայի մոնոքրոմատիկ տատանումներ ստանալու համար:

Չնսկերպված է Բրյուստերի պայմանի հստակացությունը շերտավոր դիէլեկտրիկով լիցքավորված ալիքատարում, հասաձայն որի էներգիայի էֆեկտիվ անջատումը լիցքավորված մածուկների պարբերական հաջորդականությունից իրականացվում է որոշակի մոդի և հաճախության դեպքում:

Կատարված հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ ստացված արդյունքների կիսան վրա հնարավոր է ստեղծել արագացման բարձր տեսակ ունեցող համակարգեր արագացման երկփնջային եղանակով: