

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
Российской академии наук»
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Опарина Юлия Сергеевна

**МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ
ТЕРАГЕРЦОВОГО ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА**

1.3.4 – Радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Доктор физико-математических наук, доцент
А.В. Савилов

Нижний Новгород – 2021

Содержание

Введение	4
Глава 1. Когерентное спонтанное излучение плотных коротких электронных сгустков	21
1.1. Ондюляторное излучение электронных сгустков	24
1.1.1. Эффект стабилизации (компрессии) электронного сгустка собственным полем излучения	24
1.1.2. Генерация ультракоротких волновых пакетов	36
1.1.3. Оптимизация процесса генерации широкополосного импульса	43
1.2. Излучение электронных сгустков в режиме отрицательной массы	49
1.2.1. Эффект отрицательной массы в ондуляторе	49
1.2.2. Влияние излучения на процесс компрессии	52
1.2.3. Оптимизация процесса излучения в режиме отрицательной массы.....	57
1.3. Циклотронное излучение	59
1.3.1. Эффект автокомпенсации кулоновского расталкивания в фазовом пространстве	60
1.3.2. Оптимизация процесса спонтанного циклотронного излучения.....	64
Глава 2. Многоволновые режимы излучения электронных сгустков	69
2.1. Двухондуляторный источник каскадного КСИ	71
2.1.1. Двухволновое каскадное КСИ	72
2.1.2. Реализация режима захвата и адиабатического торможения частиц в нерегулярной системе.....	76
2.2. Сложные многоволновые режимы в системах с одним ондулятором	78
2.2.1. Двухволновые режимы спонтанного и индуцированного ондуляторного излучения	79
2.2.2. Конкуренция разных поперечных мод	88
2.3. Двухволновое циклотронное излучение.....	91
2.3.1. Механизм группировки частиц	92
2.3.2. Циклотронное каскадное КСИ.....	96
Глава 3. Возбуждение супермод Тальбо-типа в сверхразмерных резонаторах	98
3.1. Электронный мазер, основанный на возбуждении супермоды типа Тальбо.....	101
3.1.1. Использование эффекта Тальбо для организации селективной сверхразмерной электродинамической системы	101
3.1.2. Возбуждение и стабильная генерация супермоды Тальбо-типа	104
3.1.3. Моделирование мощного сильноточного МСЭ	116
3.2. Спектр супермод типа Тальбо в резонаторах разного типа.....	124

3.2.1. Супермоды типа Тальбо в плоском двумерном резонаторе	124
3.2.2. Супермоды типа Тальбо в цилиндрическом резонаторе.....	132
Заключение.....	135
Список трудов автора по теме диссертации	137
Список цитируемой литературы	140

Введение

Актуальность темы диссертации. Источники когерентного электромагнитного излучения, основанные на использовании в качестве рабочих сред сильноточных потоков релятивистских электронов, позволяют существенно повысить уровень мощности излучения в диапазонах длин волн, освоенных нерелятивистской электроникой, а также продвинуться в новые, доступные ранее лишь для квантовых приборов, диапазоны от субмиллиметрового до ультрафиолетового [1-13].

К настоящему времени теоретически исследовано и реализовано в экспериментах множество разновидностей релятивистских электронных приборов, основанных на различных механизмах индуцированного излучения частиц. При этом в сантиметровом диапазоне длин волн доминируют модификации традиционных приборов, основанных на Черенковском и переходном индуцированном излучении электронных пучков [14-25], а в диапазоне более коротких длин волн оказываются источники, основанные на излучении потоков электронов-осцилляторов, колеблющихся либо в однородном магнитостатическом поле (мазеры на циклотронном резонансе, МЦР [26-50]), либо в пространственно-периодическом поле накачки (мазеры и лазеры на свободных электронах, МСЭ и ЛСЭ [49-84]). Использование доплеровского преобразования частоты колебаний электронов-осцилляторов, поступательно движущихся в направлении, близком к направлению СВЧ-излучения, со скоростью, близкой к световой, а также большая мощность рабочих электронных потоков дает возможность реализовать на основе этого подхода источники когерентного электромагнитного излучения с уникальными (частота, и мощность) параметрами.

В частности, в настоящее время растет интерес к созданию импульсных СВЧ-источников высокой мощности, работающих в терагерцовом (ТГц) и суб-терагерцовом (суб-ТГц) диапазонах частот. Такие источники востребованы в целом ряде важных научных и прикладных приложений: как нагрев и диагностика плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза нового поколения, ускорение элементарных частиц до высоких энергий, эксперименты по исследованию и контролю различных сред (включая быструю терагерцовую спектроскопию и магнитометрию, так называемые «pump-probe» эксперименты, а также эксперименты по воздействию сильных волновых полей на свойства различных сред, включая биологические), использование мощных импульсов суб-ТГц излучения в качестве «короткопериодных» ондуляторов для коротковолновых лазеров на свободных электронах, а также различные приложения в физике плазмы (в частности, реализация мощных источников ультрафиолетового излучения на основе терагерцового разряда в плазме) [85-115].

Возможный путь реализации мощного импульсного источника, работающего в терагерцовом частотном диапазоне – использование излучения сильнооточного релятивистского электронного пучка. Современные относительно компактные ускорители [116-118], в том числе установки, основанные на фотоинжекторной технике [119-123], способны формировать электронные пучки высокого качества с килоамперными токами, энергиями частиц от сотен кэВ до десятков МэВ и длительностями импульсов от долей пикосекунд (в фотоинжекторах) до сотен наносекунд (в уникальных термоэмиссионных установках [117]). При этом, однако, при реализации таких источников возникают проблемы обеспечения индуцированного характера и модовой селективности излучения, вызванные неизбежной сверхразмерностью пространства электронно-волнового взаимодействия, а также импульсным характером процесса излучения. Действительно, в относительно длинноволновых (сантиметровый и длинноволновая часть миллиметрового диапазоны длин волн) электронных источниках когерентного электромагнитного излучения для обеспечения индуцированного характера процесса излучения (то есть группировки электронного ансамбля на частоте волны излучения) используется или схема генератора с обратной связью, или различные схемы усиления «затравочного» сигнала, поступающего от внешнего источника. Заметим, что тем самым попутно решается (по крайней мере – частично) и проблема одномодовой генерации, поскольку заданная рабочая мода системы или фиксируется за счет селективности системы обратной связи, или «навязывается» внешним затравочным волновым сигналом.

Для систем, рассматриваемых в настоящей работе, использование усилительной схемы представляется затруднительным вследствие как отсутствия (или труднодоступности) достаточно мощных источников входного сигнала, работающих в суб-терагерцовом и терагерцовом диапазонах, так и проблемы синхронизации этого сигнала с рабочим импульсом электронного тока. При этом важно, что в случае сильнооточного релятивистского электронного потока рабочая электродинамическая система окажется неизбежно сверхразмерной как в продольном, так и в поперечном направлениях. Большая протяженность пространства электронно-волнового взаимодействия обусловлена прежде всего использованием релятивистских (и, соответственно, «тяжелых») электронов, что приводит к относительной слабости электронно-волнового взаимодействия [5]. Поперечная сверхразмерность системы также должна быть достаточно большой в суб-ТГц и ТГц диапазонах из-за проблем СВЧ пробоя, а также конечного поперечного размера электронного сгустка (от нескольких до десятков длин волн). В такой ситуации традиционные схемы обеспечения обратной связи (например, отражение части излучения от концов рабочего пространства) могут не работать как вследствие того, что излучаемый импульс короткий (по сравнению с длительностью процесса генерации), так и из-за

трудностей обеспечения селективного отражения на столь высоких частотах далеких от отсечки собственных мод сверхразмерных систем [59, 68, 70, 77, 82]. В то же время большая поперечная сверхразмерность электродинамической системы приводит к неодномодовому характеру электронно-волнового взаимодействия. Поскольку, как правило, сразу несколько мод системы оказывается в резонансе с электронным пучком [22, 25, 60, 65].

Разумеется, описанные выше проблемы не являются новыми, и различные схемы организации селективного индуцированного излучения в импульсных высокочастотных системах предлагались и ранее. Можно упомянуть тут идею режима сверхизлучения коротких электронных сгустков [17, 24, 37, 61], использование сложных распределенных схем обратной связи [66-68,130], многоволновые схемы с умножением частоты [9,13], а также нелинейные процессы обужения спектра генерации в режимах спонтанного усиление собственных шумов, используемых в коротковолновых ЛСЭ [13,74-76].

Упомянутые выше подходы, конечно, не носят универсального характера. В данной диссертации проблема обеспечения эффективного и селективного характера излучения решается применительно к двум случаям. Во-первых, предлагается использовать когерентное спонтанное излучение (КСИ) короткого (по отношению к длине излучаемой волны) сгустка [124, 125]. Частицы «подготовленного» сгустка излучают квази-синфазно. Процесс КСИ начинается сразу, в отличие от индуцированного излучения, которому должна предшествовать микрогруппировка частиц. Для обеспечения излучения в режиме КСИ не нужно, например, «затравочного» сигнала или же обратной связи в системе – КСИ может быть реализовано в относительно простой и компактной системе. Кроме того, в случае достаточно протяженных сгустков интересны различные многоволновые режимы генерации, при которых КСИ вспомогательной относительно низкочастотной волны (и группировка частиц в поле этой волны) стимулирует излучение на более высокой частоте.

Второй подход, рассмотренный в данной работе, основанный на формировании в сверхразмерных системах супермод Тальбо типа [126], применим в случае ещё более протяженных электронных импульсов. Основная идея заключается в том, чтобы отказаться от работы на фиксированной поперечной моде электродинамической системы. Вместо этого предлагается обеспечить условия для возбуждения высокодобротной супермоды, которая формируется фиксированным набором нескольких собственных поперечных мод сверхразмерного волновода.

Итак, данная работа посвящена проблемам реализации релятивистских электронных источников мощных импульсов когерентного электромагнитного излучения, работающих в субтерагерцовом (суб-ТГц) и терагерцовом (ТГц) частотных диапазонах. Методы и подходы,

изложенные в работе, направлены на обеспечение когерентного характера и модовой селективности излучения при использовании относительно простых сверхразмерных электродинамических систем, а также на решение естественной для приборов СВЧ-электроники задачи обеспечения относительно высоких эффективностей электронно-волнового взаимодействия и мощностей излучаемых волновых импульсов.

Цели диссертации

1. Изучение особенностей процесса КСИ плотных фотоинжекторных электронных сгустков, динамики частиц в процессе излучения и возможных способов повышения эффективности, основанных на характерных для процесса КСИ особенностях.

2. Рассмотрение возможных методов стабилизации фазового размера электронного сгустка в процессе КСИ для обеспечения протяженности эффективного электронно-волнового взаимодействия и высокой мощности выходного излучения.

3. Разработка моделей для численного моделирования, расчеты электронно-волнового взаимодействия в источниках электромагнитных импульсов, основанных на КСИ коротких плотных фотоинжекторных электронных сгустков.

4. Исследование различных схем приборов, основанных на КСИ коротких плотных фотоинжекторных электронных сгустков, а также методов их возможной оптимизации.

5. Анализ условий, необходимых для формирования высокодобротной моды типа Тальбо. Оценка эффективности генератора с электродинамической системой, параметры которой удовлетворяют всем этим условиям.

6. Изучение вопроса о конкуренции супермод типа Тальбо в системах с большой сверхразмерностью и возможностях обеспечения селективного возбуждения рабочей супермоды.

7. Разработка моделей для аналитических оценок и численного моделирования. Расчеты электронно-волнового взаимодействия в мощных сильноточных электронных мазерах терагерцового частотного диапазона, основанных на возбуждении супермод Тальбо-типа.

Научная новизна

1. Обнаружен эффект компрессии собственными полями ондуляторного КСИ. Предложено использование этого эффекта для стабилизации длины электронного сгустка в процессе излучения в различных схемах генераторов суб-ТГц и ТГц излучения. Проведены детальные численные расчеты различных схем источников на основе ондуляторного КСИ, в которых данный эффект позволяет обеспечить высокую эффективность электронно-волнового взаимодействия.

2. В качестве возможного метода повышения эффективности излучения источников на основе ондуляторного КСИ было рассмотрено излучение частиц, движущихся в так называемом режиме отрицательной массы, в котором стабилизация длины электронного сгустка обеспечивается его собственными кулоновскими полями.

3. Обнаружен эффект компенсации влияния кулоновского взаимодействия частиц на фазовый размер сгустка, имеющий место в случае реализации циклотронного КСИ в режиме группового синхронизма электронов с волной. Проведены детальные численные расчеты источников на основе циклотронного КСИ плотных коротких фотоинжекторных электронных сгустков.

4. Предложены различные многоволновые схемы реализации источников на основе ондуляторного и циклотронного излучения плотных коротких фотоинжекторных электронных сгустков, в которых компрессия или микрогруппировка электронов в поле излучаемой относительно низкочастотной волны обеспечивает эффективное излучение волны на высокой частоте.

5. Предложена новая схема генератора, основанного на селективном возбуждении в сверхразмерной электродинамической схеме супермоды типа Тальбо. Проведены детальные расчеты электронно-волнового взаимодействия в электронных лазерах терагерцового частотного диапазона, основанных на возбуждении супермод Тальбо-типа.

6. Исследована структура собственных супермод резонатора Тальбо-типа. Показана возможность селективного возбуждения рабочей супермоды.

Практическая значимость работы связана с созданием импульсных источников субтерагерцового и терагерцового излучения с относительно высокими уровнями мощности и пиковой интенсивности волнового электрического поля. Применение предложенных в данной работе методов и подходов позволит создать новые приборы с уникальными характеристиками.

Положения, выносимые на защиту:

1. В процессе когерентного спонтанного ондуляторного излучения короткого (в масштабе длины волны) электронного сгустка в режиме группового синхронизма может наблюдаться эффект компрессии этого сгустка собственными полями излучения. Этот эффект может быть использован для стабилизации размера электронного сгустка в процессе его движения по относительно протяженному пространству электронно-волнового взаимодействия в источнике, основанном на излучении такими сгустками ультракоротких волновых импульсов.

2. В качестве механизма стабилизации размера электронного сгустка при его движении по ондулятору с ведущим магнитным полем может быть использован режим отрицательной массы, в котором эффективность источников, основанных на когерентном спонтанном излучении, значительно выше.
3. В источниках спонтанного когерентного циклотронного излучения коротких электронных сгустков, движущихся в однородном магнитном поле в режимах, близких к групповому синхронизму электронов с излучаемым волновым пакетом, может быть реализован эффект автокомпенсации кулоновского расталкивания в фазовом пространстве.
4. В случае относительно протяженных электронных сгустков возможна организация многоволновых режимов индуцированного ондуляторного и циклотронного излучения. В таких режимах компрессия или микрогруппировка в сгустке, обеспечиваемые низкочастотной волной, стимулируют генерацию высокочастотного волнового пакета.
5. Использование квазиоптического резонатора, основанного на эффекте Тальбо, позволяет обеспечить генерацию монохроматического излучения в мощных длинноимпульсных ЛСЭ терагерцового диапазона. При этом в случае большой свехразмерности пространства взаимодействия возможно возбуждение релятивистским электронным пучком единственной супермоды указанного резонатора.

Апробация результатов работы

Основные результаты работы [А1 – А34] опубликованы (и направлены) в реферируемых российских и зарубежных журналах и докладывались на 43-ей и 44-ой Международных конференциях по инфракрасным и миллиметровым волнам (Нагоя, Япония, 2018; Париж, Франция, 2019), 18-ой и 22-ой Международной конференции по вакуумной электронике (Лондон, Великобритания, 2017; Амстердам, Нидерланды, 2021), 47-ой Международной конференции по наукам о плазме (Сингапур, 2020), 39-ой международной конференции по лазерам на свободных электронах (Гамбург, Германия, 2019), Международных конференциях «ФизикАСПб 2018/2019/2020» (Санкт-Петербург, Россия, 2018-2020), 10-ом и 11-ом Всероссийских семинарах по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 2016, 2018), 15-й и 17-й, 18-й научной школе «Нелинейные волны – 2018» (Нижний Новгород, 2018), 3-й и 4-ой Международных конференциях «Терагерцовое и СВЧ излучение: генерация, детектирование и приложения (ТЕРА-2018/2020)» (Нижний Новгород, Россия, 2018; Томск, Россия, 2020) и Международной конференции «микроволновое и терагерцовое излучение: источники и приложения» (Россия, 2018).

Личный вклад автора в проведенные исследования

Основные результаты, представленные в диссертации и вошедшие в работы [A1 – A34] получены либо при непосредственном участии автора, либо лично автором. Вклад соискателя состоял в аналитическом исследовании электронно-волнового взаимодействия в предложенных в диссертации схемах электронных источников импульсного терагерцового излучения, анализа и оптимизации параметров, а также в последующем моделировании систем. На основе оригинальных численных кодов, написанных автором, был спроектирован и рассчитан ряд экспериментальных макетов. Теоретические исследования проводились автором при консультативной поддержке со стороны научного руководителя и соавторов совместных работ. Постановка задач, обсуждение и интерпретация результатов проводилась совместно с научным руководителем и соавторами.

Структура и объем диссертации

Работа состоит из введения, трёх глав, заключения, списка трудов по диссертации и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 149 страниц. Диссертация содержит 86 иллюстраций, 1 таблицу и список литературы из 136 наименований. Список публикаций автора по теме работы содержит 34 наименования.

Краткое содержание работы

Глава 1 посвящена источникам, основанным на когерентном спонтанном излучении плотных электронных сгустков. Режим когерентного спонтанного излучения (КСИ) реализуется, когда фазовый размер электронного сгустка относительно излучаемой волны меньше 2π , то есть сгусток сгруппирован относительно излучаемой волны, так что частицы излучают квазисинфазно. Использование спонтанного излучения «специально подготовленных» коротких (по отношению к длине излучаемой волны) электронных сгустков [124, 125] решает как проблему селекции, так и проблему эффективности генерации волновых импульсов при движении электронного сгустка по относительно короткой и простой системе электронно-волнового взаимодействия.

Следует обсудить предпосылки, обуславливающие возвращение к идее КСИ, высказанной достаточно давно. Благодаря развитию ускорителей, в первую очередь фотоинжекторных [119-123], стало возможным формирование коротких плотных электронных сгустков с достаточно высокими плотностями заряда (с начальными длинами 0.1-1 мм и полными зарядами 0.1-1 нК) и начальными энергиями частиц 3-7 МэВ (что соответствует релятивистским Лоренц-факторам

$\gamma = 7 - 15$). Когерентное спонтанное излучение сгустков с длительностями электронного импульса ~ 1 пс будет происходить на частотах из ТГц и суб-ТГц частотных диапазонов. Таким образом, КСИ фотоинжекторных электронных сгустков можно рассматривать как один из возможных вариантов реализации источников ультракоротких мощных терагерцевых импульсов.

В случае КСИ волновые пакеты, излучаемые электронами, складываются почти в фазе. Другими словами, сгусток изначально сгруппирован относительно излучаемой волны, поэтому излучение начнётся сразу, что является неоспоримым преимуществом режима КСИ по сравнению с режимом индуцированного излучения, которому должна предшествовать группировка частиц. Ещё одним преимуществом КСИ является возможность его реализации в относительно простой электродинамической системе (не требующей цепи обратной связи и «затравочного» волнового сигнала). Фаза излучаемого в режиме КСИ волнового пакета фиксирована, что необходимо, например, для «pump-probe» экспериментов [108-110]. При этом можно обеспечить условия для относительной высокой эффективности КСИ.

Приведём простые оценки для параметров излучения сгустков, формируемых на современных фотоинжекторах: если эффективность электронно-волнового взаимодействия составляет $\sim 10\%$ при длине волны $\lambda \sim 1$ мм и длительности волнового импульса $\sim 5 - 7\lambda$ (~ 20 пс), а излучение происходит в волноводе с площадью поперечного сечения $S_w \sim \pi\lambda^2$, то усреднённая мощность излучения будет на уровне нескольких десятков МВт, что соответствует пиковому электрическому полю $E \sim 100$ МВ/м. Эти результаты, безусловно, привлекательны с точки зрения возможной практической реализации источников, основанных на КСИ плотных электронных сгустков.

Однако есть у режима КСИ и серьёзный недостаток. Излучение происходит в спонтанном режиме до тех пор, пока фазовый размер электронного сгустка не превышает 2π . Для приборов с продольной группировкой частиц (основанных на ондуляторном или Черенковском излучениях) это требование эквивалентно тому, что длина электронного сгустка должна быть меньше длины излучаемой волны $L_e < \lambda$. Этот факт ограничивает интенсивность электронно-волнового взаимодействия, поскольку процесс излучения в режиме КСИ выходит на насыщение, как только фазовый размер сгустка увеличивается до 2π . Очевидно, что чем больше полный заряд электронного сгустка, тем выше должна быть мощность выходного излучения, однако увеличение линейной плотности заряда приведёт к усилению влияния кулоновских полей на движение частиц и, как следствие, на длительность процесса КСИ.

Поскольку линейная плотность заряда в фотоинжекторных сгустках велика, в отсутствии каких-либо дополнительных механизмов продольной стабилизации их длины из-за кулоновского

растяжения увеличиваются в несколько раз на расстояниях $\sim 10-30$ см [78]. К фазовой дестабилизации электронного сгустка относительно волны может приводить не только кулоновское взаимодействие, но и непосредственно электронно-волновое взаимодействие. По этой причине в данной работе особое внимание уделяется возможным методам стабилизации фазового размера (длины) электронного сгустка.

Оказывается, что в режиме ондуляторного КСИ продольная стабилизация может быть обеспечена собственными полями излучения [A1]. Еще одним методом стабилизации может быть использование движения электронов в режиме отрицательной массы, который реализуется в ондуляторе с ведущим магнитным полем [64, 77-79]; в таком режиме кулоновское взаимодействие приводит не к расталкиванию, а к притяжению электронов и, таким образом, может быть использовано для компрессии плотных электронных сгустков.

В случае же циклотронного КСИ группировка частиц по фазам относительно излучаемой волны имеет двумерный (продольно-поперечный) характер, так что длина электронного сгустка не связана напрямую с его фазовым размером. Как показано в данной работе, можно найти условия, при которых увеличение длины электронного сгустка из-за кулоновского расталкивания не будет приводить к увеличению его фазового размера [A2].

В **разделе 1.1** подробно описан эффект компрессии собственными полями ондуляторного КСИ [A1]. Этот эффект реализуется благодаря «правильному» сдвигу фазы электронного сгустка относительно излучаемого им волнового пакета, который обеспечивается в процессе излучения «автоматически» в случае, когда поступательная скорость электронов близка к групповой скорости излучаемого волнового пакета. Если электронный сгусток не «проскальзывает» относительно максимума излучаемого импульса, тормозиться будут преимущественно частицы, летящие впереди. Таким образом, электронный сгусток будет сжиматься в направлении своего заднего фронта («хвоста»).

В этом разделе приведены аналитические оценки и результаты численного моделирования в двух различных приближениях: взаимодействие электронов с «заданным» импульсом, опорная частота которого зафиксирована (приближение медленно меняющейся амплитуды огибающей) и представление излучения сгустка в виде излучения набора макрочастиц (в таком приближении, очевидно, нельзя ввести фиксированную опорную частоту). Результаты численного моделирования, полученные в этих двух приближениях, хорошо согласуются друг с другом и подтверждают существование эффекта компрессии собственными полями КСИ. В этом же разделе приведены основные аналитические оценки для процесса продольной компрессии электронного сгустка собственными полями КСИ. Для проверки полученных результатов было

проведено более сложное трёхмерное численное моделирование с помощью пик-кода «KARAT» [131].

В подразделе 1.1.1 приведены качественные рассуждения, описывающие механизмы, приводящие к компрессии собственными полями ондуляторного КСИ. Здесь же обсуждается использованное для описания продольных кулоновских полей представление электронного сгустка в виде набора заряженных дисков. В простом приближении взаимодействия частиц с «заданным» импульсом, опорная частота которого зафиксирована, показано аналитически наличие смещения эффективной фазы электронов относительно излучаемой волны, благодаря которому становится возможна компрессия электронного сгустка собственными полями КСИ, приведён анализ области оптимальных с точки зрения компрессии параметров системы. Качественные рассуждения и аналитические оценки проверены с помощью численного моделирования.

В подразделе 1.1.2 для описания электронно-волнового взаимодействия использовано более корректное в случае КСИ представление излучения в виде излучения набора макрочастиц. Фактически, в таком приближении волновое уравнение решается «напрямую», без введения медленной огибающей волнового импульса на фиксированной опорной частоте. Такое приближение даёт возможность проанализировать структуры электрических полей излучаемых импульсов.

Электронный сгусток в процессе первого ондуляторного колебания излучает один цикл электромагнитной волны, длина которой соответствует доплеровски преобразованному периоду ондулятора, если групповая скорость излучаемого волнового пакета совпадает с поступательной скоростью электронов. Этот цикл волны не покидает область электронного сгустка и, таким образом, на каждом из последующих периодов ондулятора цикл усиливается, но из-за наличия дисперсии в системе энергия из этого центрального цикла, в области которого находится сгусток, рассеивается в соседние циклы.

В соответствии с результатами численного амплитуды поля излучаемых импульсов на уровне нескольких десятков МВ/м (~20-100 МВ/м) с длительностями порядка нескольких десятков пикосекунд [A2].

В п. 1.1.3 предложен возможный способ оптимизации процесса генерации широкополосного импульса, основанный на известном методе обеспечения оптимальных условий электронно-волнового взаимодействия за счёт профилирования расстройки (см., напр., [51]). Оказывается, профилируя, например, профиль радиуса волновода, можно добиться увеличения эффективности электронно-волнового взаимодействия в разы.

В **разделе 1.2** предлагается ещё один метод стабилизации, основанный на использовании так называемого режима отрицательной массы, который реализуется в ондуляторе с ведущим магнитным полем [64, 77-79]; в таком режиме движения частиц кулоновское взаимодействие приводит не к расталкиванию, а к их взаимному притяжению.

В п. **1.2.1** приведены уравнения, описывающие движение частиц в ондуляторе с ведущим магнитным полем, обсуждаются условия, необходимые для обеспечения движения частиц в режиме отрицательной массы. Рассмотрена продольная динамика частиц электронного сгустка, движущихся в режиме отрицательной массы.

В п. **1.2.2** описано влияние излучения на движение частиц в режиме отрицательной массы. В режиме отрицательной массы КСИ «стремится» сжать электронный сгусток к его переднему краю, а кулоновские поля к центру. Поскольку центры компрессии в этом случае разнесены, излучение будет ухудшать условия для компрессии. Приводятся уравнения, описывающие излучение, и результаты численного моделирования для динамики линейной плотности частиц в процессе КСИ. Результаты численного моделирования, выполненного для модели электронного сгустка в виде набор макрочастиц, подтверждают тезис об ухудшении условий компрессии при учёте КСИ.

В п. **1.2.3** обсуждается возможность повышения эффективности ондуляторного КСИ при условии, что в начале взаимодействия частицы движутся в режиме отрицательной массы. Согласно результатам численного моделирования, при такой же «раскачке» частиц в ондуляторе с ведущим магнитным полем эффективность излучения в режиме отрицательной массы выше в несколько раз по сравнению с эффективностью излучения в обычном режиме, когда кулоновское взаимодействие приводит к увеличению длины сгустка.

Раздел 1.3 посвящён циклотронному излучению, в условиях которого группировка электронов по фазам относительно излучаемой волны носит двумерную. При этом кулоновское взаимодействие частиц вносит противоположные по знакам возмущения в продольную и поперечную компоненты фазы частицы относительно излучаемой волны. Важным результатом является доказательство того, что в режиме группового синхронизма электронов с излучаемой волной кулоновское взаимодействие частиц не влияет на их фазы: продольная «группировка» полностью компенсирует поперечную. Таким образом, несмотря на то, что длина электронного сгустка увеличивается вследствие кулоновского взаимодействия, его фазовый размер при этом не меняется [A3]. Это происходит благодаря тому, что в режиме группового синхронизма длина электронного сгустка увеличивается вдоль двумерной траектории (поверхности постоянной фазы).

В подразделе **1.3.1** приводятся уравнения, описывающие циклотронное КСИ. Показано аналитически и подтверждено результатами численного моделирования отсутствие влияния увеличения длины электронного сгустка вследствие кулоновского взаимодействия на изменение фазового размера в режиме группового синхронизма электронов с излучаемой волной. Подраздел **1.3.2** посвящён вопросу оптимизации процесса циклотронного КСИ. Здесь приведены оценки эффективности излучения электронных сгустков с разными параметрами. Результаты численного моделирования, приведённые в этом пункте, показывают, что режим группового синхронизма оптимален не только с точки зрения стабилизации фазового размера, но и с точки зрения излучения.

Глава 2. Во второй главе описываются различные многоволновые режимы генерации, предлагается использовать относительно низкочастотное КСИ в качестве «вспомогательного». В частности, предложены двухволновые режимы, реализующиеся по следующей схеме: спонтанная генерация относительно длинноволнового излучения, в поле которого обеспечивается компрессия электронного сгустка для реализации относительно высокочастотного излучения в режиме КСИ [A4] или стабилизация фазового размера сгустка в процессе микрогруппировки частиц относительно высокочастотной волны [A5], что приводит к значительному повышению эффективности её излучения [A4]. КПД коротковолнового излучения в таких режимах достаточно высока за счёт эффективной группировки электронов и последующей дополнительной стабилизации фазового размера относительно длинноволновым излучением. Также в этой главе обсуждается вопрос конкуренции двух поперечных мод.

В **разделе 2.1** предложена схема каскадного излучения, основанная на использовании описанного в 1.1 эффекта продольной компрессии собственными полями излучения [A4]: когерентная спонтанная генерация низкочастотной (НЧ) волны → компрессия собственными полями электронного сгустка → КСИ высокочастотной (ВЧ) волны. Такая схема наиболее эффективно может быть реализована в системе, включающей два ондулятора с разными периодами: в ондуляторе с большим периодом излучается низкочастотная компрессирующая волна, а в рабочем ондуляторе с меньшим периодом происходит высокочастотная генерация.

В подразделе **2.1.1** приведены уравнения, описывающие электронно-волновое взаимодействие в предложенном двухондуляторном источнике. Результаты численного моделирования, выполненного для приближения медленно меняющейся амплитуды огибающей волнового импульса, показывают, что за счёт компрессии и последующей стабилизации длины электронного сгустка собственными полями относительно низкочастотного КСИ можно в разы повысить эффективность высокочастотного КСИ.

В подразделе 2.1.2 предложен возможный путь улучшения результатов, полученных в предыдущем п. 2.1.1. Благодаря формированию в полях низкочастотной волны плотного электронного сгустка становится возможной реализация эффективного захвата и адиабатического торможения электронов высокочастотной волной за счёт профилирования периода рабочего ондулятора [65,84]. Численное моделирование показывает, что включение в систему дополнительной секции с профилированием (плавным уменьшением периода рабочего ондулятора) обеспечивает рост эффективности до уровня нескольких десятков процентов.

Как показано в разделе 2.2, каскадный режим КСИ может быть реализован и в системе с единственным ондулятором, однако в этом случае эффективность генерации ВЧ волны невелика, поскольку в отличие от схемы с двумя ондуляторами в этом случае нельзя обеспечить КСИ обеих волн в режиме группового синхронизма. В то же время, важным результатом является обнаружение того факта, что использование двухволновых режимов оказывается привлекательным и при относительно больших длинах электронных сгустков, когда генерация ВЧ волны может происходить только в режиме индуцированного излучения. Оказывается, генерация НЧ излучения в режиме КСИ значительно улучшает условия для процесса микрогруппировки частиц относительно ВЧ волны. Таким образом, эффективность процесса индуцированного излучения ВЧ волны может быть существенно увеличена за счёт использования генерации тем же сгустком вспомогательной НЧ волны в режиме КСИ [A5]. В этом же разделе обсуждается вопрос конкуренции поперечных мод, когда более высокая мода возбуждается в режиме касания, а низкая в режиме пересечения дисперсионных характеристик.

В подразделе 2.2.1 приведено качественное описание процесса группировки частиц в поле низкочастотной волны относительно высокочастотной. На примере простой модели с помощью численного моделирования продемонстрирована возможность реализации каскадного КСИ в одном ондуляторе. Для случая, когда частоты волн сильно отличаются и высокочастотному излучению должен предшествовать процесс микрогруппировки частиц, нашими коллегами из университета г. Ариэль (Израиль) выполнена проверка с помощью кода WB3D [132]. Результаты более сложного трёхмерного моделирования подтверждают качественные рассуждения, касающиеся улучшения условий микрогруппировки частиц за счёт низкочастотного КСИ, и, как следствие, повышения эффективности высокочастотного индуцированного излучения. Для выявления оптимальных параметров рассматривались электронные сгустки с различными начальными длинами и полными зарядами (остальные параметры были зафиксированы). Выяснилось, что в случае, когда начальная длина электронного сгустка близка к половине длины волны низкочастотного излучения, последнее начинает преобладать. Условия для высокочастотной генерации в этом случае хуже. В случае же начальных длин электронных

сгустков, превосходящих длину волны низкочастотного излучения, эффективность высокочастотного излучения снижается в связи с недостаточной стабилизацией. Что касается зависимости эффективности высокочастотного излучения от полного заряда сгустка: при достаточно больших их значениях эффективность высокочастотного излучения, как функция заряда, выходит на насыщение. Таким образом, при оптимальной длине электронного сгустка (слегка меньшей или примерно равной длине низкочастотной волны) можно обеспечить достаточно высокий уровень эффективности индуцированного излучения. При этом мощность излучаемого импульса и, соответственно, амплитуды полей излучения будут расти с увеличением полного заряда электронного сгустка. Так в рассмотренном примере амплитуда электрического поля излучаемого импульса составила ~ 300 МВ/м [A5].

В подразделе 2.2.2 обсуждается вопрос конкуренции двух поперечных мод в условиях, когда низшая мода возбуждается в режиме пересечения дисперсионных характеристик, а более высокая в режиме группового синхронизма. Благодаря последнему обстоятельству значительно улучшаются условия для возбуждения более высокой моды, так что эффективности электронно-волнового взаимодействия с обоими волновыми пакетами в режиме их КСИ оказываются близки. Если же волновой пакет, соответствующий более высокой моде, излучается в режиме КСИ (или близком к КСИ), а излучение на низшей моде носит индуцированный характер, на процесс конкуренции этих мод существенное влияние оказывает динамика частиц электронного сгустка. Так, например, если излучение происходит при движении частиц в режиме отрицательной массы при определённом начальном размере электронного сгустка возможно полное подавление генерации низшей моды. В обычном же режиме при прочих равных условиях будет преобладать низшая мода.

Также в разделе 2.2 обсуждается вопрос конкуренции разных поперечных мод рабочего волновода. Некоторые особенности динамики частиц в процессе ондуляторного КСИ могут оказывать серьёзное влияние на процесс конкуренции, так что, например, можно обеспечить почти полное подавление генерации низшей моды.

Раздел 2.3 посвящён двухволновым режимам циклотронного излучения. Рассматривается несколько методов реализации высокочастотного излучения плотного электронного сгустка в режиме, близком к авторезонансу [27, 28], когда фазовая скорость волны близка к скорости света. Проблема реализации процесса излучения в таком режиме обусловлена тем, что в режиме авторезонанса электронно-волновое взаимодействие очень слабо влияет на группировку частиц, что является неоспоримым преимуществом, если сгусток уже сгруппирован относительно волны (т.е. если его длина достаточно мала в масштабе длины ВЧ волны). При этом, однако, если длина электронного сгустка относительно велика, то для генерации ВЧ волны требуется какой-то

дополнительный механизм группировки. Таким механизмом может служить группировка частиц в поле генерируемой в режиме КСИ вспомогательной низкочастотной волны [А6]. В подразделе 2.3.1 приведены качественное описание механизмов, обуславливающих группировку частиц. В следующем подразделе 2.3.2 приводятся результаты для каскадного циклотронного излучения. На примере простой модели подтверждена возможность организации излучения в режиме, близком к авторезонансу

Глава 3. Метод повышения селективности, предложенный в этой главе, концептуально отличается от КСИ, обсуждаемого в двух предыдущих главах. Здесь речь идёт об обеспечении селективного возбуждения высокодобротной супермоды типа Тальбо в сверхразмерных системах. На примере простой двумерной модели плоского резонатора показано, что при определённых условиях набор собственных парциальных мод системы формирует супермоду, которую можно «запереть» в резонаторе, установив простые зеркала на входе и выходе. Эти результаты обобщаются на случай трёхмерного цилиндрического резонатора [А7]. В данной главе также обсуждается вопрос конкуренции супермод. Получены условия, при которых в системе с большой сверхразмерностью остаётся только одна низшая супермода [А8].

В разделе 3.1 описан простой подход, основанный на использовании эффекта Тальбо [126], который представляет собой периодическое воспроизведение поперечной структуры волнового поля, образованного сложением парциальных поперечных мод с «правильными» фазами. Этот эффект широко используется в различных электродинамических схемах электронных мазеров и ускорителей [57,127-129]. Этот подход может быть использован для фиксации рабочей высокодобротной супермоды в простой микроволновой системе, состоящей из отрезка волновода, ограниченного двумя простыми зеркалами: поле супермоды присутствует только на зеркалах, что обеспечивает ее высокую добротность. Здесь важно отметить, что для каждой из парциальных поперечных мод системы по отдельности зеркала обеспечивают лишь частичное отражение и, соответственно, низкую добротность этих волн. В этом же разделе приведена система самосогласованных уравнений, описывающая электронно-волновое взаимодействие в такой системе, продемонстрирована возможность селективного возбуждения супермоды. В качестве примера исследована возможность реализации релятивистского сильноточного МСЭ-генератора терагерцового частотного диапазона [А7].

В подразделе 3.1.1 обсуждается идея использования эффекта Тальбо для организации селективной сверхразмерной системы. На примере простой 2-D модели СВЧ-системы электронного мазера в виде плоского волновода, ограниченного двумя зеркалами на входе и выходе, выводятся основные соотношения, которым должны удовлетворять параметры системы для обеспечения существования супермоды Тальбо-типа.

В подразделе **3.1.2.** приведены уравнения, описывающие возбуждение электронным пучком супермоды Тальбо-типа в двумерном плоском резонаторе. В этом же подразделе аналитически описано отражение волнового пакета от зеркал на входе/выходе из резонатора. Уравнения дополнены результатами численного моделирования, подтверждающими существование в системе с «правильными» параметрами супермоды Тальбо и возможность её возбуждения электронным пучком определённой формы. Не оставлен без внимания вопрос о корректности использованного одночастотного приближения. Это приближение хорошо подходит для «горячей» задачи, поскольку, во-первых, эффект Тальбо реализуется в достаточно узкой полосе частот ($\sim 0.1\%$), а, во-вторых, продольный режим с наилучшим усилением слабого сигнала «побеждает» (задача, аналогичная конкуренции различных продольных мод в традиционной схеме электронного автогенератора с простейшим рабочим резонатором Фабри-Перо [57, 62]).

Подраздел **3.1.3.** посвящён проекту сильноточного мазера на свободных электронах (МСЭ). Здесь аналитические подходы и модели, использованные в предыдущих пунктах, обобщаются на случай резонатора, представляющего собой отрезок цилиндрического волновода, ограниченный двумя одинаковыми зеркалами. Результаты численного моделирования оказались очень привлекательными с точки зрения их возможной практической реализации. В случае тока, близкого к стартовому $I = 2$ кА, эффективность излучения в установившемся режиме составляет примерно 6%. Такая эффективность соответствует выходной мощности, близкой к 1 ГВт на частоте 2 ТГц.

В **разделе 3.2** подробно обсуждаются особенности формирования супермоды в резонаторах с разной геометрией (в простейшем случае плоского двухмерного резонатора с эквидистантным спектром поперечных мод, а также в случае волновода с круглым поперечным сечением, спектр собственных мод имеет квазиэквидистантный характер). Показано, что можно ввести набор взаимно ортогональных супермод. В некотором смысле это аналогично представлению поля волновода как набора ортогональных поперечных мод, но структура супермод имеет принципиально многомерный (продольно-поперечный) характер. Важно, что разные супермоды имеют разную дифракционную добротность. Это связано с приближенным характером эффекта Тальбо [A8]. Благодаря этому можно найти диапазон параметров резонатора, в котором только одна низшая высокодобротная супермода может быть возбуждена рабочим электронным пучком.

В подразделе **3.2.1.** конкуренция супермод типа Тальбо рассматривается на примере простого случая плоского двумерного резонатора. Исследуется вопрос иерархии супермод Тальбо-типа. Оказывается, даже в случае очень большой сверхразмерности системы, когда в ней существует большое количество парциальных мод, можно обеспечить условия, необходимые для

того, чтобы осталась одна низшая, наиболее высокодобротная мода (эта задача решается правильным подбором размера зеркал на входе/выходе).

В подразделе 3.2.2. уделено внимание особенностям формирования и конкуренции супермод в случае цилиндрического волновода. Неэквидистантность парциальных мод в этом случае приводит к тому, что супермоды будут «разнесены» по частоте и иметь разный спектральный состав. «Соседние» высокодобротные моды характеризуются преобладанием парциальных мод разного типа в своём спектральном составе (либо ТЕ, либо ТМ), при этом в формировании супермод участвуют моды, как с чётными, так и не с чётными индексами, в отличие от случая систем с эквидистантным спектром парциальных мод.

В Заключении приведены основные результаты.

Глава 1. Когерентное спонтанное излучение плотных коротких электронных сгустков

Генерация коротких (несколько волновых циклов) электромагнитных импульсов с высокими пиковыми значениями амплитуд полей является важной задачей с точки зрения использования таких импульсов в различных приложениях. В частности, источники таких импульсов необходимы для реализации терагерцового высокоградиентного ускорения [111,112], а также для исследования и контроля различных сред, включая эксперименты с накачкой-зондом («pump-probe» эксперименты) [108-110].

Возможным способом реализации источников мощных коротких высокочастотных импульсов является использование когерентного спонтанного излучения (КСИ) коротких плотных электронных сгустков, формируемых в современных фотоинжекторах. Режим КСИ реализуется, когда эффективный фазовый размер электронного сгустка относительно излучаемой волны не превышает 2π . Для приборов с продольной группировкой частиц (в лазерах/мазерах на свободных электронах, основанных на ондуляторном излучении, и в приборах черенковского типа) это требование эквивалентно тому, что длина электронного сгустка должна быть меньше длины излучаемой волны $L_e < \lambda$. В этом случае волновые пакеты, излучаемые электронами, складываются почти в фазе. Преимуществами этого режима (по сравнению с режимом индуцированного излучения, традиционно используемого в электронных мазерах) являются короткая и относительно простая электродинамическая система (не требующая цепи обратной связи и «затравочного» волнового сигнала), относительно высокая эффективность процесса излучения и фиксированная фаза излучаемого волнового пакета (последнее необходимо, например, для «pump-probe» экспериментов).

Благодаря развитию ускорителей (прежде всего – фотоинжекторных) стало возможным формирование электронных сгустков с параметрами, подходящими для реализации источников, основанных на КСИ в ТГц и суб-ТГц частотных диапазонах. Современные фотоинжекторы обеспечивают формирование пикосекундных сгустков с зарядами порядка 1 нК и энергией частиц на уровне 3-7 МэВ [119-123]. В случае электронных сгустков длительностью 1-3 пс (что соответствует длине сгустка $L_e \sim 0,3 - 0,9$ мм) можно реализовать режим КСИ таких сгустков в субтерагерцовом частотном диапазоне. При энергии частиц ~ 5 МэВ (соответствующий релятивистский Лоренц-фактор $\gamma \sim 10$) период ондулятора $\lambda_u \sim \gamma^2 \lambda$, необходимый для обеспечения излучения на такой длине волны, оказывается порядка 3 – 10 см. В случае циклотронного излучения для обеспечения генерации в интересующем нас диапазоне требуется продольное магнитное поле несколько Тл [A2]. Наиболее эффективно излучение происходит в режиме, близком к групповому синхронизму, когда поступательная скорость частиц близка к групповой скорости волны, поскольку в этом случае сгусток не «проскальзывает» относительно

излучаемого им импульса [37, А2]. Если эффективность электронно-волнового взаимодействия составляет $\sim 10\%$ при длине волны $\lambda \sim 1$ мм и длительности волнового импульса $\sim 5 - 7\lambda$ (~ 20 пс), а излучение происходит в волноводе с площадью поперечного сечения $S_w \sim \pi\lambda^2$, то средняя мощность излучения окажется на уровне нескольких десятков МВт, что соответствует пиковому электрическому полю порядка 100 МВ/м.

Процесс излучения остается когерентным только до тех пор, пока фазовый размер сгустка не превышает 2π (длина электронного сгустка остается меньше длины излучаемой волны). Этот фактор ограничивает длительность и эффективность электронно-волнового взаимодействия и, соответственно, энергетику излучаемых импульсов. Поскольку линейная плотность заряда в фотоинжекторных сгустках велика, их длины в отсутствие каких-либо дополнительных механизмов продольной стабилизации увеличиваются в несколько раз на расстояниях порядка нескольких дециметров [78]. В связи с этим в данной главе особое внимание уделяется возможным методам стабилизации фазового размера (длины) электронных сгустков. В случае ондуляторного КСИ (который обсуждается в разделах 1.1 и 1.2) увеличение длины сгустка вследствие кулоновского взаимодействия частиц автоматически приводит к пропорциональному увеличению его фазового размера. Для стабилизации длины сгустка в разделе 1.1 предлагается использовать эффект компрессии собственными полями КСИ [А1]. В разделе 1.2 предлагается ещё один метод стабилизации, основанный на использовании так называемого режима отрицательной массы, который реализуется в ондуляторе с ведущим магнитным полем [64, 77-79]; в таком режиме движения частиц кулоновское взаимодействие приводит не к расталкиванию, а к их взаимному притяжению.

Раздел 1.3 посвящён спонтанному когерентному циклотронному излучению коротких электронных сгустков. В этом случае группировка электронов по фазам относительно излучаемой волны носит двумерный характер, причем кулоновское взаимодействие частиц вносит противоположные по знакам возмущения в продольную и поперечную компоненты фазы. Важным результатом является доказательство того, что в режиме группового синхронизма электронов с излучаемой волной реализуется взаимная компенсация изменений продольной и поперечной компонент фазы. Таким образом, несмотря на то, что длина электронного сгустка увеличивается вследствие кулоновского взаимодействия, его фазовый размер не меняется [А3].

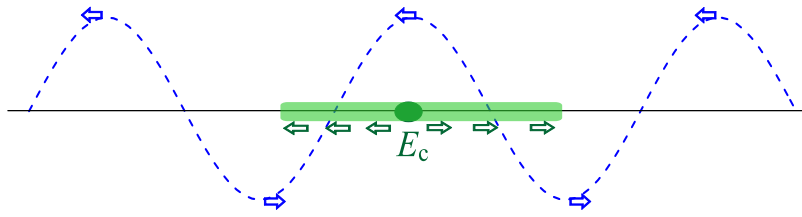


Рисунок 1.1.
Увеличение фазового размера сгустка относительно излучаемой волны в результате увеличения длины электронного сгустка в случае ондуляторного излучения.

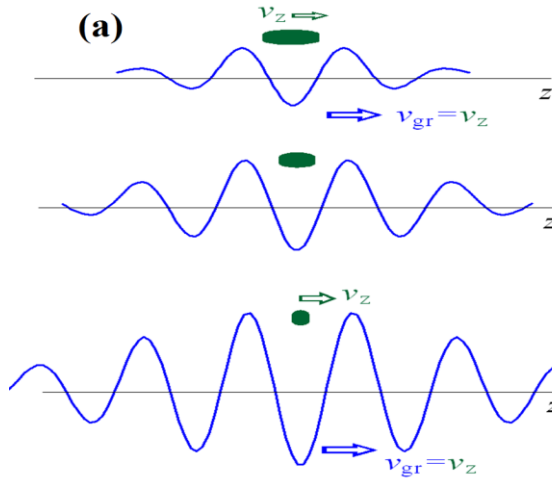


Рисунок 1.2.
Компрессия электронного сгустка собственным полем излучения в режиме группового синхронизма (а).
Расположение электронного сгустка относительно фазы волны (б).

Расположение электронного сгустка относительно фазы волны (б).

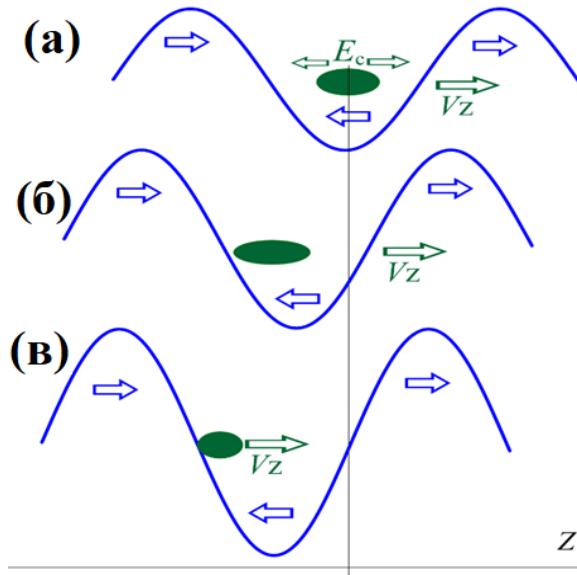
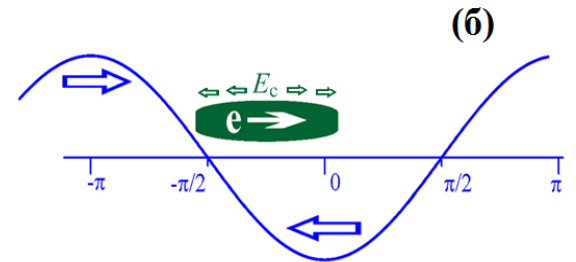


Рисунок 1.3.
Динамика изменения фазы сгустка относительно волнового поля.

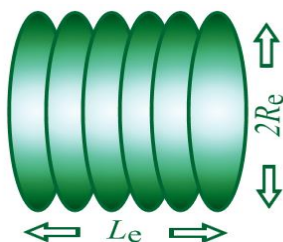


Рисунок 1.4
Модель электронного сгустка в виде набора заряженных дисков.

1.1. Ондюляторное излучение электронных сгустков

1.1.1. Эффект стабилизации (компрессии) электронного сгустка собственным полем излучения

Механизм компрессии сгустка собственным полем излучения. В случае ондуляторного излучения, когда группировка частиц относительно волны одномерная (чисто продольная, **рис. 1.1**), увеличение длины электронного сгустка, вызванное кулоновским взаимодействием частиц, автоматически приводит к увеличению фазового размера сгустка пропорционально его длине. Таким образом, для плотных фотоинжекторных сгустков, в которых кулоновское расталкивание может привести к их существенному растяжению на длинах траекторий порядка нескольких десятков сантиметров [78], для поддержания процесса ондуляторного излучения в режиме КСИ необходимо стабилизировать длину сгустка. В работе [A1] было показано, что продольная компрессия сгустков может обеспечиваться собственными полями их когерентного спонтанного излучения (**рис. 1.2. а**). Этот эффект имеет место в режиме группового синхронизма и возникает благодаря тому, что на стационарной стадии процесса КСИ сгусток занимает «правильное» положение (фазу) относительно формируемого им волнового пакета. Естественно, на стартовой стадии процесса излучения центр сгустка находится в максимуме тормозящей фазы волны (**рис. 1.3. а**), что соответствует максимальной интенсивности излучения. Однако по мере выхода на стационарную стадию генерации вследствие торможения электронов сгусток постепенно смещается в сторону «нуля» волнового поля (**рис. 1.2. б и в**) и, в итоге, сгусток смещается относительно излучаемой волны на $\pi/4$ (**рис. 1.3. б**). Таким образом, если длина сгустка, например порядка четверти длины волны, то частицы, находящиеся на его переднем фронте, тормозятся полем волны, в то время как электроны, расположенные в «хвосте» сгустка, оказываются в нейтральной фазе волны. В результате взаимодействие электронов с излучаемой ими волной приводит к сокращению длины сгустка.

Кулоновское взаимодействие. Для описания продольного кулоновского взаимодействия частиц внутри электронного сгустка воспользуемся простой моделью: представим пучок электронов в виде набора N_e дисков [83] (**рис. 1.4**). В системе отсчёта, связанной с i -ым диском, его кулоновское поле определяется следующим соотношением:

$$E_{z,i}' = \frac{2\pi q}{N_e S} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\frac{R_e^2}{\Delta z_j'^2} + 1}} \right), \quad (1.1)$$

где $S = \pi R_e^2$, $\Delta z_j' = z'_i - z'_j$ - расстояние от i -го диска до произвольного j -го диска в собственной системе отсчёта. В лабораторной системе отсчёта эта формула преобразуется следующим образом:

$$E_{z,i} \approx \frac{2\pi q}{N_e S} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\frac{R_e^2}{(\Delta z_j \gamma_{z,0})^2} + 1}} \right). \quad (1.2)$$

Чтобы получить поле, действующее на j -ый диск, следует просуммировать поля остальных дисков:

$$E_{z,j} = \sum_{i \neq j}^n E_{z,i} \operatorname{sign}(z_j - z_i) \quad (1.3)$$

Выражение для нормированного кулоновского поля, действующее на j -ый диск:

$$E_j = N_e S \times E_{z,j} / 2\pi q = \sum_{i \neq j}^n \operatorname{sign}(\zeta_j - \zeta_i) \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\frac{R^2}{(\Delta z_j \gamma_{z,0})^2} + 1}} \right), \quad (1.4)$$

Движения частиц в поле излучения. Рассмотрим КСИ короткого плотного электронного сгустка в волноводе, помещённом в ондулятор (**рис. 1.5**). Если поступательные скорости частиц близки к групповой скорости излучаемого импульса (режим касания дисперсионных характеристик, **рис. 1.6. а**), то сгусток находится в окрестности максимума излучаемого поля, так что электронно-волновое взаимодействие в этом случае наиболее эффективно (**рис. 1.6. б**). В случае, если волновой импульс, например, обгоняет электроны, сгусток будет «проскальзывать» относительно максимума излучаемого импульса, так что импульс «растягивается», а интенсивность электронно-волнового взаимодействия снижается из-за более слабого поля волны в области сгустка.

Рассмотрим уравнения, описывающие взаимодействие приосевого пучка электронов с циркулярно-поляризованной волной в волноводе, поперечная структура которой соответствует низшей TE-моды (TE₁₁). В цилиндрической системе координат (φ, r, z) векторный потенциал волны имеет вид:

$$\vec{A} = U_0 \text{Re}(\vec{F}(\vec{r}_\perp) a(t) e^{i(\omega t - hz)}), \quad \Delta_\perp \vec{F}(\vec{r}) = -k_\perp^2 \vec{F}(\vec{r}). \quad (1.5)$$

где $U_0 = mc^2/e$, $k_\perp = \sqrt{k^2 - h^2} = \mu_{mn}/R_w$ – поперечное волновое число, k – полное волновое число, J_m – функция Бесселя, μ_{mn} – корень уравнения $J'_m(\mu_{mn}) = 0$, R_w – радиус волновода. Комплексные поперечные электрическое и магнитное поля $E_+ = E_x + iE_y$, $B_+ = B_x + iB_y$ имеют вид:

$$E_+ = -ie^{i\varphi} \left[\frac{\partial}{\partial r} + \frac{i}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right] \text{Re}[a(t) U_0 e^{i\omega t - ihz}] J_m(k_\perp r), \quad B_+ = ih/k E_+, \quad (1.6)$$

В случае приосевого пучка поперечная координата частицы выражается следующим образом:

$$r_+ = x + iy = r_\perp e^{i\varphi}, \quad (1.7)$$

где азимутальная координата совпадает с фазой баунс-осцилляций в периодическом магнитном поле ондулятора $\varphi = \varphi_u = \int \Omega_u dt$. Для поперечной скорости электронов справедливо следующее выражение:

$$V_+ = V_x + iV_y = iV_u e^{i\varphi}. \quad (1.8)$$

$V_u = c \times K/\gamma$ – поперечная скорость электрона, движущегося в ондуляторе, $K = eB_u/(h_u mc)$ – параметр ондуляторности, определяемый амплитудой поперечного магнитного поля, $h_u = 2\pi/\lambda_u$ – обратный период ондулятора.

Уравнение для изменения энергии частицы, обусловленного электронно-волновым взаимодействием, имеет следующий вид:

$$\frac{d(\gamma m_e c^2)}{dt} = -e \text{Re}(V_+ E_+^*), \quad (1.9)$$

здесь $\gamma = 1/\sqrt{1 - (V/c)^2}$ – релятивистский Лоренц-фактор электрона. Учитывая выражения (1.6) и (1.8), получим

$$\frac{d\gamma}{d(\omega t)} = -\text{Re}(\chi_w a e^{i\vartheta}), \quad (1.10)$$

где $\chi_w \approx \beta_u \partial J_m / \partial \xi \approx \beta_u / 2$ – фактор связи электронов с волной (в случае плоского ондулятора $\chi_w \approx \beta_u / 4$), $\xi = k_\perp r$ – безразмерная поперечная координата. Для вынужденных колебаний частицы в поле ондулятора $\beta_u = V_u/c = K/\gamma$ – нормированная поперечная скорость электронов (здесь и ниже β – нормированная скорость); $\vartheta = \omega t - (h + h_u)z$ – фаза электрона относительно излучаемой волны, начальный фазы частиц сгустка $\vartheta_0 \in [-\Phi/2, \Phi/2]$, $\Phi = kL_{e,0}$ – начальный фазовый размер электронного сгустка, $L_{e,0}$ – начальная длина электронного сгустка.

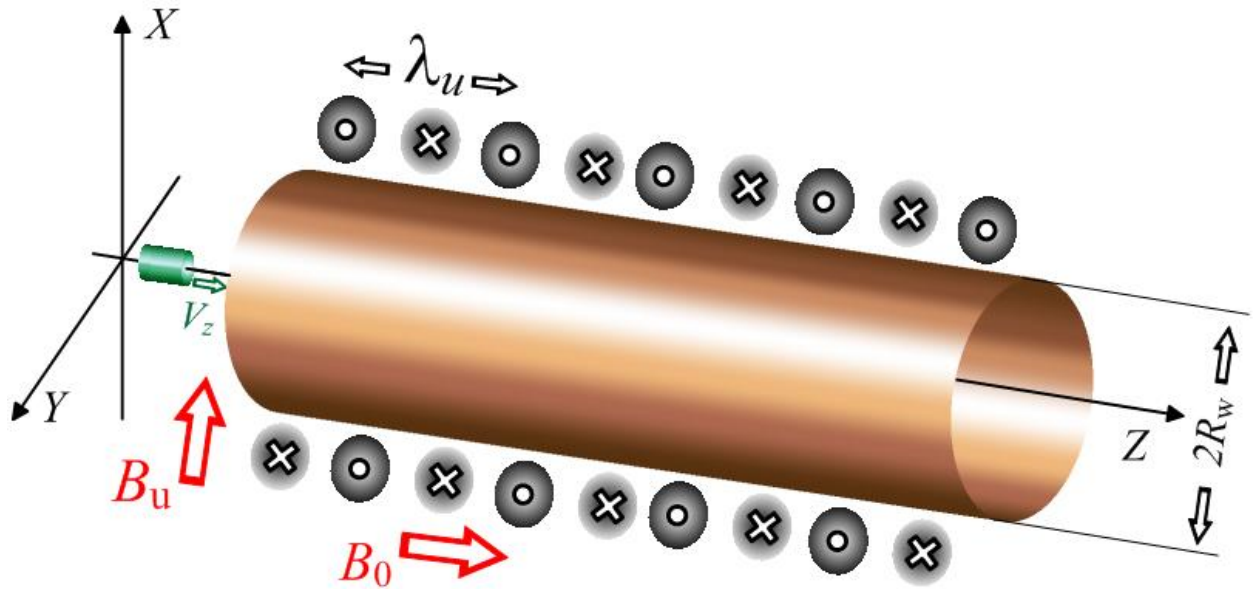


Рисунок 1.5. Схема, рассматриваемой электродинамической системы: цилиндрический приосевой короткий электронный сгусток и металлический волновод с круглым поперечным сечением, помещённый в ондулятор с ведущим магнитным полем.

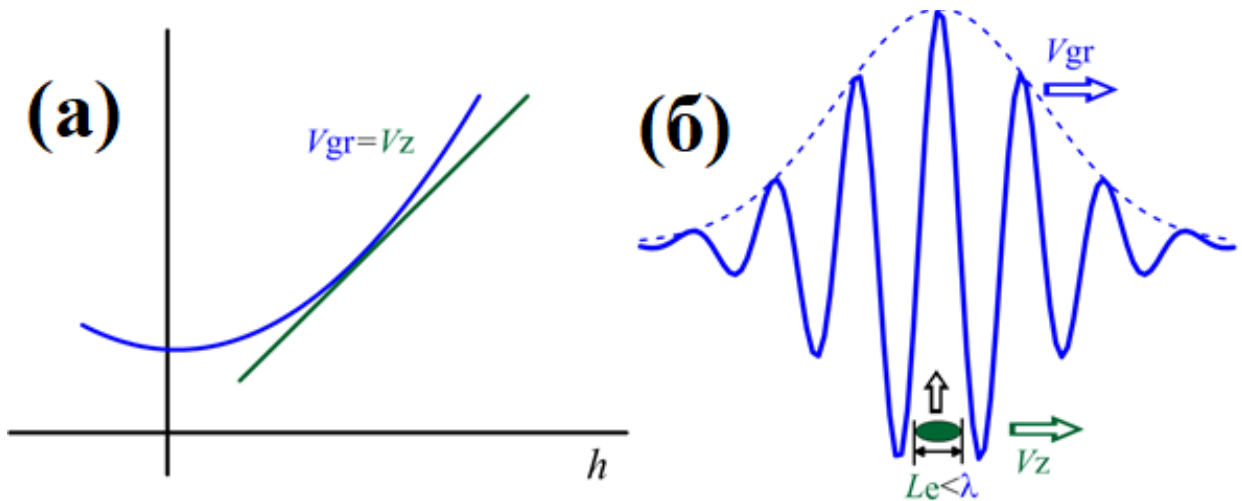


Рисунок 1.6. (а) Дисперсионные характеристики волн в цилиндрическом волноводе и электронов, режим касания (групповой синхронизм). Спонтанное когерентное излучение короткого по сравнению с длиной излучаемой волны электронного сгустка в режиме группового синхронизма (б).

Уравнение для изменения фазы частицы от имеет вид:

$$\frac{d\vartheta}{d(\omega t)} = -\mu\Delta\gamma + \tilde{\delta}, \quad (1.11)$$

где $\tilde{\delta} = 1 - \beta_{z,0}$ – расстройка, $\mu = d\beta_z/d\gamma$ – фактор группировки, определяемый связью изменений продольной скоростей и энергии. С учетом того, что

$$\beta_z^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2} - \beta_u^2 = 1 - \frac{1 - K^2}{\gamma^2}, \quad (1.12)$$

Дифференцирование (1.12) по γ дает формулу

$$\beta_z \frac{d\beta_z}{d\gamma} \approx \frac{1 + K^2}{\gamma_0^3}, \quad (1.13)$$

которая приводит к следующему выражению:

$$\mu \approx \frac{1}{\gamma_0^3} (1 + K^2), \quad (1.14)$$

В случае слабого ондуляторного поля $\mu \approx 1/\gamma^3$.

Поле излучения. Уравнение, описывающее эволюцию волны в процессе ее излучения электронами, получим из волнового уравнение для векторного потенциала:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial z^2} - \Delta_{\perp} \vec{A} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}, \quad (1.15)$$

В результате подстановки решения в виде (1. 4) получаем уравнение для изменения амплитуды волны:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + \frac{2i\omega}{c^2} \frac{\partial a}{\partial t} - \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} + 2ih \frac{\partial a}{\partial z} = i \hat{I} \rho Z(z).$$

Здесь $\hat{I} = 2I(1 - \beta_{gr}^2)/(I_a N_w \beta_{gr})$, $N_w = 1/(4\pi) \times \int F(r_{\perp}) dS$ – норма моды, R_w – радиус волновода, $\rho = \langle \beta_u e^{-i\vartheta} \rangle_{\vartheta_0}$ – параметр, характеризующий эффективность группировки частиц относительно излучаемой волны, $\langle \dots \rangle_{\vartheta_0}$ обозначает усреднение по фазам влёта частиц $\vartheta_0 \in [-\Phi/2, \Phi/2]$; функция Z описывает положение электронного сгустка, т.е. $Z(z) = 1$ при $z \in [0, L_e]$ и $Z(z) = 0$ при $z \notin [0, L_e]$.

Введём переменные, с точностью до γ соответствующие переходу в систему отсчёта, связанную с электронным сгустком:

$$\zeta = k(z - V_{z,0}t), \quad \tau = \omega(t - V_{z,0}z/c^2), \quad (1.16)$$

где $\gamma_{z,0} = 1/\sqrt{1 - \beta_{z,0}^2}$, $\beta_{z,0} = V_{z,0}/c$ – нормированная продольная скорость. В уравнениях

(1.9) и (1.10) полная производная по времени преобразуется следующим образом:

$$\frac{d}{d(\omega t)} \rightarrow \frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial}{\partial \tau},$$

В переменных ζ и τ уравнение для изменения амплитуды волны:

$$\frac{\partial^2 a}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} + 2is \frac{\partial a}{\partial \tau} - 2i\varepsilon \frac{\partial a}{\partial \zeta} = iG\rho Z(\zeta), \quad (1.17)$$

где $s = \gamma_{z,0}^2(1 - \beta_{gr}\beta_{z,0})$, $\varepsilon \approx (\beta_{z,0} - \beta_{gr})\gamma_{z,0}^2$ – параметр «проскальзывания» сгустка относительно волнового пакета, $G = 2\Phi I(1 - \beta_{gr}^2)\gamma_{z,0}^2\pi R_w^2/I_\alpha N_w\beta_{gr}$ – фактор возбуждения волны. Вблизи группового синхронизма можно положить $s \approx 1$ и $G = 2\Phi I/I_\alpha N\beta_{gr}$.

В приближении медленно меняющейся амплитуды первым слагаемым в уравнении (1.17) можно пренебречь. Характерный масштаб изменения слагаемого, связанного с дифракцией, $\sim(\lambda\gamma_{z,0}^2/z)^2$, третье слагаемое $\sim \lambda\gamma_{z,0}^2/ct$, а четвёртое $\sim \varepsilon\lambda\gamma_{z,0}^2/z$, где $z = V_{z,0}t$. Таким образом, в случае $L_e \ll \lambda\gamma_{z,0}^2$ можно положить $Z(\zeta) \approx \delta(\zeta)$, и уравнение (1.17) примет вид:

$$2i \frac{\partial a}{\partial \tau} - 2i\varepsilon \frac{\partial a}{\partial \zeta} - \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} = iG\rho\delta(\zeta) \quad (1.18)$$

С помощью замены

$$a(\zeta, \tau) = a_1(\zeta, \tau)e^{-i\varepsilon^2\tau/2 - i\varepsilon\zeta}, \quad (1.19)$$

уравнение (1.18) сводится к уравнению Шрёдингера

$$2i \frac{\partial a_1}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 a_1}{\partial \zeta^2} = iG\rho e^{i\varepsilon^2\tau/2 + i\varepsilon\zeta} \delta(\zeta). \quad (1.20)$$

Решение этого уравнения имеет вид [37,79]

$$a_1(\zeta, \tau) = \frac{G}{2} \sqrt{\frac{i}{2\pi}} \int_0^\tau \frac{\rho}{\sqrt{\tau - \tau'}} e^{-\sqrt{2i}\zeta^2/(\tau - \tau') - i\varepsilon^2\tau'/2} d\tau', \quad (1.21)$$

С учётом (1.17) получаем интегральное выражение для амплитуды излучаемой волны:

$$a = \frac{G}{2} \sqrt{\frac{i}{2\pi}} \int_0^\tau \frac{\rho}{\sqrt{\tau - \tau'}} e^{-\sqrt{2i}\zeta^2/(\tau - \tau') - i\varepsilon^2(\tau - \tau')/2 - i\varepsilon\zeta} d\tau'. \quad (1.22)$$

В режиме группового синхронизма интегральное выражение для амплитуды огибающей в месте положения электронного сгустка $\zeta = 0$ примет вид

$$a = \frac{G}{2} \sqrt{\frac{i}{2\pi}} \int_0^\tau \frac{\rho}{\sqrt{\tau - \tau'}} d\tau'. \quad (1.23)$$

Множитель $\sqrt{i} = e^{-i\pi/4}$ в (1.23) соответствует смещению фазы центра электронного сгустка относительно излучаемой волны на $\pi/4$, что, как уже отмечалось выше (см. **рис. 1.2**), и обеспечивает компрессию электронного сгустка полем излучения.

Эволюция энергии электрона в процессе взаимодействия с волновым и кулоновским полями описывается уравнением:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \gamma}{\partial \tau} = f_w + f_c, \quad (1.24)$$

где нормированные волновое и кулоновское поля описываются следующими формулами:

$$f_w = -\frac{\partial \gamma_w}{\partial \tau} = -\text{Re}(\chi_w a e^{i\vartheta}), \quad f_c = -\chi_c \mathcal{E}, \quad (1.25)$$

$$\chi_c = \frac{IL_e \lambda \beta_z}{I_a S}, \quad \chi_w = \frac{\beta_u}{2}, \quad (1.26)$$

Уравнение (1.11) для изменения фазы частицы относительно излучаемой волны $\vartheta(t) = \omega t - (h + h_u)z$ и интегральное выражение (1.21) для амплитуды огибающей импульса образуют полную систему уравнений, описывающих динамику электронов в режиме КСИ.

Анализ процесса компрессии электронного пучка полем излучения. Определим область параметров, в которой имеет место стабилизация собственными полями излучения. Рассмотрим самосогласованную систему уравнений (1, 11), (1,21) и (1,24). При относительно небольших изменениях энергий частиц можно пренебречь изменениями их ондуляторных скоростей, $\beta_u = K/\gamma \approx K/\gamma_0$. Тогда минимизируем число параметров, сделав следующие замены:

$$T = \gamma_{z,0}^2 \tau C, \quad \hat{a} = \frac{2a\sqrt{C}}{G\gamma_{z,0}}, \quad u = \frac{v_w \Delta \gamma}{C}, \quad \hat{\alpha} = \frac{v_w \alpha}{C^2},$$

$$\hat{\chi}_c = \frac{\mu \chi_c}{C^2} = \left(\frac{I}{I_a} \frac{\Phi}{2} \times \frac{N_w^4}{h_u^8} \right)^{\frac{1}{5}} \gamma_0 \gamma_{z,0}^{4/5} \frac{\lambda^2}{\pi^2 R_e^2}, \quad (1.27)$$

где $C = (KG\beta_u^2/4\gamma_{z,0}/\gamma_0^3)^{\frac{2}{5}}$ – обобщённый параметр Пирса. Тогда уравнения для изменения энергии и фазы частиц принимают следующий вид

$$\frac{du}{dT} = -\hat{\chi}_c \mathcal{E} - \text{Re}(\hat{a} e^{i\vartheta}), \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial T} = u + \hat{\delta}, \quad (1.29)$$

здесь $\hat{\delta} = \tilde{\delta}/v_w \gamma_{z,0}^2 C$ – расстройка в новых переменных. Интегральное выражение для амплитуды волнового поля переписывается следующим образом:

$$\hat{a} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{i}{2\pi}} \int_0^T \frac{\langle e^{-i\vartheta} \rangle_{\vartheta_0}}{\sqrt{T-T'}} e^{-\sqrt{2i}\zeta^2/(T-T') - i\varepsilon^2(T-T')/2 - i\varepsilon\zeta} dT', \quad (1.30)$$

В расчетах были найдены максимальные коэффициенты сжатия при различных параметрах пространственного заряда $\hat{\chi}_c$ и нормированных поперечных размерах пучка, $\hat{R} = R/(\lambda\gamma_{z,0}^2)$ (рис. 1.7). В приближении $\hat{R} \rightarrow \infty$ сгусток может сжиматься в 10 и 5 раз при

$\hat{\chi}_c < 0.5$ и $\hat{\chi}_c < 0.7$, соответственно. Уменьшение радиуса приводит к ослаблению кулоновских полей и увеличению допустимого значения $\hat{\chi}_c$. На **рис. 1.8** приведены результаты моделирования компрессии сгустка с начальной длиной $L_{e,0} = \lambda/4$ в случае $\hat{\chi}_c = 0.7$. В начале процесса ($T < 2.5$) амплитуда волны мала, а размер сгустка увеличивается из-за кулоновского поля (**рис. 1.7. а**). На данной стадии центр сгустка находится в максимуме тормозящей фазы $\vartheta + \arg(\hat{a})$ (**рис. 1.3. а**). Сначала электроны, летящие в хвосте, теряют энергию в основном из-за замедления кулоновским полем, затем они попадают в устойчивую нейтральную фазу волны (**рис. 1.8. б**). При относительно больших временах ($T > 3.4$), когда амплитуда волны становится достаточно большой, волна компенсирует замедление частиц, летящих сзади, их энергии начинают увеличиваться (**рис. 1.8. в и г**). Электроны, летящие впереди, оказываются в максимуме тормозящей фазы волны (**рис. 1.8. б**), но, пока амплитуда волны мала, частицы будут ускоряться кулоновским полем. При $T > 1$ электронно-волновое взаимодействие начинает преобладать над кулоновским (выполняется условие $\rho\sqrt{T} > 2\hat{\chi}_c$), частицы тормозятся волной, и сгусток сжимается в направлении края, находящегося в окрестности нейтральной фазы волны. Таким образом, в точках, соответствующих максимуму компрессии (**рис. 1.8. г**), основная фракция электронов сгустка сосредоточена в относительно небольшом фазовом объёме в окрестности устойчивой нейтральной фазы, что соответствует выходу зависимости амплитуды волны от координаты на стадию насыщения (**рис. 1.8. а**). При $L_{e,0} = \lambda/2$ допустимый параметр пространственного заряда $\hat{\chi}_c \approx 0.22/\hat{R}$ (**рис. 1.8**). Это дает следующую оценку на заряд электронного сгустка, при котором будет иметь место компрессия:

$$\frac{I}{I_a} \times \frac{N_w^4}{K^8} \approx \left(\frac{R_e}{L_0}\right)^5 \frac{1}{\gamma_0^4}, \quad (1.31)$$

Численное моделирование процесса компрессии электронного сгустка.

Рассмотрим динамику частиц в электронных сгустках с характерными для современных фотоинжекторных ускорителей параметрами. На **рисунке 1.9. а** приведена динамика продольных координат частиц относительно центра сгустка с начальной длительностью 0.8 пс, с поперечным масштабом 3 мм, полным зарядом 0.5 нК, летящего в волноводе с радиусом 3 мм, помещённом в плоский ондулятор с периодом 10.7 см, с параметром ондуляторности $K = 0.7$ (резонансная частота примерно 300 ГГц).

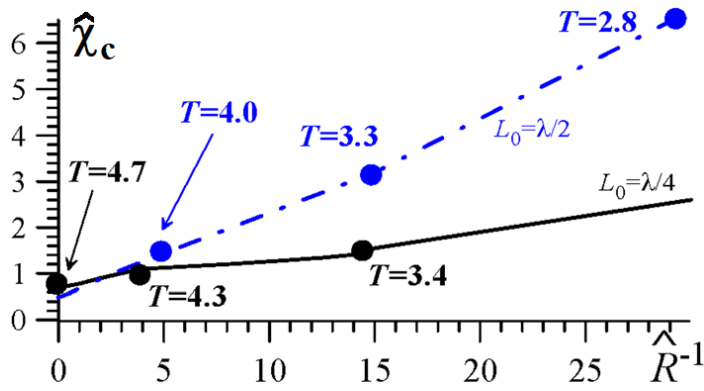


Рисунок 1.7.

Условия достижения сокращения длины в 5 раз для сгустков с начальными длинами, $L_{e,0}=\lambda/2$ и $L_{e,0}=\lambda/4$. Также приведены времена, соответствующие максимуму сжатия.

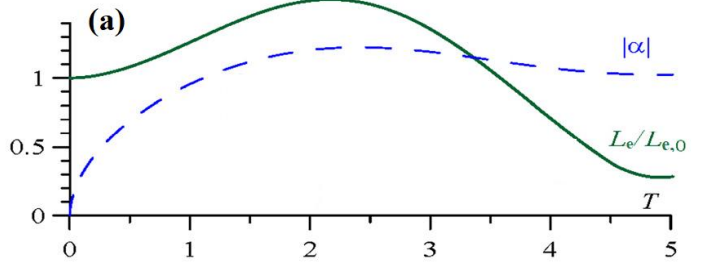
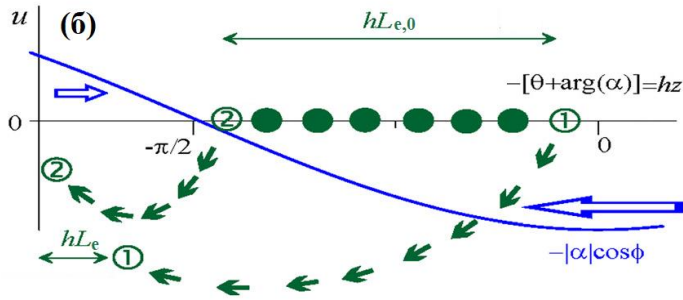
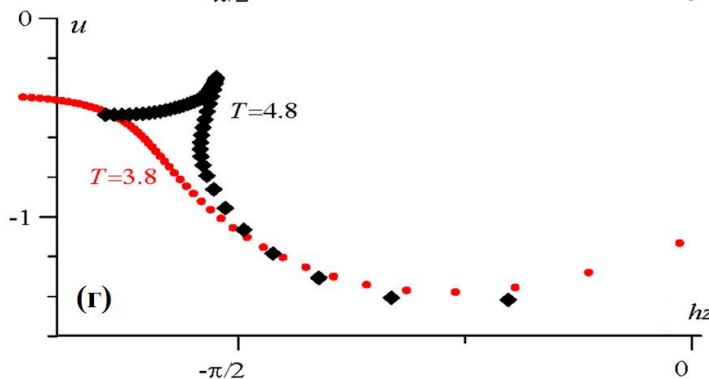
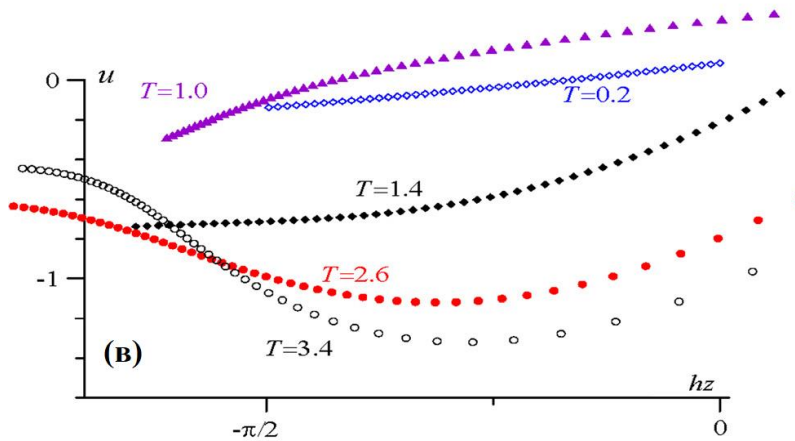


Рисунок 1.8.

(а) Фактор продольной компрессии (отношение текущей длины электронного сгустка к его начальной длине $L_e/L_{e,0}$) и амплитуда высокочастотной волны при $\hat{\chi}_c = 0.6$.



(б) Схема эволюции фаз электронов относительно волны и их энергий во времени. (в) и (г) Распределения электронов на фазовой плоскости (энергия - фаза) в различные моменты времени.



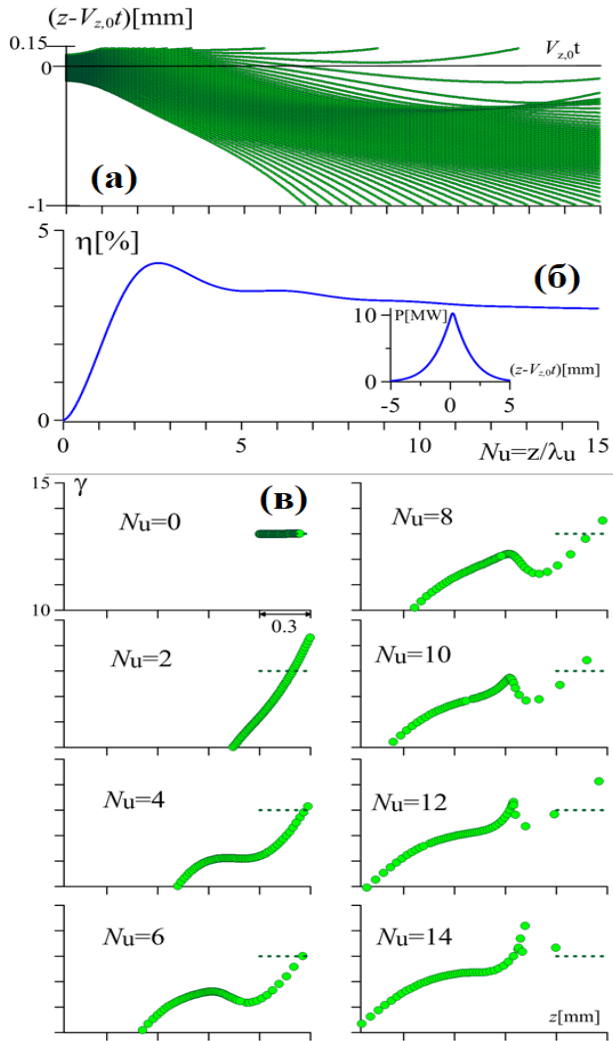


Рисунок 1.9.

(а) Динамика частиц продольных позиций частиц в сгустке относительно центра, как функция нормированной на период ондулятора продольной координаты.

(б) Эффективность излучения, как функция нормированной на период ондулятора продольной координаты.

(в) Фазовые плоскости в различных точках пространства взаимодействия.

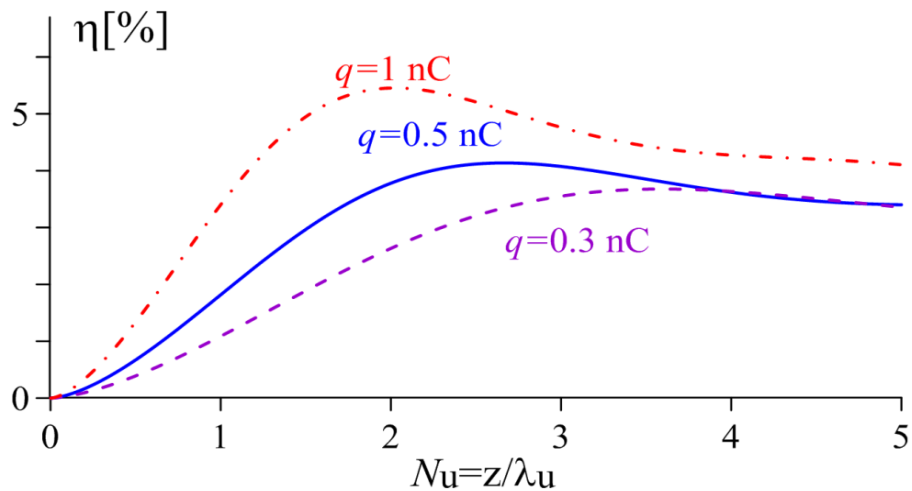


Рисунок 1.10. Эффективность излучения $\gamma_0 = 13$, как функция нормированной на период ондулятора продольной координаты, для трёх различных полных зарядов сгустков $q = 1$ нК (красная штрихпунктирная кривая), $q = 0.5$ нК (синяя сплошная кривая), $q = 0.3$ нК (фиолетовая пунктирная кривая).

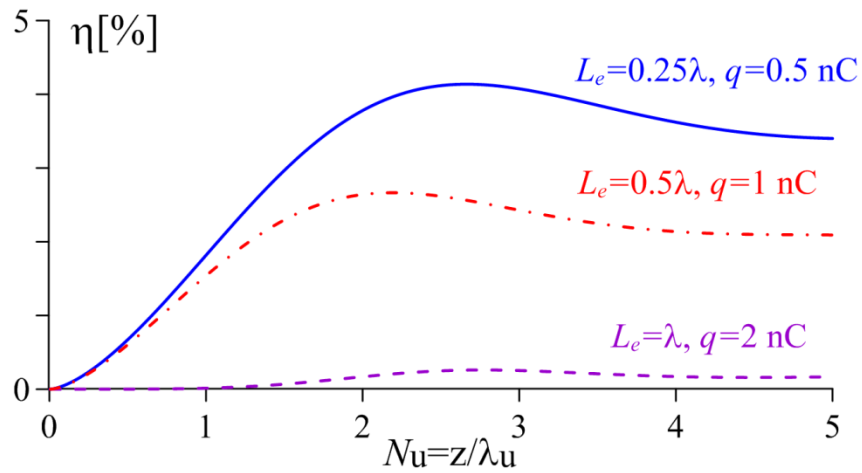


Рисунок 1.11. Эффективность излучения электронных сгустков с различными начальными длительностями при фиксированной линейной плотности заряда как функция нормированной продольной координаты,

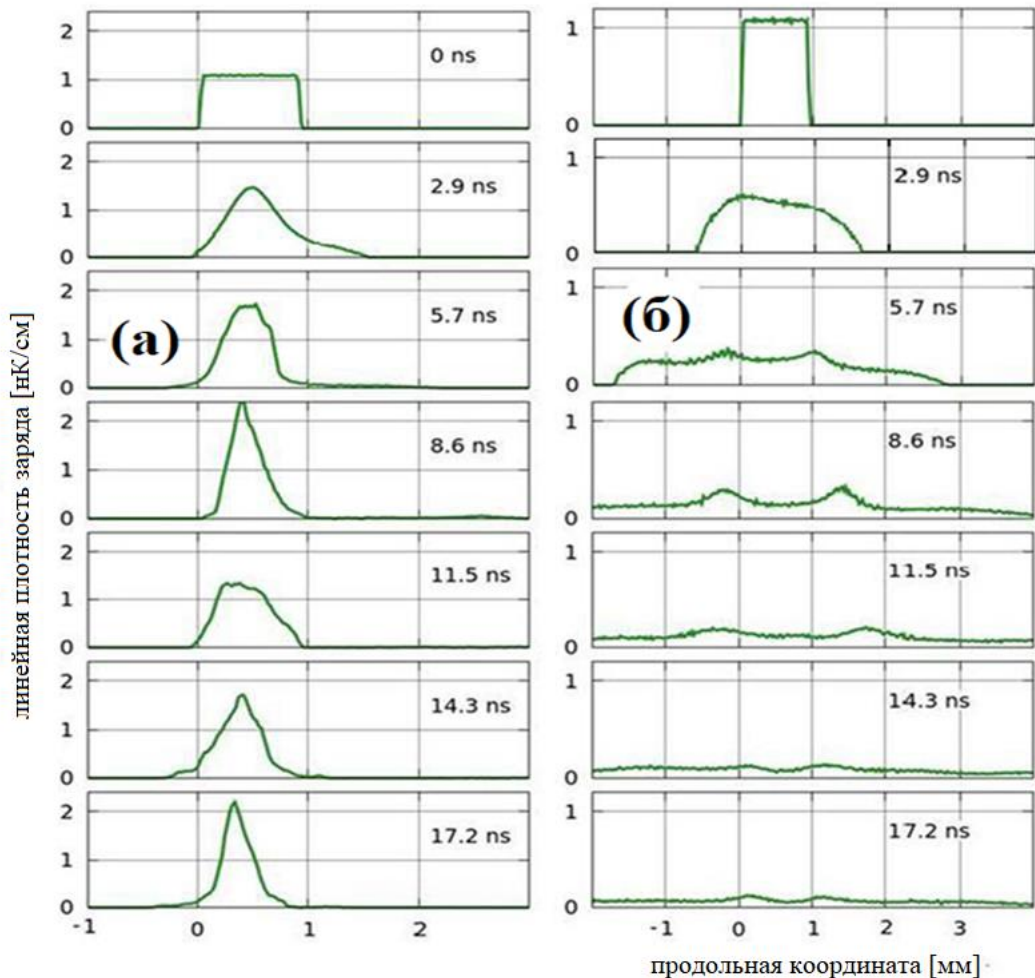


Рисунок 1.12. Эволюция во времени продольного распределения линейной плотности заряда электронного сгустка (а) в режиме сверхизлучения (период ондулятора 6 см) и (б) в случае несколько более короткого (5 см) периода ондулятора, когда условие группового синхронизма не выполняется.

Сначала частицы разлетаются из-за кулоновского взаимодействия. Когда амплитуда излучаемой волны становится достаточно большой, эффективность излучения выходит на насыщение (**рис. 1.9. б**), и сгусток стабилизируется по длине; основная часть заряда удерживается в пределах 1 пс (**рис. 1.9. а**). Из динамики частиц на фазовой плоскости, приведённой на **рисунке 1.9. в**, видно, что через 10 периодов возникает уплотнение электронов на длине, примерно в три раз меньшей начальной длины электронного сгустка. В фазовом пространстве образуется электронный сгусток. При этом эффективность излучения составляет около 5%. Мощность излучённого импульса ~ 10 МВт, длительность ~ 20 пс.

На **рисунке 1.10** приведены результаты численного моделирования, выполненного для трёх различных полных зарядов электронных сгустков. Понижение заряда до 0.3 нК приводит к уменьшению эффективности на 4 %, повышение до 1 нК – увеличение эффективности до 8% (остальные параметры фиксированы).

На **рисунке 1.11** приведены результаты моделирования для эффективности излучения сгустков с различными фазовыми размерами при фиксированной плотности заряда. Эффективность заряда в случае меньшего фазового размера 0.25λ значительно выше, чем в случае, когда фазовый размер вдвое больше. В случае, если размер электронного сгустка $\sim \lambda$ излучение происходит в режиме, близком к индуцированному излучению. В рассмотренном примере начального сигнала, формируемого краями электронного сгустка, недостаточно для начала процесса группировки частиц.

Эффект компрессии собственными полями излучения был подтверждён численным моделированием с использованием кода «KARAT» [131]. Это код, основанный на прямом «Particle-in-Cell» решении уравнений Максвелла, который широко используется для моделирования различных электронных приборов (например, [23, 24]). Рассматривалось излучение сгустка с начальной длиной 0.9 мм (3 пс), начальным радиусом 1 мм, энергией 3 МэВ, и полным зарядом 1 нК, в волноводе, помещённом в циркулярно поляризованный ондулятор с периодом 6 см, параметром ондуляторности 0.7. Диаметр волновода (6 мм) был выбран для обеспечения группового синхронизма с волной, длина которой 1.8 мм. На **рис. 1.12 а** показана эволюция продольного распределения линейной плотности заряда в пучке электронов во времени. Моделирование предсказывает продольное сжатие электронного сгустка в поле его КСИ примерно в 5 раз, что хорошо согласуется с аналитическими оценками. При этом процесс излучения сложнее, чем в аналитической модели. Например, сверхизлучение волноводной моды TE_{11} на основной гармонике ондулятора сопровождается излучением волноводной моды TE_{21} на второй гармонике. Для этой волны

условие группового синхронизма нарушено, поэтому ее мощность относительно мала (несколько кВт), и это существенно не влияет на процесс компрессии.

Для сравнения на **рис. 1.12. б** приведены результаты численного для системы с такими же параметрами, отличается только период ондулятора $\lambda_u = 5$ см, так что условие группового синхронизма нарушено. Условия излучения в этом случае значительно хуже, а динамика частиц определяется в основном их кулоновским взаимодействием, что приводит к быстрому растяжению электронного сгустка. Это доказывает существование эффекта компрессии в режиме группового синхронизма. Максимальное сжатие в этом случае обеспечивается при временах 5-8 нс, что соответствует длине 1.5–3 м.

1.1.2. Генерация ультракоротких волновых пакетов

В разделе *1.1.1.* рассматривалось взаимодействие электронного сгустка с относительно узкополосным волновым импульсом, состоящим из нескольких волновых циклов. В такой ситуации излучаемый электронами волновой пакет можно описать в приближении импульса с некой опорной частотой и медленно меняющейся в пространстве и времени огибающей (комплексной амплитуды) (**рис. 1.13. а**). Это приближение хорошо подходит для описания относительно медленных процессов излучения, в ходе которых такой узкополосный волновой импульс «успевает» сформироваться практически в самом начале процесса излучения вследствие дифракционного расплывания. В качестве примеров можно привести хорошо изученный процесс индуцированного сверхизлучения протяжённых (с длиной, существенно превышающей длину резонансной волны) электронных пучков, когда развитие неустойчивости, приводящей к излучению волны, связано с относительно медленным процессом группировки электронов в поле излучаемой волны [37,61,69]. Следует отметить, в случае спонтанного излучения уже «готового» (достаточно короткого) электронного сгустка такое приближение справедливо, если заряд сгустка невелик и, соответственно, волновое поле в области сгустка растёт не слишком быстро (примеры рассмотренные в *1.1.1*). Однако при реализации режима КСИ в случае электронного сгустка с достаточно большим зарядом приближение относительно узкополосного волнового пакета становится некорректным, поскольку формирование волнового поля происходит быстро.

Обсудим особенности процесса формирования волнового пакета в режиме КСИ. Электронный сгусток в процессе первого же своего ондуляторного колебания излучает один цикл электромагнитной волны, длина которой соответствует доплеровский преобразованному периоду ондулятора (**рис. 1.13. б**). Если групповая скорость излучаемого волнового пакета совпадает с поступательной скоростью электронов, этот цикл волны не

покидает область электронного сгустка и, таким образом, на каждом из последующих ондуляторных периодов он усиливается, получая дополнительные «порции» излучения сгустка (рис. 1.13. б). Фактически, имеет место режим усиления электронным сгустком единственного цикла волны. Однако из-за наличия дисперсии в волноводе энергия из этого центрального цикла, в области которого находится сгусток, рассеивается в соседние циклы (рис. 1.13. б) [A2].

Система уравнений, описывающих взаимодействие электронного сгустка с волновым и кулоновским полями. Рассмотрим КСИ плотного электронного сгустка в плоском ондуляторе. Считаем, что излучение происходит в волноводе, и возбуждается волна, поперечная структура которой соответствует низшей моде TE_{11} . Выражение для векторного потенциал волны представим в виде

$$\vec{A} = \vec{F}(\vec{r}_\perp) U_0 A_n(t, z), \quad (1.32)$$

где $A_n(t, z)$ – безразмерный векторный потенциал. Важно, что никаких дополнительных предположений о $A_n(t, z)$ мы не делаем и, соответственно, никакими приближениями не пользуемся. Тогда волновое уравнение (1.15) дает следующее уравнение для безразмерного векторного потенциала

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_n}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 A_n}{\partial z^2} + k_\perp^2 A_n = \frac{4\pi J}{N I_a}. \quad (1.33)$$

В моделировании мы описываем электронный ансамбль, как набор N_e заряженных дисков (макрочастиц). Радиусы дисков меньше значительно меньше радиуса волновода, $R_e \ll R_w$, а начальные координаты центров макрочастиц z_0 равномерно распределены в интервале $0 < z_0 < L_{e,0}$. Поперечная скорость в периодическом магнитном поле плоского ондулятора $\vec{B}_u = B_u \vec{y}_0 \cos(h_u z_l)$ меняется по закону $\vec{\beta}_u = \vec{x}_0 K / \gamma \sin(h_u z_l)$. Таким образом, источник в волновом уравнении (1.33) определяется следующим выражением:

$$J = -\delta(r_\perp) c \frac{q}{N_e} \sum_{l=1}^{N_e} \beta_{u,l} \sin(h_u z_l) \delta(z - z_l), \quad (1.34)$$

здесь z_l – продольная координата макрочастицы.

В переменных $\tau_n = h_u c t$ и $\zeta_n = h_u (z - V_z t)$ уравнение (1.33) преобразуется следующим образом:

$$\frac{\partial^2 A_n}{\partial \tau_n^2} - 2\beta_z \frac{\partial^2 A_n}{\partial \zeta_n \partial \tau_n} - (1 - \beta_{z,0}^2) \frac{\partial^2 A_n}{\partial \zeta_n^2} + g^2 A_n = -\frac{1}{\pi^2 N_w} \frac{\lambda_u^2}{R_w^2} \frac{I}{I_a} \frac{1}{N_e} \sum_{l=1}^{N_e} \beta_{u,l} \sin(h_u z_l) \delta(\zeta_{n,l})$$

где $g = k_\perp / h_u$. (1.35)

Уравнение для изменения энергии (1.24) в новых переменных имеет вид

$$\frac{d\gamma}{d\tau_n} = f_w + f_c, \quad (1.36)$$

для описания кулоновского взаимодействия (слагаемое f_c) воспользуемся подходом, описанным в предыдущем разделе 1.1.1 (см. формулу 1.25). как и в предыдущем пункте, будет описываться с помощью модели заряженных дисков. Взаимодействие частицы с волновым поле описывается следующей безразмерной силой

$$f_w = -\beta_{u,l} \sin(\zeta_n + \beta_{z,0}\tau) \times a', \quad (1.37)$$

где нормированное электрическое поле волны определяется соответствующей производной векторного потенциала

$$a' = -\left(\frac{\partial A_n}{\partial \tau_n} - \beta_z \frac{\partial A_n}{\partial \zeta_n}\right),$$

Уравнение для изменения координаты частицы имеет вид:

$$\frac{d\zeta_n}{d\tau_n} = \beta_z, \quad (1.38)$$

Численное моделирование и анализ результатов. В качестве примера рассмотрим электродинамическую систему с такими же параметрами, как и в разделе 1.1.1. На **рис. 1.14** приведены результаты численного моделирования для изменения линейной плотности заряда в случаях, когда учтены электронно-волновое и кулоновское взаимодействие (зелёное заполнение) в сравнении со случаем, когда учтены только кулоновские поля (чёрные кривые). Такое сравнение приведено для того, чтобы продемонстрировать эффект компрессии электронного сгустка в поле собственного излучения (вернее, подтвердить, что такой эффект имеет место и в рамках более корректной модели, описывающей излучение волнового пакета со сколь угодно широкой частотной полосой). В отсутствие электронно-волнового взаимодействия длина электронного сгустка увеличивается больше, чем в 3 раза на длине его траектории движения, равной 4-м периодам ондулятора. На расстоянии, соответствующем 12-ти периодам ондулятора, вследствие кулоновского взаимодействия, длина электронного сгустка увеличивается почти на порядок (**рис. 1.14**). В случае, когда электронный сгусток излучает волну в режиме КСИ, длина сгустка увеличивается медленнее по сравнению со случаем, когда учтено только кулоновское взаимодействия, а после 19-ти периодов возникает пик плотности заряда, почти в три раза превосходящий начальную плотность.

На **рис. 1.15** приведены результаты численного моделирования процесса излучения и динамики электронного сгустка с начальной длительностью 0.8 пс, поперечным масштабом

3 мм, полным зарядом 0.5 нК, который движется в волноводе с диаметром 6 мм, помещённом в плоский ондулятор с периодом 10.9 см (параметр ондуляторности $K = 0.7$). Сравним результаты численного моделирования для сгустка с такими же параметрами, выполненного для модели, описанной в предыдущем пункте 1.1.1., с результатами, полученными для приведённой в данном пункте модели. Значение эффективностей, соответствующих насыщению, для обеих моделей практически равны (сравните **рис. 1.9 б** и **рис. 1.15**), однако в случае, когда для вычисления амплитуды поля используется интегральное выражение (1.23), насыщение достигается на меньше длине. Это объясняется прежде всего тем, что в приближении, описанном в разделе 1.1.1, эффективная фаза сгустка относительно излучаемой волны с самого начала взаимодействия смещена на $\pi/4$. В модели, приведённой в данном разделе, «правильная» с точки зрения стабилизации фаза устанавливается спустя некоторое время [A1]. При варьировании полного заряда сгустка существенно картина не меняется (**рис. 1.16** сравните с **рис. 1.10**), хотя, как и следовало ожидать, в случае большего полного заряда сгустка расхождение становится чуть более значительным. Таким образом, результаты, полученные в рамках двух моделей, хорошо согласуются друг с другом.

Рассмотрим излучаемые импульсы, приведённые на **рисунках 1.15 б, 1.17 и 1.19**. Поскольку групповая скорость излучаемого импульса близка к поступательной скорости частиц, электронный сгусток усиливает «основной» центральный цикл волны, в котором он находится. В результате в процессе прохода сгустком нескольких периодов ондулятора формируется квазиуниполярный импульс, но при этом часть энергии рассеивается из основного цикла волны в соседние вследствие дисперсии в волноводе. Пиковое поле в основном волновом цикле продолжает заметно превышать амплитуды других циклов до тех пор, пока скорость роста электронного КПД с координатой остается достаточно высокой, то есть до тех пор, пока «основной» волновой цикл извлекает из электронного сгустка больше энергии, чем теряет за счет дисперсии (**рис. 1.15 б**). Амплитуда поля максимальна в точке, соответствующей максимальной скорости роста эффективности излучения (**рис. 1.15**). Увеличение полного заряда в пучке приводит к укорочению эффективной области электронно-волнового взаимодействия, а также к увеличению самой эффективности (**рис. 1.16**) и амплитуды центрального цикла (**рис. 1.17**).

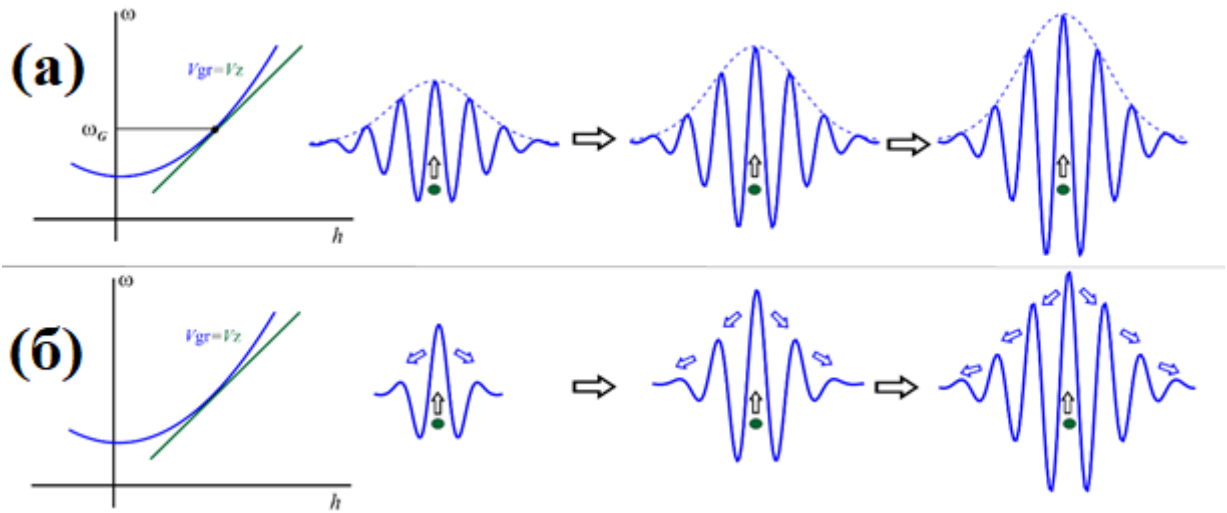


Рисунок 1.13. (а) – схема электронно-волнового взаимодействия в приближении медленно меняющейся амплитуды огибающей волнового импульса с фиксированной опорной частотой. (б) – формирование волнового пакета в режиме КСИ: усиление центрального цикла и перераспределение мощности по циклам вследствие дисперсии.

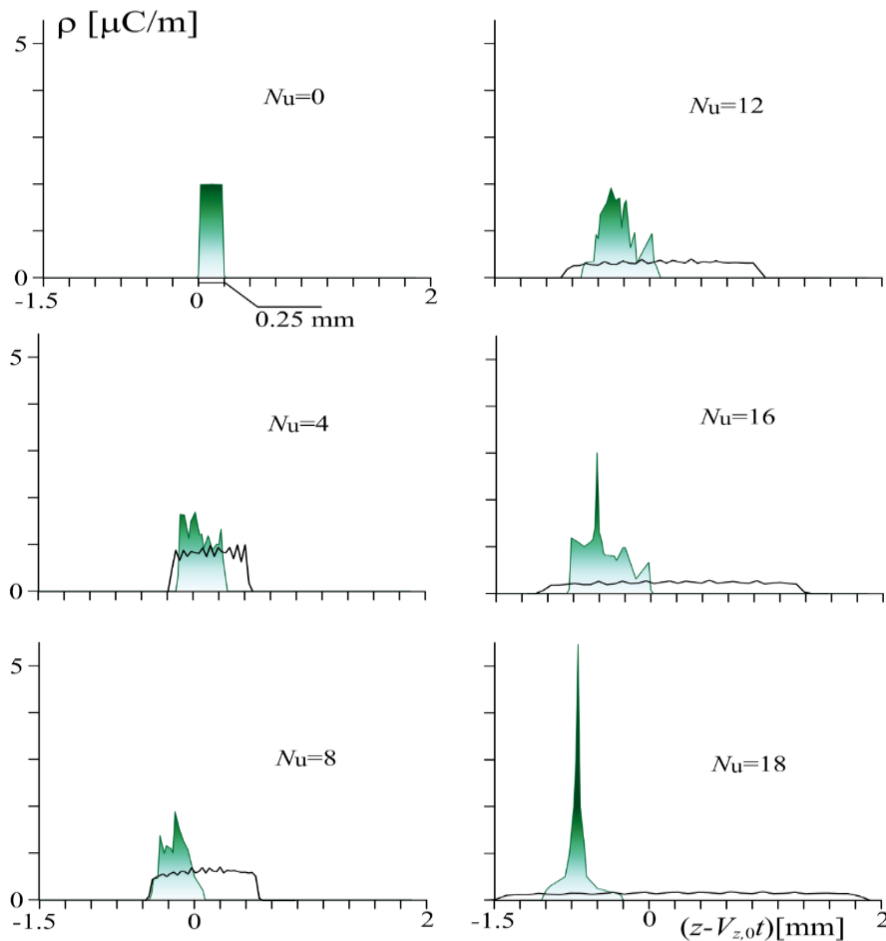


Рисунок 1.14. Динамика линейной плотности заряда в электронном сгустке с начальной длительностью с учётом электронно-волнового взаимодействия (зелёное заполнение) и под действием только кулоновских полей (чёрные кривые).

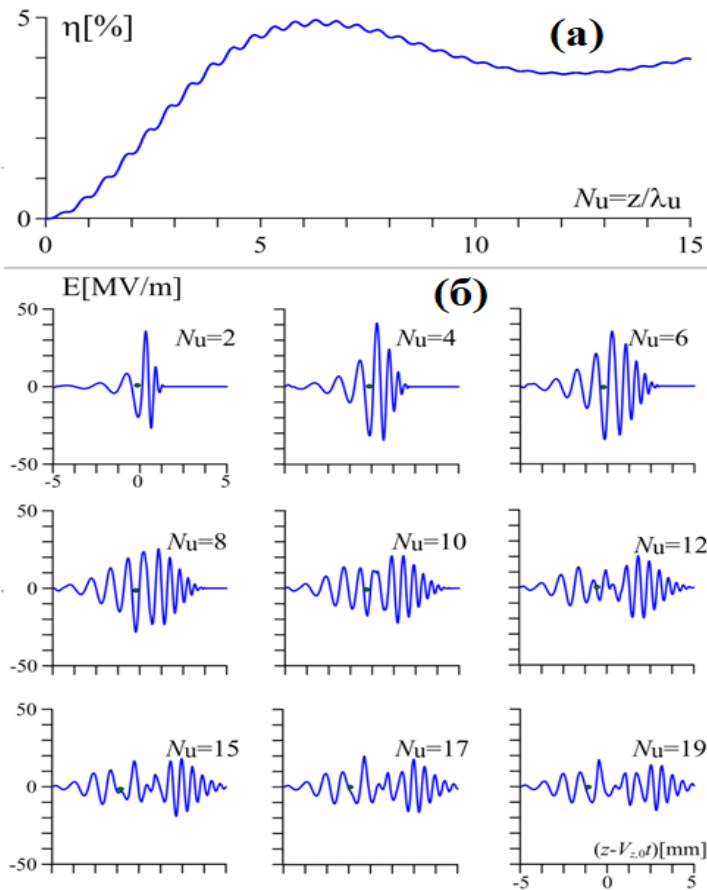


Рисунок 1.15.

(а) Эффективность излучения, как функция нормированной на период ондулятора продольной координаты.

(б) Излучаемые волновые импульсы после прохождения электронным сгустком двух, четырех, шести и т.д. периодов ондулятора.

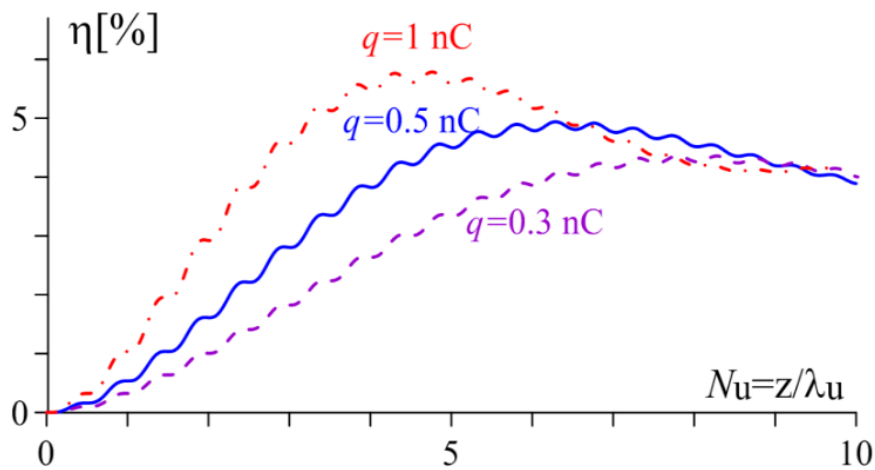


Рисунок 1.16.

Эффективность излучения как функция нормированной на период ондулятора продольной координаты, для различных зарядов сгустков (1нК, 0.5нК и 0.3нК).

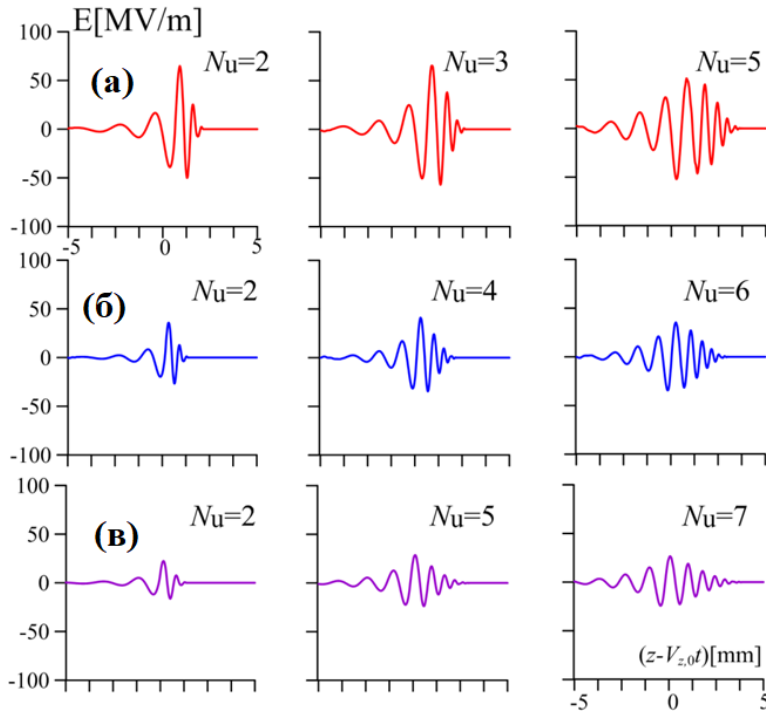


Рисунок 1.17.

Импульсы, излучаемые электронными сгустками при трёх различных полных зарядах сгустков $q = 1\text{нК}$ (а), $q = 0.5\text{нК}$ (б), $q = 0.3\text{нК}$ (в).

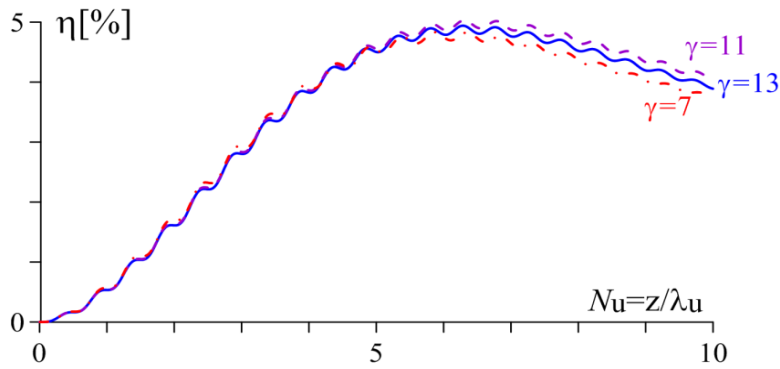


Рисунок 1.18.

Эффективность излучения как функция нормированной на период ондулятора продольной координаты.

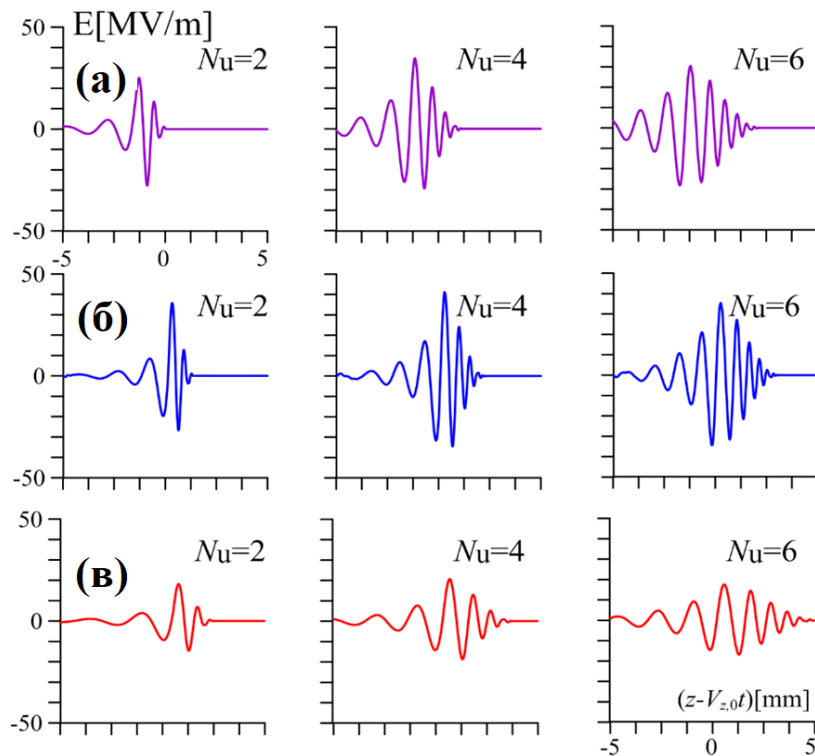


Рисунок 1.19.

Импульсы, пормируемые сгустками при $\gamma_0 = 11$, $\lambda_u = 9.2\text{ см}$ (а), $\gamma_0 = 13$, $\lambda_u = 10.9\text{ см}$ (б), $\gamma_0 = 7$, $\lambda_u = 5.8\text{ см}$ (в).

На **рисунке 1.18** приведены результаты численного моделирования для КСИ электронных сгустков с разными начальными энергиями ($\gamma_0 = 13, 11$ и 7). В этих расчетах были фиксированы все параметры электродинамической системы (такие же, как и выше), кроме начальной энергии электронов и периода ондулятора. Период (и соответствующая ему характерная длина волны излучения $\sim \lambda_u/\gamma^2$) изменялись таким образом, чтобы излучение происходило в режиме группового синхронизма электронного сгустка с излучаемым волновым пакетом. Фазовый размер сгустка (длина сгустка, как и выше, соответствует четверти резонансной длины волны) и его полный заряд (0.5 нК) фиксированы. Значения эффективностей электронно-волнового взаимодействия в этих условиях в трёх рассмотренных случаях получились примерно равными. При этом, если начальные энергии частиц отличаются в 2 раза, то и амплитуды электрических полей будут отличаться почти в 2 раза (**рис. 1.19**). Амплитуды электрических полей излучаемых волновых импульсов для сгустков с заявленными параметрами составляют несколько десятков МВ/м, что, безусловно, является привлекательным с точки зрения реализации и последующих приложений результатом.

1.1.3. Оптимизация процесса генерации широкополосного импульса

Эффективность излучения для примеров, описанных в предыдущем пункте, сравнительно велика благодаря стабилизации длины электронного сгустка собственными полями излучения. Однако, используя особенности динамики частиц плотного электронного сгустка в режиме его КСИ, можно обеспечить ещё более эффективное электронно-волновое взаимодействие. В этом разделе обсуждается один из возможных вариантов повышения эффективности процесса излучения и повышения амплитуды поля излучаемой волны, основанный на известном методе обеспечения оптимальных условий электронно-волнового взаимодействия за счёт профилирования расстройки (см., напр., [51]). Оказывается, и в случае КСИ этот простой механизм позволяет значительно повысить эффективность излучения и, соответственно, амплитуду поля излучаемого волнового импульса.

Рассмотрим процесс КСИ электронных сгустков со следующими параметрами: начальная длительность 1 пс, радиус $R_e = 2$ мм, полные заряды сгустков $0,5$ нК и 2 нК и энергия 5 МэВ. Излучение происходит в ондуляторе с периодом $\lambda_u = 10$ см и параметром ондуляторности $K = 0,7$ в режиме, близком к групповому синхронизму; резонансная длина волны в этом случае составляет $\approx 1,2$ мм. На **рис. 1.20** приведены результаты численного моделирования для случаев, когда спонтанное излучение происходит в регулярном волноводе (радиус $R_w = 3.5$ мм, соответствующий групповому синхронизму) и в волноводе

с профилированием радиуса. В случае регулярного волновода эффективность излучения электронов достигает 5-7% на длине области электронно-волнового взаимодействия, соответствующей $N_u = 4 - 7$ периодам ондулятора. Использование профилирования обеспечивает значительное (до 18-23%) повышение эффективности излучения, что сопровождается соответствующим удлинением области взаимодействия [A2].

На **рисунке 1.21** показана динамика плотности заряда внутри сгустка с зарядом 0,5 нК в модели, учитывающей влияние полей излучения на электроны (регулярный волновод), а также когда поле излучения отсутствует и учитывается только действие кулоновского поля на частицы. В последнем случае кулоновское отталкивание приводит к увеличению длины пучка более чем в два раза после того, как пучок прошел шесть периодов ондулятора, и в пять раз после двенадцати периодов для рассматриваемого примера. Наличие излучения сначала обеспечивает стабилизацию, а затем и компрессирует электронный сгусток.

На **рисунке 1.22** показан процесс формирования волнового импульса в волноводе с профилированием. Так же, как и в случае регулярного волновода, на нескольких первых периодах ондулятора формируется квазиуниполярный импульс. В течение последующих ондуляторных периодов число волновых циклов в импульсе увеличивается за счет дисперсии, но в месте положения электронного сгустка выделяется «основной» цикл, так как именно в этом месте поле усиливается электронами. В случае пучка электронов с зарядом 0,5 нК наибольшая максимальная амплитуда достигается в точке, соответствующей 11-ти периодам ондулятора (**рис. 1.22. а**), что соответствует области, предшествующей выходу эффективности излучения на насыщение. При $z > 11\lambda_u$ КПД продолжает расти, но амплитуда центрального цикла перестаёт увеличиваться - увеличиваются амплитуды соседних циклов. Аналогичный сценарий реализуется и для сгустка с зарядом 2 нК (**рис. 1.22. б**).

Из приведённых результатов численного моделирования видно, что использование нерегулярной входной волноводной секции обеспечивает как увеличение длины эффективного электронно-волнового взаимодействия, так и значительное повышение эффективности отдачи энергии электрона излучаемой волне (**рис. 1.20**). Отметим, что оптимальная длина нерегулярной секции примерно равна длине, соответствующей насыщению процесса излучения в случае регулярного волновода.

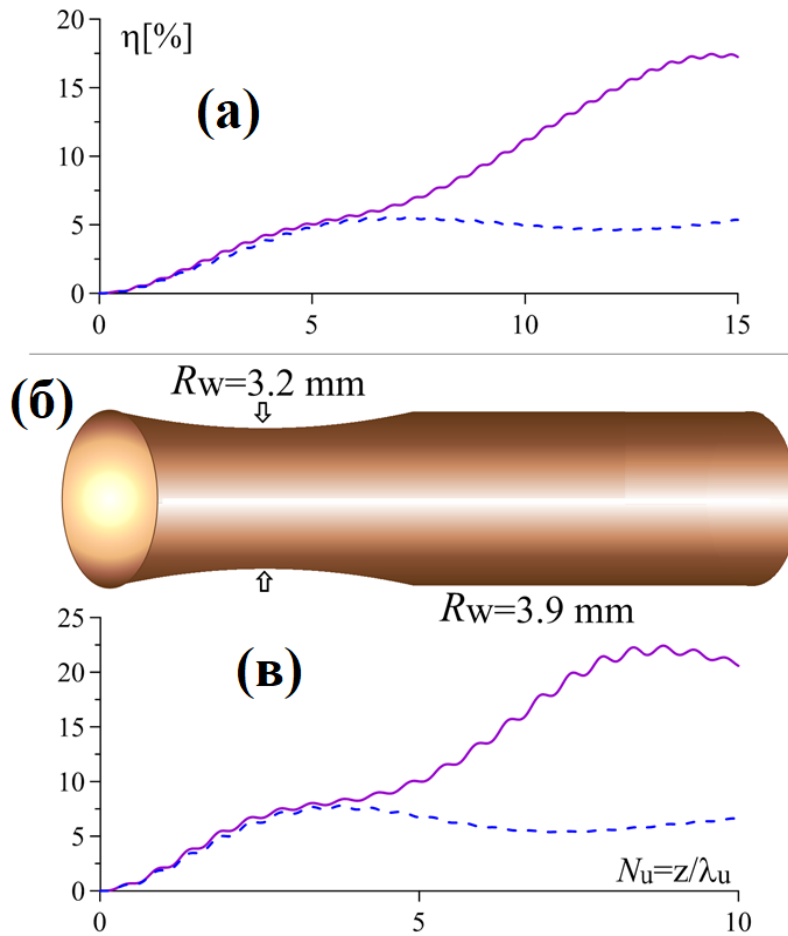


Рисунок 1.20.

Эффективность излучения в зависимости от продольной координаты, нормированной на период ондулятора, в регулярном волноводе ($R_w = 3,9$ мм, пунктир) и в профилированном волноводе (сплошные кривые) в случаях полного заряда пучка (а) 0,5 нК и (в) 2 нК. (б) - профиль волновода.

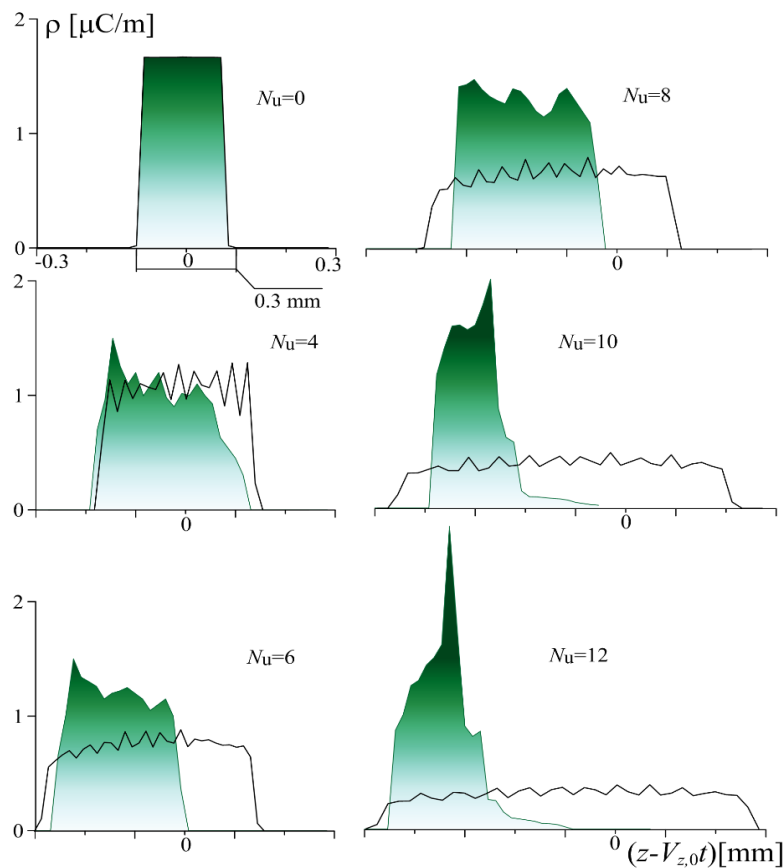


Рисунок 1.21.

Распределение линейной плотности заряда внутри электронного пучка (зеленые заполнения) в различных точках области электронно-волнового взаимодействия в случае полного заряда пучка 0,5 нК.

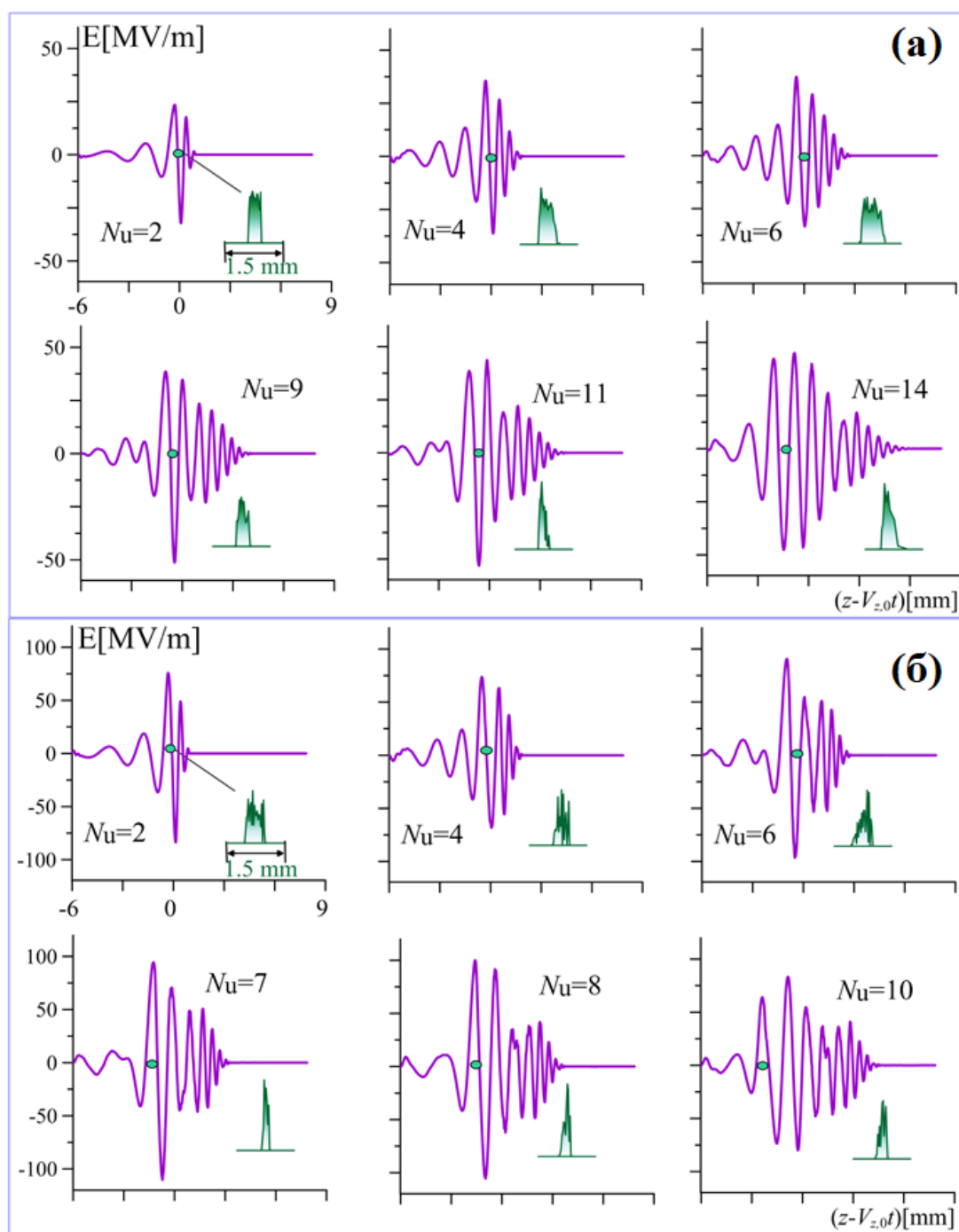


Рисунок 1.22. Излучаемое электрическое поле и распределение заряда внутри электронного пучка в различных точках области электронно-волнового взаимодействия в случаях полного заряда в электронном сгустке 0,5 нК (а) и 2 нК (б).

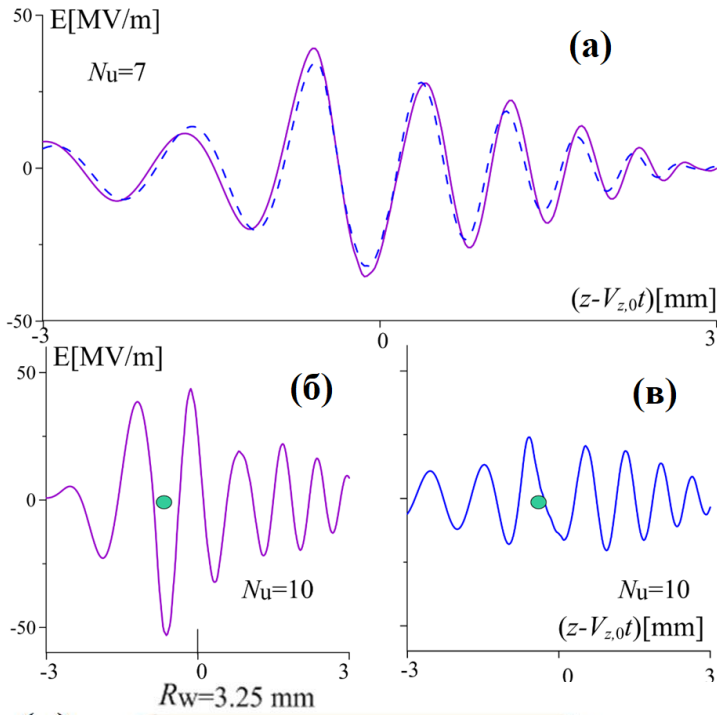


Рисунок 1.23. Сравнение импульсов, излучаемых в регулярном волноводе и в волноводе с профилированием.

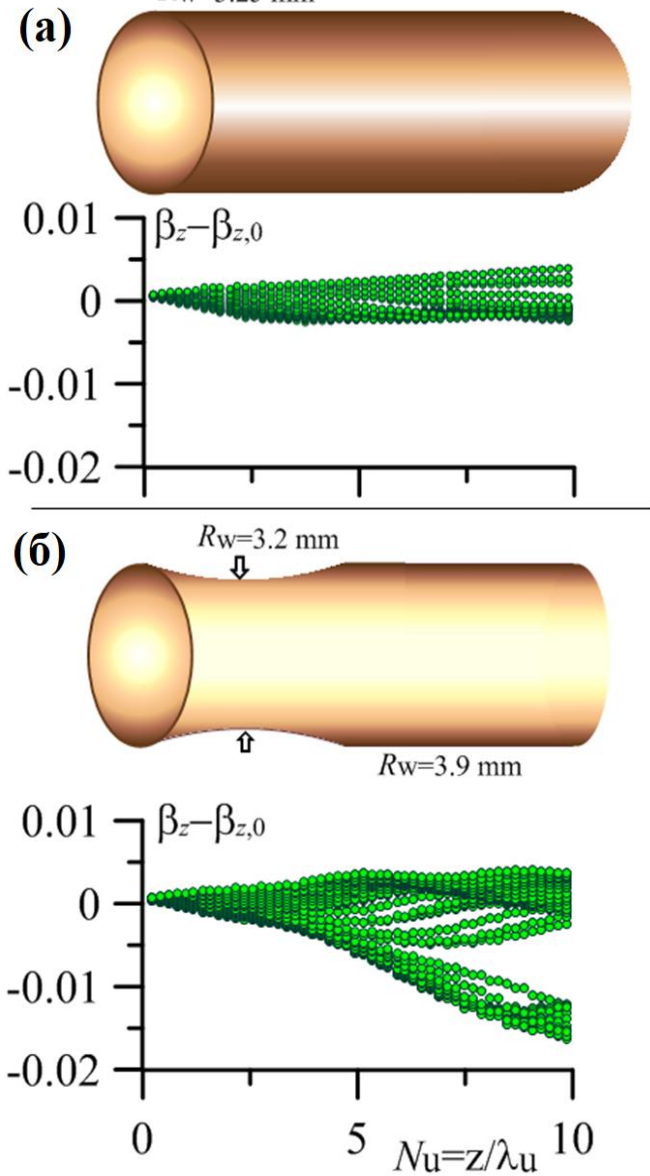


Рисунок 1.24. Изменение поступательных скоростей частиц электронного сгустка с полным зарядом 0.5 нК в регулярном волноводе (а) и в волноводе с нерегулярным участком как функция продольной координаты, нормированной на период ондулятора.

В случаях с профилированием и без профилирования эффективности (рис. 1.20. а и в) и формы излучаемых волновых импульсов (рис. 1.23. а) очень близки в области, соответствующей профилированной входной секции (в случае нерегулярного волновода), а вот в процессе дальнейшего электронно-волнового взаимодействия возникают существенные различия. В регулярной системе зависимость КПД от координаты выходит на насыщение, тогда как в нерегулярном волноводе мы видим вторую стадию роста эффективности (рис. 1.20. а и в) и увеличение амплитуды центрального цикла, формы излучаемых импульсов приобретают существенные отличия (рис. 1.23. б и в).

В случае использования входного участка резонатора с уменьшенным (по сравнению с регулярным вариантом) радиусом, в процессе движения электронного сгустка во входной секции формируется волновой пакет с несколько большей (по сравнению с регулярным вариантом системы) длиной волны (рис. 1.23. а). В результате в регулярной секции резонатора расстройка электронно-волнового резонанса (т.е. разность $\gamma_0 - \gamma_{\text{res}}$ между начальной энергией электрона и энергией, соответствующей точному электронно-волновому резонансу, $\gamma_{\text{res}} = \sqrt{\lambda_u(1 + K^2)}/\lambda$) становится больше, что и приводит к более эффективному отбору энергии у электронов излучаемым волновым пакетом в выходной регулярной секции (рис. 1.24. сравните распределения по скоростям а и б). Фактически, описанный тут механизм – это хорошо известный метод повышения электронного КПД приборов СВЧ электроники, основанный на профилировании расстройки электронно-волнового резонанса.

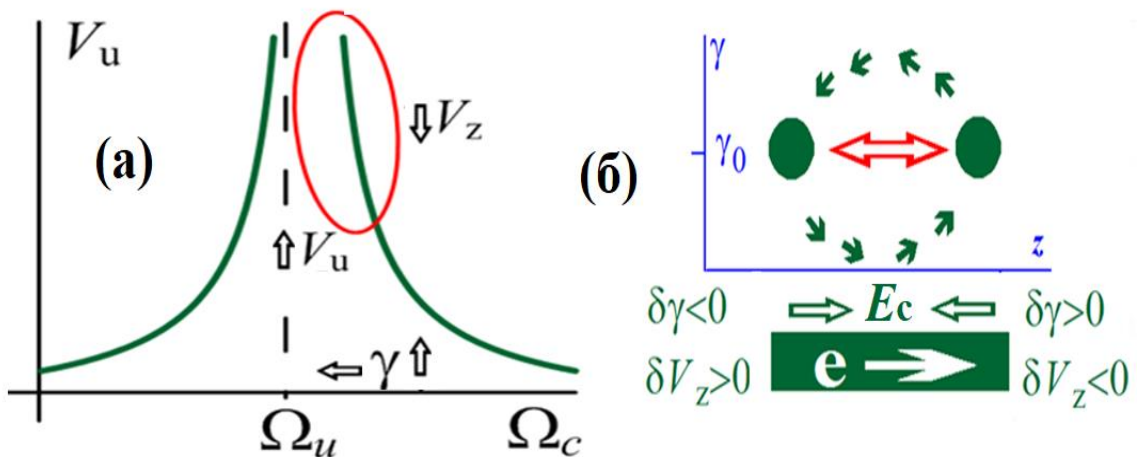


Рисунок 1.25. (а) Зависимость поперечной скорости электронов от частоты свободных колебаний. В выделенной области параметров реализуется режим отрицательной массы. (б) Динамика электронного сгустка при движении частиц в режиме отрицательной массы.

1.2. Излучение электронных сгустков в режиме отрицательной массы

В данном разделе исследуется другой возможный метод стабилизации продольных размеров плотных коротких фотоинжекторных электронных сгустков, при котором направление действия кулоновских полей меняется на противоположное, так что кулоновское отталкивание сменяется притяжением. Такое возможно, если обеспечить движение частиц в так называемом режиме «отрицательной массы», когда изменения энергии и продольной скорости частицы имеют разные знаки. Этот режим может быть реализован в ондуляторе с сильным ведущим магнитным полем (см. **рис. 1.5**), когда циклотронная частота свободных колебаний в фокусирующем магнитном поле слегка превышает их баунс-частоту вынужденных колебаний в периодическом магнитном поле ондулятора (см. например, [64, 77, 78]). Если циклотронная частота колебаний $\Omega_c = eB_0/(mc\gamma)$ слегка превышает их баунс-частоту $\Omega_u = h_u V_z$, зависимость поперечных (осцилляторных) скоростей частиц от их энергий приводит к «аномальной» дисперсии поступательных скоростей, при которой рост энергий частиц ведет не к росту, а к уменьшению их поступательных скоростей, и наоборот. В такой ситуации кулоновское взаимодействие, очевидно, приведет не к увеличению длины сгустка, а к её сокращению.

Механизм возникновения режима отрицательной массы на качественном уровне можно объяснить следующим образом. Рассмотрим область, где частота свободных циклотронных осцилляций слегка превосходит частоту вынужденных ондуляторных колебаний. В этой области увеличение энергии частицы приведёт к уменьшению частоты циклотронных колебаний (смещение в сторону ближе к резонансу, **рис. 1.25. а**), при этом поперечная ондуляторная скорость будет расти, следовательно, продольная скорость частицы будет уменьшаться. Таким образом, увеличение энергии частицы приведёт к уменьшению её поступательной скорости, и наоборот.

Кулоновское взаимодействие частиц внутри электронного сгустка приводит к тому, что энергия частиц, летящих впереди, увеличивается, а их скорость и продольная координата относительно центра сгустка уменьшаются, для частиц, летящих в хвосте, наоборот (**рис. 1.25. б**). Таким образом, кулоновское взаимодействие будет приводить к притяжению частиц к центру сгустка. Соответственно, на фазовой плоскости $\gamma(z - z_0)$ частицы будут осциллировать относительно центра сгустка $z = z_0$ [83].

1.2.1. Эффект отрицательной массы в ондуляторе

Рассмотрим движение электронов в циркулярно-поляризованном ондуляторе, периодическое магнитное поле которого меняется по закону $\vec{B}_u = KU_0[-\vec{x}_0 \sin(h_u z) +$

$\vec{y}_0 \cos(h_u z)]$, здесь $U_0 = mc^2/e$. Полагаем, что в ондуляторе присутствует и ведущее магнитное поле \vec{B}_0 (рис. 1.5). Уравнение движения электрона в такой системе имеет вид:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = -\frac{e}{c} [\vec{V}, \vec{B}_u + \vec{B}_0] \quad (1.39)$$

Из него следует уравнение для комплексного поперечного момента электрона:

$$\frac{dp_+}{d\tau_n} = iK\beta_z \exp[i(h_u z)] + i\frac{b}{\gamma} p_+, \quad (1.40)$$

где $p_+ = \gamma(\beta_x + i\beta_y)$ – безразмерный комплексный поперечный импульс, $A_{n,+} = A_{n,x} + iA_{n,y}$ – комплексный векторный потенциал волны, $b = \gamma_0\beta_{z,0}\Omega_c/\Omega_u$ – отношение нерелятивистской циклотронной частоты к частоте баунс-осцилляций.

Для частицы, движущейся в ондуляторе с ведущим магнитным полем вдоль стационарной траектории в отсутствии каких-либо возмущений, поперечный импульс согласно (1.40) описывается следующей формулой:

$$p_+ = p_{\perp} \exp[i(h_u z)] \quad (1.41)$$

Здесь $p_{\perp} = K/|\Delta|$, $\Delta = 1 - \Omega_c/\Omega_u$ – расстройка ондуляторно-циклотронного синхронизма.

Получим выражение для производной $\mu = d\beta_z/d\gamma$, описывающей связь изменений поступательной скорости и энергии частицы. Поскольку при движении в магнитном поле энергия частицы не меняется, выражение для поступательной скорости имеет вид:

$$\beta_z^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2} - \beta_u^2, \quad (1.42)$$

Продифференцируем (1.42) по γ , получим следующее равенство:

$$\beta_z \frac{d\beta_z}{d\gamma} \approx \frac{1}{\gamma_0^3} + K^2 \left(\frac{1}{\gamma_0^3} + \frac{d\Delta}{d\gamma} \times \frac{1}{\gamma_0^2 \Delta^3} \right), \quad (1.43)$$

Здесь

$$\frac{d\Delta}{d\gamma} = -\frac{1}{\Omega_u} \frac{d\Omega_c}{d\gamma} + \frac{\Omega_c}{\Omega_u^2} \frac{d\Omega_u}{d\gamma} = -\frac{\Omega_c}{\Omega_u} \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\Omega_c}{\Omega_u} \frac{1}{\beta_z} \frac{d\beta_z}{d\gamma} \approx (1 - \Delta) \left(\frac{1}{\gamma_0} - \frac{1}{\beta_{z,0}} \frac{d\beta_z}{d\gamma} \right).$$

Таким образом, в ультрарелятивистском пределе ($\gamma_0 \gg 1$, $\beta_z \sim 1$) связь изменений продольной скорости и энергии частицы имеет вид [78]:

$$\mu \approx \frac{1}{\gamma_0^3} \left(1 + \frac{K^2}{\Delta^3} \right), \quad (I. 44)$$

Если $\Delta < 0$ и $|\Delta|^3 < K^2$, то из (1.44) следует, что изменение поступательной скорости и энергии имеют разные знаки, что и соответствует движению частицы в режиме отрицательной массы.

Динамика частиц электронного сгустка, движущегося в ондуляторе с ведущим магнитным полем. Рассмотрим движение короткого плотного электронного сгустка в ондуляторе с ведущим магнитным полем. Как и выше, рассмотрим цилиндрический приосевой электронный сгусток. В качестве примера приведены результаты численного моделирования для динамики частиц в электронных сгустках с параметрами, характерными для современных фотоинжекторных ускорителей (энергия частиц 3-6 МэВ, полный заряд электронного сгустка 0.1-1 нК, начальные длительности 1-10 пс), движущихся в ондуляторе с ведущим магнитным полем.

На **рисунке 1.26** приведена динамика частиц сгустка с начальной длительностью 1 пс, с поперечным масштабом 3 мм, полным зарядом 1 нК, энергия частиц 6 МэВ, летящих в ондуляторе с периодом 9.4 см, параметр ондуляторности $K = 0.1$, амплитуда продольного магнитного поля $B_0 = 1.2$ Тл, так что обеспечена расстройка ондуляторно-циклотронного синхронизма $\Delta = 0.1$. На расстоянии, примерно равном периода ондулятора, длина электронного сгустка уменьшается в 5 раз (**рис. 1.26**). Это соответствует «повороту» электронного сгустка в фазовом пространстве на $\pi/2$ (**рис. 1.27**), после этого частицы разлетаются, длина сгустка увеличивается до длины сгустка, примерно равной начальной (поворот в фазовом пространстве на π , сравните **рисунки 1.26** и **1.27**). Дальнейшее вращение частиц вдоль устойчивого состояния равновесия снова приводит к компрессии. После поворота на 2π образуются два сгустка, которые продолжают вращаться вокруг центра, сближаясь и отдаляясь, при этом частицы удерживаются в пределах длины, лишь слегка превосходящей начальную. Стоит отметить, что компрессию ограничивают два основных фактора: во-первых, нелинейность кулоновского поля, во-вторых, начальная фазовая «толщина» (наличие начального разброса по энергиям).

На **рис. 1.28** приведены результаты моделирования для сгустков с меньшими зарядами. Уменьшение заряда приводит к замедлению процесса компрессии (сравните **рис. 1.27** и **рис. 1.28**), при этом компрессия будет более эффективна: в случае полного заряда сгустка 0.3 нК минимальная длина примерно в 10 раз меньше начальной, при увеличении полного заряда до 0.5 нК сгусток скомпрессируется в 7 раз.

Компрессия сгустков с большими длинами (при фиксированной плотности заряда и неизменных значениях остальных параметров) менее эффективна. На **рисунке 1.29** приведены результаты для электронных сгустков с размерами 0.3 мм, 0.6 мм и 1.2 мм и с

полными зарядами 0.3 нК, 0.6 нК и 1.2 нК, соответственно (плотность заряда фиксирована). Из результатов численного моделирования видно, что сгустки с большими длинами (фазовыми размерами) компрессируются дольше (поворот всех частиц вокруг устойчивого состояния равновесия занимает больше времени), при этом компрессия будет значительно менее эффективной. Это обусловлено тем, что в случае большей длины электронного сгустка, нелинейность кулоновского поля будет больше, см выражение (1.4).

1.2.2. Влияние излучения на процесс компрессии

Рассмотрим КСИ плотного электронного сгустка, частицы которого движутся в ондуляторе с ведущим магнитным полем (**рис. 1.5**), так что выполнено условие их движения в режиме отрицательной массы. Динамика фаз частиц, излучающих в режиме отрицательной массы, несколько отличается от динамики частиц, излучающих в обычном режиме (см. п. 1.1.1). Предположим, что продольная скорость частиц близка к групповой скорости излучаемого импульса. Пока амплитуда излучаемой волны мала динамика частиц будет определяться кулоновским взаимодействием (см. п. 1.2.1), т. е. в начале движения в поле ондулятора частицы будут стремиться к центру электронного сгустка, который находится в максимуме тормозящей фазы волны (**рис. 1.30. а**). Энергия центра сгустка уменьшается, соответственно, в режиме отрицательной массы частицы ускоряются. Максимум тормозящей фазы волны смещается вправо, вслед за центром сгустка, при этом кулоновским полем сгусток сжимается в продольном направлении (**рис. 1.30. а**), при этом частицы, летящие впереди, ускоряются полем волны, пока не окажутся в её устойчивой нейтральной фазе, в то время как электроны, летящие в хвосте, продолжают тормозиться полем волны (**рис. 1.30. а**).

Такую динамику фаз можно интерпретировать как эффективное смещение фазы центра сгустка относительно излучаемой волны вправо на $\pi/4$ (в обычном режиме фаза смещается в противоположном направлении). Таким образом, стабилизация (компрессия) электронного сгустка по длине будет осуществляться и за счёт кулоновского взаимодействия, и за счёт электронно-волнового взаимодействия. Однако вследствие кулоновского взаимодействия частицы стремятся к центру, а поле волны направляет частицы к фронту сгустка. Таким образом, исходя из динамики фаз частиц, можно сделать вывод, что в режиме группового синхронизма собственные поля КСИ будут препятствовать компрессии частиц к центру электронного сгустка.

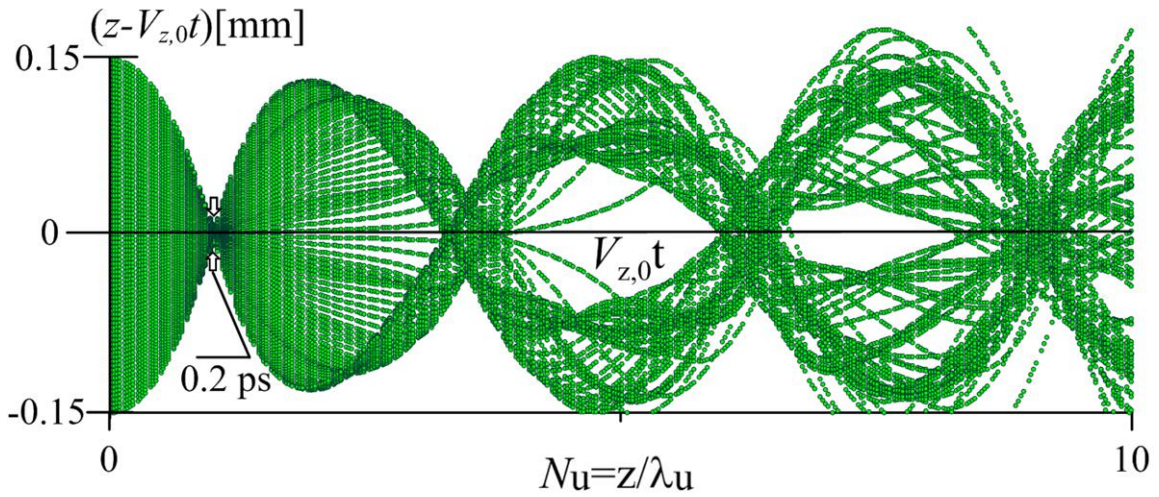


Рисунок 1.26. Динамика положений частиц в сгустке относительно центра, координата которого $V_{z,0}t$, как функция продольной координаты, нормированной на период ондулятора.

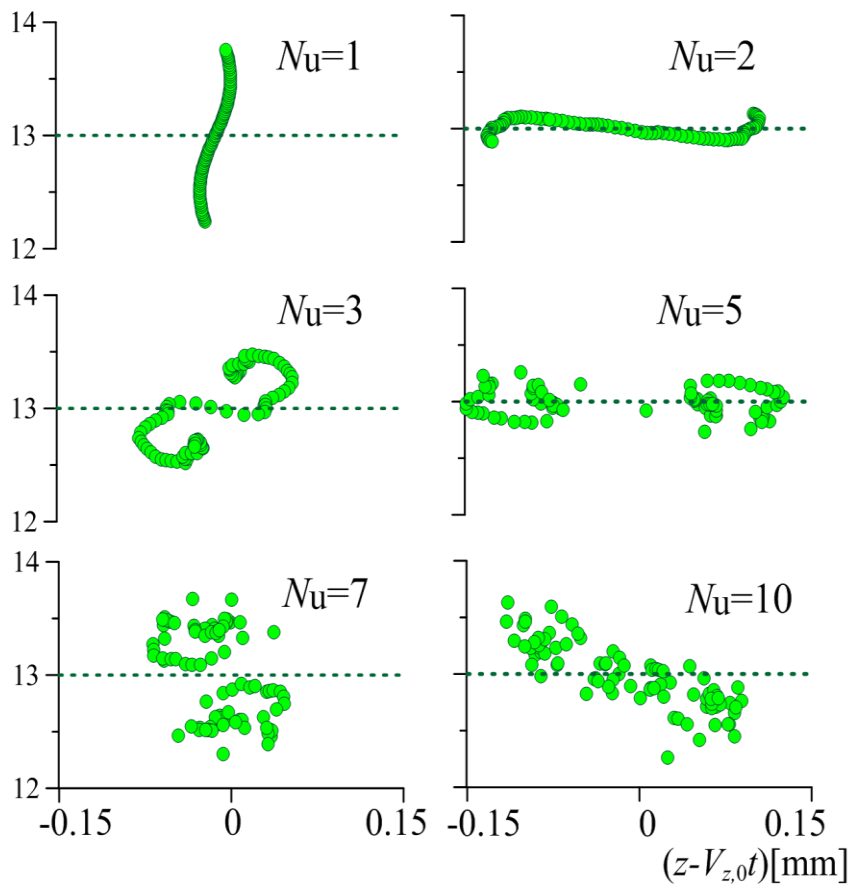


Рисунок 1.27. Фазовые портреты электронного сгустка в различных точках пространства: энергия, как функция координат частиц сгустка относительно его центра.

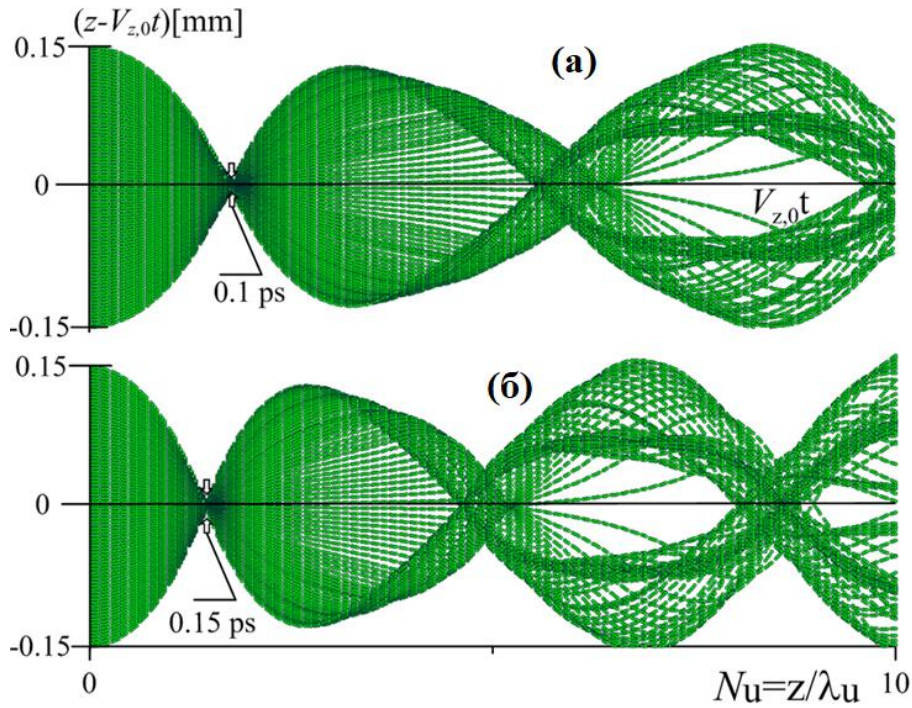


Рисунок 1.28. Динамика положений частиц в сгустках с разными зарядами (а) 0.3 нК и (б) 0.5 нК. относительно центра, координата которого $V_{z,0}t$, как функция продольной координаты, нормированной на период ондулятора.

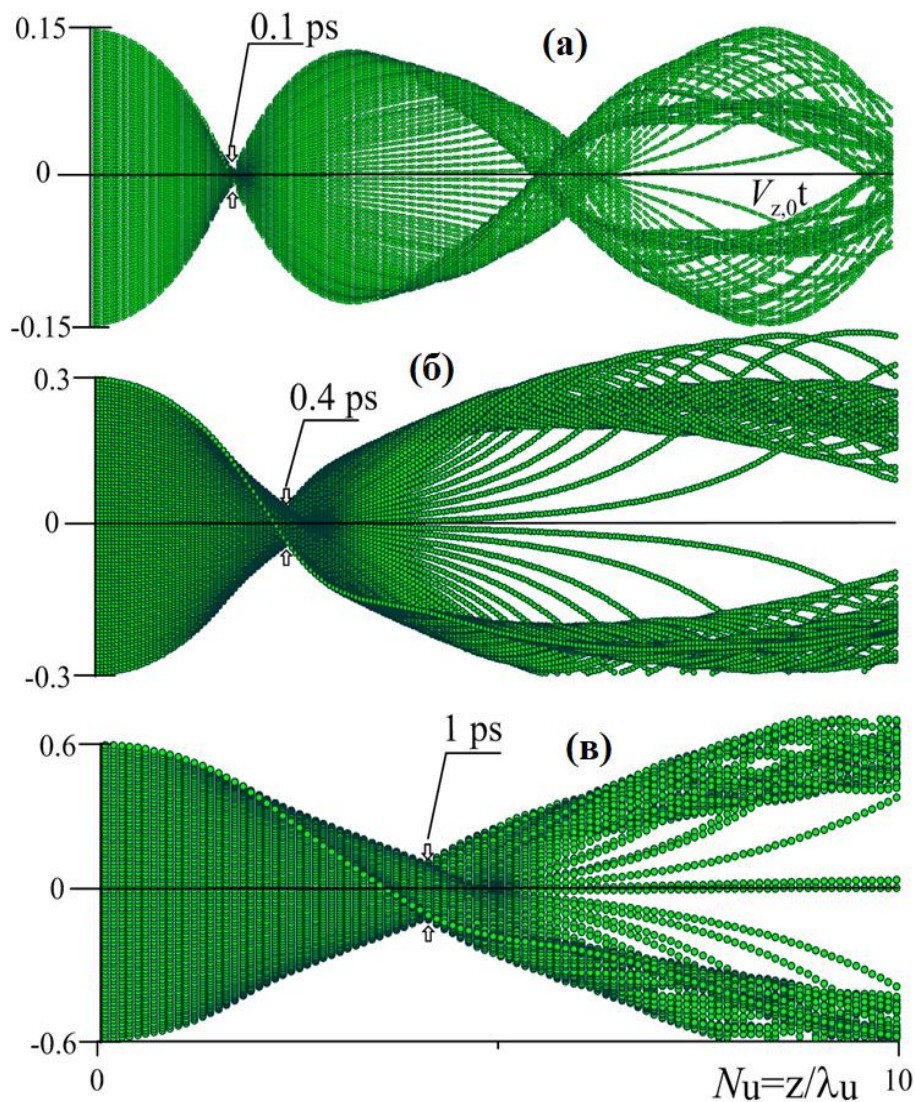


Рисунок 1.29. Динамика положений частиц в сгустке относительно центра, координата которого $V_{z,0}t$, как функция продольной координаты. Начальная длительность сгустка 1 пс и заряд 0.3 нК (а), длительность 2 пс и заряд 0.6 нК (б), длительность 4 пс и заряд 1.2 нК (в).

Введя небольшую отстройку от группового синхронизма, центры компрессии можно сблизить. В этом случае электроны, летящие впереди, быстрее окажутся в устойчивой нейтральной фазе, откуда вследствие наличия разницы скоростей будут слегка смещаться в ускоряющую фазу волны, где их скорость будет уменьшаться и вследствие кулоновского, и вследствие электронно-волнового взаимодействия (см. **рис. 1.30. б**).

Уравнения для КСИ в ондуляторе с ведущим магнитным полем. Перейдём к уравнениям для КСИ частиц, движущихся в ондуляторе с ведущим магнитным полем. Для описания электронно-волнового взаимодействия воспользуемся представлением электронного сгустка в виде набора N_e макрочастиц. Считаем, что излучение происходит в волноводе, помещённом в циркулярно-поляризованный ондулятор, магнитное поле которого по продольной координате изменяется следующим образом: $\vec{B}_u = KU_0[-\vec{x}_0 \sin(h_u z) + \vec{y}_0 \cos(h_u z)]$, (см. **рисунок 1.5**), то есть осцилляции электронов происходят как в x -, так и в y - направлениях. Возбуждается волна, поперечная структура которой соответствует низшей моде TE_{11} . Мы рассматриваем циркулярно-поляризованный ондулятор, поэтому поперечные компоненты нормированных скоростей частиц будут меняться по закону: $\beta_x = \beta_{u,0} \cos \varphi$, $\beta_y = \beta_{u,0} \sin \varphi$; в новых переменных $\varphi_n = (\zeta_n + \beta_{z,0} \tau_n)$, устойчивому состоянию равновесия соответствует $\varphi_0 = \pi$, начальная фаза макрочастицы $\varphi_{n,0} = \pi + \zeta_{n,0}$. Аналогично (1.38) уравнение для изменения компонентов нормированного векторного потенциала:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_{n,x}}{\partial \tau_n^2} - 2\beta_z \frac{\partial^2 A_{n,x}}{\partial \zeta_n \partial \tau_n} - (1 - \beta_{z,0}^2) \frac{\partial^2 A_{n,x}}{\partial \zeta_n^2} + g^2 A_{n,x} &= \frac{1}{\pi^2 N_w} \frac{\lambda_u^2 I}{R_w^2 I_a} \sum_{l=1}^{N_e} \beta_{u,l} \sin \varphi_l \delta(\zeta_{n,l}), \\ \frac{\partial^2 A_{n,y}}{\partial \tau_n^2} - 2\beta_z \frac{\partial^2 A_{n,y}}{\partial \zeta_n \partial \tau_n} - (1 - \beta_{z,0}^2) \frac{\partial^2 A_{n,y}}{\partial \zeta_n^2} + g^2 A_{n,y} &= \frac{1}{\pi^2 N} \frac{\lambda_u^2 I}{R_w^2 I_a} \sum_{l=1}^{N_e} \beta_{u,l} \cos \varphi_l \delta(\zeta_{n,l}), \end{aligned} \quad (1.45)$$

Для изменения энергии, связанного с электронно-волновым взаимодействием, в этом случае справедливо следующее выражение:

$$f_w = -Re[\beta_+^* \times a'_+], \quad (1.46)$$

здесь $\beta_+ = \beta_x + i\beta_y$, и введено комплексное поперечное электрическое поле, излучаемого волнового импульса $a'_+ = a'_x + ia'_y$, так что

$$a'_x = -\left(\frac{\partial A_{n,x}}{\partial \tau_n} - \beta_z \frac{\partial A_{n,x}}{\partial \zeta_n}\right), \quad a'_y = -\left(\frac{\partial A_{n,y}}{\partial \tau_n} - \beta_z \frac{\partial A_{n,y}}{\partial \zeta_n}\right).$$

Уравнение движения электрона в такой системе:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = -\frac{e}{c} [\vec{V}, \vec{B}_u + \vec{B}_0 + \vec{B}_w], \quad (1.47)$$

Из уравнения движения частицы следует, уравнение для изменения комплексного поперечного момента электрона:

$$\frac{d(p_+ + A_{n,+})}{d\tau_n} = iK\beta_z \exp[i(h_u z)] + i\frac{b}{\gamma} p_+, \quad (1.48)$$

Численное моделирование проводилось для системы уравнений, состоящей из уравнений для компонентов нормированных векторных потенциалов (1.45), уравнения для изменения энергии (1.39), где изменение энергии, обусловленное электронно-волновым взаимодействием, определяется выражением (1.46), и уравнения для комплексного поперечного момента (1.48).

Результаты численного моделирования. В численном моделировании исследовалась динамика линейной плотности заряда электронного сгустка с начальной длительностью 1 пс, с полным зарядом 1 нК, начальная энергия частиц 6 МэВ ($\gamma = 13$), движущегося в волноводе с радиусом 3 мм, помещённом в ондулятор (период - 9.4 см, параметр ондуляторности $K = 0.1$) с ведущим магнитным полем, слегка превосходящем резонансное $\Delta = -0.1$ ($B_0 = 1.2$ Тл), так что частицы движутся в режиме отрицательной массы, при этом продольная скорость частиц близка к групповой скорости излучаемого импульса (реализуется режим касания). На **рис. 1.31. а** приведено сравнение результатов моделирования для случаев, когда электроны излучают (зелёное заполнение) и, если излучения нет. Сначала изменение плотности задаётся кулоновским взаимодействием и частицы устремляются к центру, однако амплитуда поля излучения в режиме КСИ довольно быстро нарастает, энергия частиц ощутимо уменьшается, и примерно через 2 периода основная часть электронов выходит из режима отрицательной массы, далее стабилизация обеспечивается за счёт электронно-волнового взаимодействия.

Рассмотрим теперь излучение в ондуляторе с меньшим периодом (4.2 см) для обеспечения нарушающих условия группового синхронизма. В этом случае, излучаемый импульс будет слегка обгонять электронный сгусток, электронно-волновое взаимодействие, очевидно, будет менее эффективным, следовательно, частицы будут дольше двигаться в режиме отрицательной массы. Максимум компрессии при учёте электронно-волнового взаимодействия наблюдается через пять ондуляторных периодов (**рис. 1.31. б**), он слегка смещён вправо относительно начального положения центра электронного сгустка. При учёте только кулоновского взаимодействия максимум компрессии наблюдается в центре электронного сгустка после полёта частицами 6-ти

периодов ондулятора. Плотности, соответствующие максимумам компрессии, в обоих случаях примерно равны.

1.2.3. Оптимизация процесса излучения в режиме отрицательной массы

Результаты численного моделирования, приведённые на рис. 1.32, показывают, что использование режима отрицательной массы позволяет значительно повысить эффективность электронно-волнового взаимодействия: сплошная кривая соответствует обычному режиму, пунктирная кривая – частицы движутся в режиме отрицательной массы. Начальная длительность электронного сгустка в обоих случаях 1 пс, полный заряд 1 нК, начальная энергия частиц 6 МэВ ($\gamma = 13$), радиус волновода 3 мм; период ондулятора 9.4 см, амплитуда ондуляторного поля $B_u = 1.1 * 10^{-2}$, что соответствует $K = 0.1$, амплитуда ведущего магнитного поля $B_0 = 1$ Тл, $\Delta = 0.1$ и $B_0 = 1.2$ Тл $\Delta = -0.1$ для обеспечения движения частиц в режиме отрицательной массы. В обоих случаях начальная раскочка электронов в ондуляторе одинакова $K/|\Delta| = 1$, но в случае отрицательной расстройки частицы будут двигаться в режиме отрицательной массы, а в случае положительной расстройки излучение будет происходить в обычном режиме. Такие параметры были выбраны с целью сравнения процесса излучения в этих двух режимах.

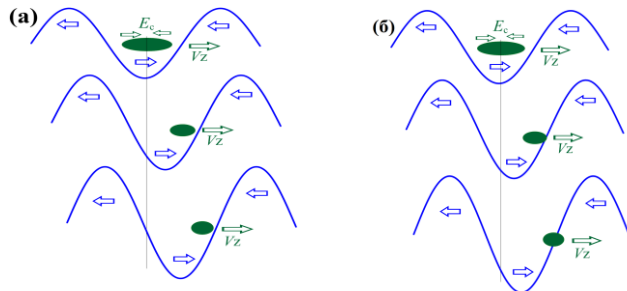


Рисунок 1.30. (а) Динамика электронного сгустка относительно излучаемой волны в режиме группового синхронизма. (б) Динамика электронного сгустка относительно излучаемой волны, слегка отстающей от электронного сгустка.

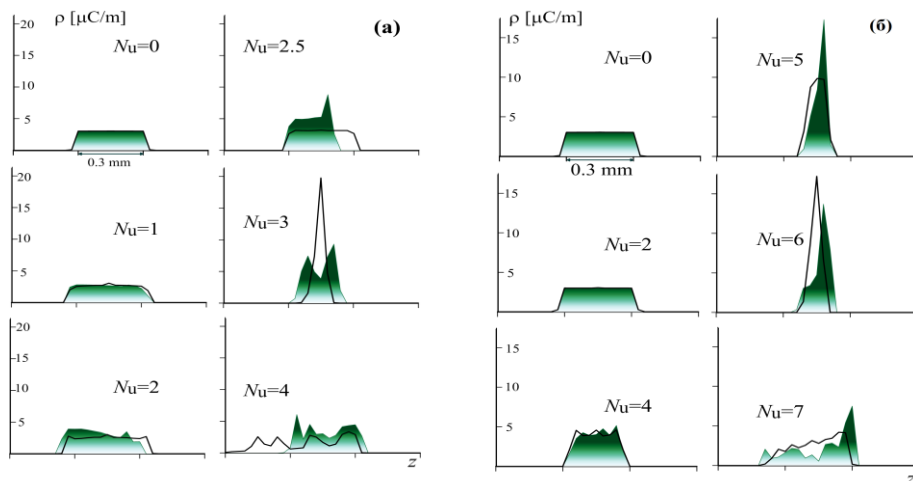


Рисунок 1.31. Динамика линейной плотности заряда в режиме группового синхронизма (а) и при наличии разницы скоростей (б).

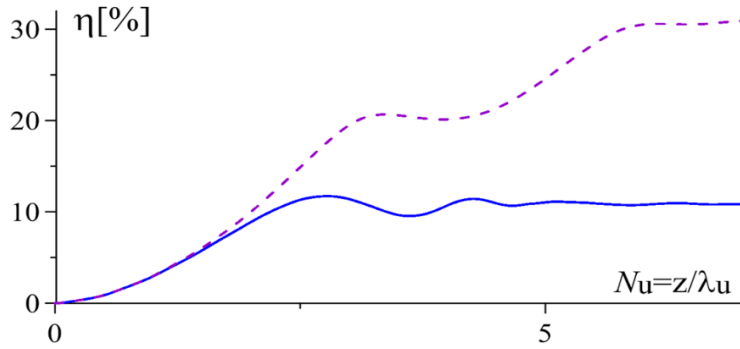


Рисунок 1.32.

Эффективность излучения в зависимости от продольной координаты в обычном режиме (сплошная кривая) и в режиме отрицательной массы (пунктирная кривая).

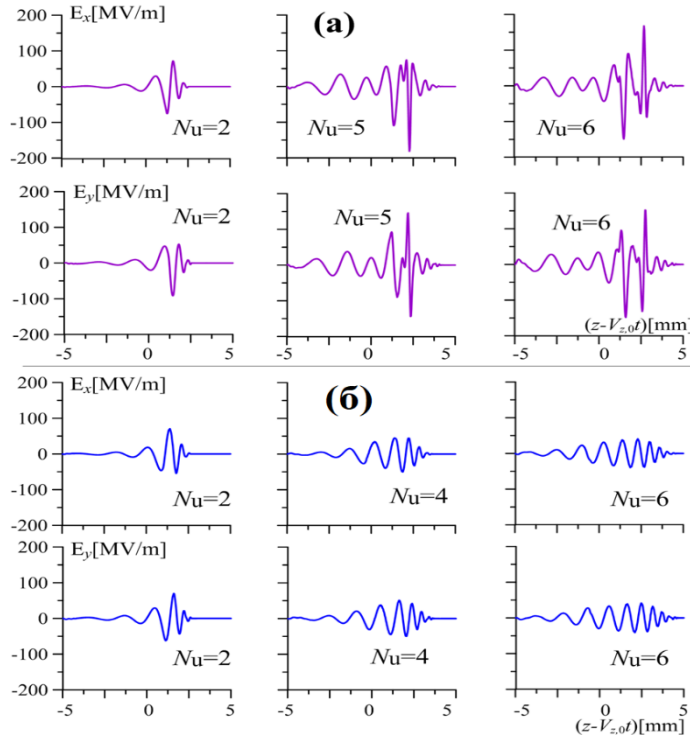


Рисунок 1.33.

Импульсы, излучаемые в режиме отрицательной массы (а) и в обычном режиме (б), в разные моменты времени.

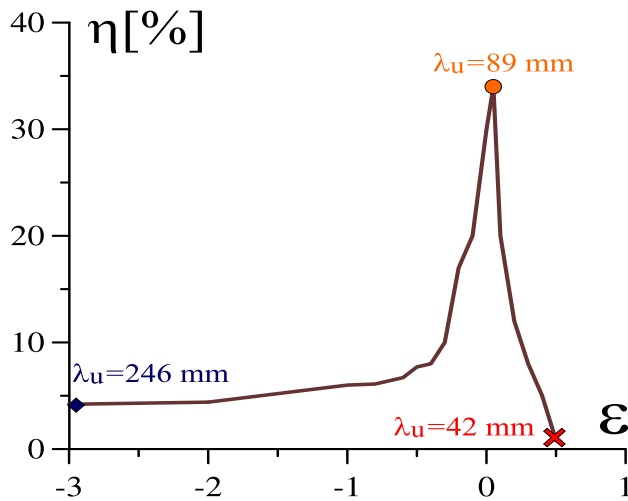


Рисунок 1.34.

Эффективность электронно-волнового взаимодействия, как функция параметра проскальзывания.

Когда кулоновские поля направлены на увеличение длины электронного сгустка, эффективность излучения составляет $\sim 10\%$, поскольку электронно-волновое взаимодействие стабилизирует длину электронного сгустка. Эффективность излучения в режиме отрицательной массы в рассматриваемом приближении выше в 3 раза.

Амплитуда электрического поля, излучаемого в режиме отрицательной массы волнового импульса, значительно превышает амплитуду поля импульса, излучаемого в обычном режиме (сравните **рисунки 1.33 а и б**).

При изменении периода ондулятора (и при фиксации остальных параметров системы) меняется частота волны, соответствующая точному электронно-волновому резонансу и, соответственно, параметр проскальзывания $\varepsilon \approx (\beta_{z,0} - \beta_{gr})\gamma_{z,0}^2$. **Рисунок 1.34** иллюстрирует область параметров, в которой достигается относительно высокий электронный КПД. Максимальная эффективность (около 35%) достигается при значении периода ондулятора 8.9 см, соответствующем групповому синхронизму электронов с волной ($\varepsilon \rightarrow 0$) Таким образом, область оптимальных параметров, в которой эффективность излучения выше, чем эффективность излучения в обычном режиме с такой же раскачкой, в этом случае достаточно широкая. Следует отметить, что при увеличении периода, начиная примерно с периода 16 см, эффективность спадает медленно. При значениях периодов, значительно превышающих резонансное, наблюдается плато (**рис. 1.34**), на уровне $\sim 5\%$.

Эти результаты, предсказывающие достижение высокого КПД в описанном выше режиме, были получены для описанной в п. I.1.2 модели. Однако, например в работе [78] с помощью более сложного трёхмерного моделирования было продемонстрировано, что эффективность в режиме отрицательной массы выше, чем в обычном режиме. Следует также отметить, что при достаточно больших параметрах проскальзывания нужно учесть возможное возбуждение мод с более высокими радиальными индексами (как минимум, TE_{12}), эта задача будет рассмотрена в следующей главе.

1.3. Циклотронное излучение

В данном разделе рассматривается возможность реализации терагерцовых источников, основанных на циклотронном КСИ. В мазере на циклотронном резонансе (МЦР) группировка электронов относительно волны носит двумерный, продольно-поперечный характер. Это означает, что фаза частицы относительно волны включает в себя, помимо продольной компоненты, которая изменяется пропорционально координате частицы ($\propto hz$), еще и поперечную (фазу циклотронного вращения). Оказывается, что кулоновское расталкивание частиц вносит противоположный вклад в изменения этих двух

компонент фазы электрона. Благодаря этому при определенных условиях (а именно, в случае группового синхронизма, когда поступательная скорость частиц близка к групповой скорости излучаемой волны), растяжение электронного сгустка по продольной координате, вызванное кулоновским расталкиванием, не приводит к увеличению фазового размера сгустка относительно волны (**рис. 1.35. а**) [A3]. Иными словами, растяжение сгустка происходит вдоль двумерной винтовой кривой, все точки которой имеют одинаковую циклотронную фазу относительно резонансной волны (**рис. 1.35. б**). Это означает, что в такой ситуации растяжение сгустка из-за кулоновского расталкивания электронов не препятствует продолжению процесса спонтанного когерентного излучения. Этот эффект в какой-то степени аналогичен эффекту компенсации влияния электронно-волнового взаимодействия на изменение фаз частиц в режиме авторезонанса, когда фазовая скорость волны равна скорости света [27,28]. Заметим, что, как и в случае ондуляторного излучения, ещё одним преимуществом режима группового синхронизма является отсутствие «проскальзывания» электронного сгустка относительно пика излучаемого им СВЧ импульса, что делает такой режим «сверхизлучения» оптимальным с точки зрения обеспечения эффективного взаимодействия излучаемой волны с электронами.

1.3.1. Эффект автокомпенсации кулоновского расталкивания в фазовом пространстве

Уравнения движения электронов. Рассмотрим движение короткого плотного электронного сгустка в волноводе, помещённом в продольное однородное магнитное поле (см. **рис. 1.5**, $B_u = 0$). Как упоминалось выше, в случае циклотронного излучения группировка частиц по фазам относительно излучаемой волны имеет двумерный продольно-поперечный характер, так что фаза электронов относительно излучаемой волны имеет вид $\vartheta = \omega t - hz - \varphi_c$, где φ_c – фаза свободных циклотронных колебаний. Уравнение для изменения фазы в переменных (I. 14) записываются следующим образом:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = -\beta_{gr}(\beta_z - \beta_{z,0}) - \frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \varphi_c}{\partial \tau} + \Delta, \quad (1.49)$$

Из уравнения движения (1.39) следует уравнение для безразмерного комплексного поперечного импульса p_+ , аналогично (1.40). Подставив комплексный импульс в виде $p_+ = ip_{\perp} e^{i\varphi_c}$, нетрудно получить уравнения для его модуля и фазы

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial p_{\perp}}{\partial \tau} = -Re\langle ae^{i\vartheta} \rangle_{\vartheta_0}, \quad \frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \varphi_c}{\partial \tau} = \frac{\Omega_c}{\gamma\omega} - Im \frac{ae^{i\vartheta}}{p_{\perp}}, \quad (1.50)$$

Здесь $\Delta = 1 - \beta_{gr}\beta_{z,0} - \Omega_c/(\gamma\omega) = (1 - \beta_{gr}\beta_{z,0})(1 - b_c)$ – расстройка электронно-волнового резонанса, $b_c = B_0/B_{0,res}$ – отношение рабочего магнитостатического поля к его величине, соответствующей точному циклотронному резонансу электронов с волной.

Для анализа электронно-волнового взаимодействия воспользуемся приближением, описанным в разделе 1.1.1. Систему, описывающую свободные осцилляции электрона в продольном магнитном поле, следует дополнить уравнением для изменения нормированного продольного импульса $p_z = \gamma\beta_z$, обусловленного как волновыми, так и кулоновскими полями. Компонента уравнения для изменение продольного импульса, обусловленная вкладом электронно-волнового взаимодействия, имеет следующий вид:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial p_z}{\partial \tau} = \beta_{gr} f_w, \quad (1.51)$$

что соответствует выполнению законов сохранения энергии и импульса в элементарном квантовом акте излучения электроном одного фотона [43]:

$$m_e c^2 \Delta\gamma = \hbar\omega, \quad m_e c \Delta p_z = \hbar h_0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\Delta\gamma}{\Delta p_z} = \frac{1}{\beta_{gr}}$$

Изменение нормированного импульса, обусловленное кулоновским взаимодействием, описывается следующим образом:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial p_z}{\partial \tau} = \frac{1}{\beta_z} f_c, \quad (1.52)$$

В уравнениях (1.51) и (1.52) f_w и f_c задаются выражениями (1.25), причем фактор связи электронов с волной $\chi_w = \beta_{\perp}/2$, а поперечная скорость определяется выражением $\beta_{\perp} = \sqrt{\gamma^2 - p_z^2 - 1}/\gamma$. Для циклотронного излучения ограничимся рассмотрением приближения медленно меняющейся амплитуды, огибающей волнового пакета. Соответственно, для расчёта амплитуды волны используем интегральное выражением (1.23).

Таким образом, уравнение для изменения нормированного импульса имеет вид:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial p_z}{\partial \tau} = -\beta_{gr} \text{Re}(\chi_w a e^{i\vartheta}) - \frac{\chi_c}{\beta_z} \Xi. \quad (1.53)$$

Проанализируем уравнение для изменения фазы (1.49). Используя (1.51), нетрудно получить связь изменений продольной скорости и энергии электрона, обусловленных электронно-волновым взаимодействием:

$$\Delta\beta_{z,w} \approx \frac{\Delta\gamma_w}{\gamma_0} (\beta_{gr} - \beta_{z,0}), \quad (1.54)$$

Аналогично, используя (1.52)

$$\Delta\beta_{z,c} \approx \frac{\Delta\gamma_c}{\beta_{z,0} \gamma_{z,0}^2 \gamma_0}. \quad (1.55)$$

Полное изменение скорости частицы, очевидно, $\beta_z - \beta_{z,0} = \Delta\beta_{z,w} + \Delta\beta_{z,c}$. Если в уравнение для изменения фазы, пренебречь слагаемым, связанным с силовой группировкой, то получим следующее уравнение:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = -\mu_c \Delta\gamma_c - \mu_w \Delta\gamma_w + \Delta, \quad (1.56)$$

Коэффициенты инерционной группировки в уравнении (1.56)

$$\mu_c = \frac{1}{\gamma_0} \left[\frac{\beta_{gr}}{\beta_{z,0}\gamma_{z,0}^2} - (1 - \beta_{z,0}\beta_{gr})b \right], \quad \mu_w = \frac{1}{\gamma_0} [\beta_{gr}(\beta_{gr} - \beta_{z,0}) - (1 - \beta_{z,0}\beta_{gr})b]. \quad (1.57)$$

Очевидно, что если магнитное поле соответствует точному циклотронному резонансу электронов с волной ($b = 1$), а групповая скорость излучаемой волны равна продольной скорости электронного сгустка ($\beta_{gr} = \beta_{z,0}$), то «кулоновский» фактор инерционной группировки $\mu_c = 0$, то есть кулоновское взаимодействие не будет влиять на изменение фазы частицы относительно волны. Это в некоторой степени аналогично режиму авторезонанса, когда фазовая скорость волны близка к скорости света $\beta_{ph} \approx 1$ (в регулярном волноводе это соответствует тому, что групповая скорость близка к скорости света $\beta_{gr} \approx 1$), и «волновой» фактор инерционной группировки $\mu_w = 0$, то есть электронно-волновое взаимодействие в режиме авторезонанса не меняет фазу частицы.

Численное моделирование. Рассмотрим циклотронное излучение электронных сгустков со следующими параметрами: полный заряд 0.1-1 нК, диаметр 1 мм, энергия электронов 6 МэВ ($\gamma = 13$). Для обеспечения высокой эффективности выбрана начальная поперечная скорость $\beta_{\perp,0} = 1/\gamma_0$ (следует из теории релятивистских МЦАР [34]). Отсюда для резонансной в режиме группового синхронизма частоты получаем следующую формулу:

$$\omega = \frac{\Omega_c \gamma_0^2}{2},$$

Резонансной частоте 0.5 ТГц соответствует амплитуда рабочего магнитного поля $B_0 = 2.7$ Тл. На **рисунке 1.36** приведены результаты численного моделирования КСИ электронных сгустков с двумя различными полными зарядами: 0.1 нК (синяя прерывистая линия) и 1 нК (серая сплошная линия). Начальная длина электронного сгустка соответствует четверти длины волны $L_{e,0} = \lambda/4 = 0.15$ мм. Эффективность излучения в спонтанном режиме излучения достаточно велика: $\sim 7\%$ и $\sim 10\%$, для 0.1 нК и 1 нК, соответственно (**рис. 1.36. а**). Высокая эффективность обусловлена, в частности, тем, что кулоновское взаимодействие частиц не влияет на изменение фазового размера электронного сгустка относительно излучаемой волны.

На **рисунке 1.36. б** приведены результаты численного моделирования для параметра, характеризующего эффективность группировки относительно излучаемой волны $\rho = \langle e^{i\vartheta} \rangle_{\vartheta_0} (\langle \dots \rangle_{\vartheta_0}$ – усреднение по фазам влёта частиц), и для относительного изменения длины электронного сгустка $L_e/L_{e,0}$ (L_e – текущее значение длины сгустка, $L_{e,0}$ – начальное) (**рис. 1.36. в**). В процессе движения пучка вдоль рабочего волновода длина пучка

увеличивается в основном из-за кулоновского взаимодействия. Даже в случае относительно небольшого заряда (0.1 нК) длина сгустка увеличивается примерно в 5 раз на расстоянии 50 см. Однако, такое резкое увеличение длины сгустка не приводит к значительному увеличению фазового размера сгустка, так что эффективность группировки частиц в фазовом пространстве остается на уровне $\rho = 0.5$ почти во всей области электронно-волнового взаимодействия.

Поскольку усиление волны определяется эффективностью группировки электронов по фазам относительно излучаемой волны, при $\rho \approx const$ из уравнения (1.23) следует $a \propto \rho\sqrt{\tau}$, и это приводит к стабильному увеличению эффективности электронно-волнового взаимодействия $\Delta\gamma_w \propto \rho \times \tau\sqrt{\tau}$.

Рассмотрим теперь излучение электронного сгустка, начальная длина которого близка к длине излучаемой волны $L_{e,o} \approx \lambda$, что соответствует начальному фазовому размеру $\Phi \approx 2\pi$ и, соответственно, близкому к нулю параметру ρ . Фактически, этот случай иллюстрирует переход от КСИ пучка к индуцированному излучению электронного ансамбля частиц, который не является предварительно сгруппированным по отношению к излучаемой волне. Благодаря электронно-волновому взаимодействию частицы группируются, параметр ρ увеличивается (рис. 1.37. б). Сигнал, обеспечивающий группировку в этом случае, формируется краями сгустка. Как и в предыдущем случае, растяжение электронного сгустка вследствие кулоновского взаимодействия, не влияет на изменение его фазового размера (см. рисунок 1.37). Однако, в отличие от быстрого роста эффективности КСИ, эффективность индуцированного процесса излучения растёт медленно (см. рисунок 1.37. а), поэтому длина насыщения индуцированного процесса значительно больше, что связано с необходимостью дополнительного времени для процесса группировки электронов. Полученные результаты были проверены с помощью кода WB3D [132, A5].

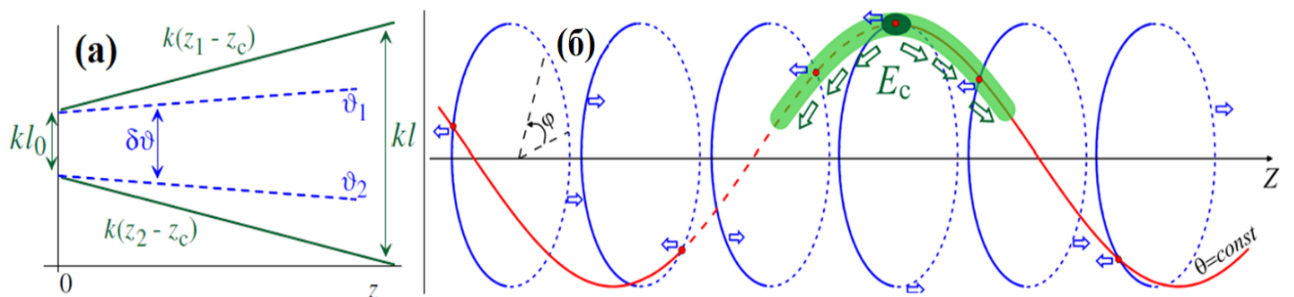


Рисунок 1.35. (а) Эволюция длины и фазового размера электронного сгустка в случае компенсации кулоновского растяжения в фазовом пространстве (б) Растяжение сгустка вдоль линии постоянной фазы.

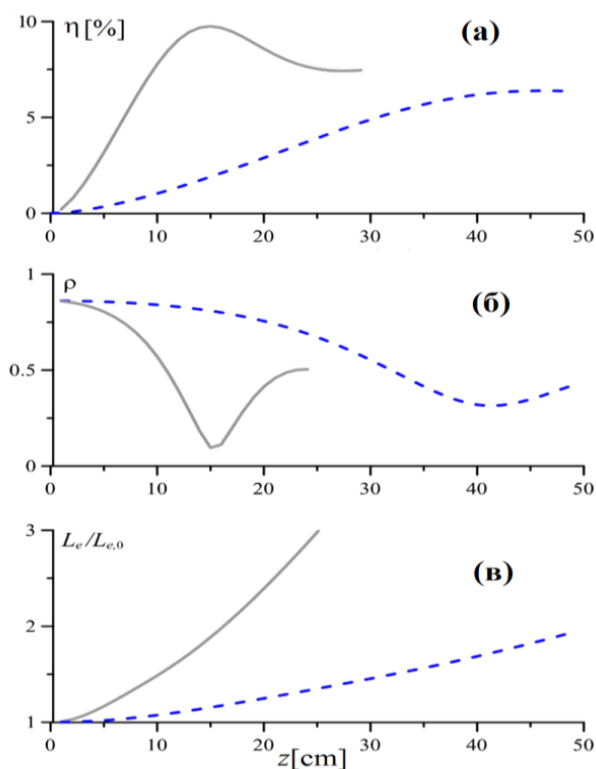


Рисунок 1.36. Эффективность электронно-волнового взаимодействия (а), эффективность группировки электронов (б) и относительное изменение длины сгустка, $L_e/L_{e,0}$ (в) как функции продольной координаты в режиме КСИ.

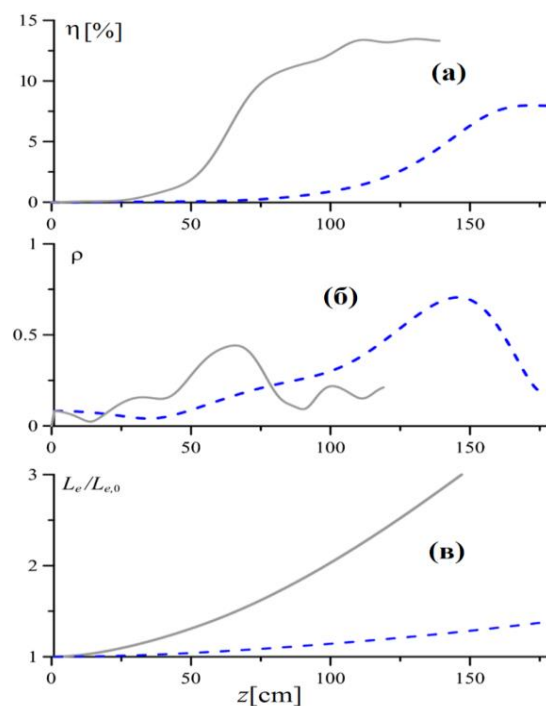


Рисунок 1.37. Эффективность электронно-волнового взаимодействия (а), эффективность группировки электронов (б) и относительное изменение длины сгустка, $L_e/L_{e,0}$ (в) как функция продольной координаты в режиме индуцированного излучения.

1.3.2. Оптимизация процесса спонтанного циклотронного излучения

Результаты численного моделирования КСИ электронного сгустка с начальной длиной $L_{e,0} = \lambda/4$ (рис. 1.38) показывают, что «проскальзывание» электронного сгустка относительно максимума излучаемого импульса приводит к значительному снижению эффективности излучения. В случае, когда полный заряд электронного сгустка 0.1 нК, КПД уменьшается примерно в 6 раз, рис. 1.38. а; для 1 нК снижение КПД несколько меньше, чем в случае 0.1 нК, рис. 1.38. б. Таким образом, в режиме группового резонанса мы имеем возможность получать импульсы с мегаваттным уровнем мощности и длительностью около 100 пс (см. рис. 1.39).

Проанализируем излучение сгустков с различными начальными длинами $L_{e,0} = \lambda/4, \lambda/2, \lambda$. Как уже отмечалось выше, электронные сгустки с начальными длинами $\lambda/4$ и $\lambda/2$ сгруппированы относительно излучаемой волны, так что процесс КСИ начинается сразу. При увеличении начальной длины электронного сгустка до $L_{e,0} = \lambda$ меняется характер излучения: в этом случае процессу излучения должна предшествовать

группировка частиц, которая происходит за счёт входного сигнала, формируемого слабым спонтанным излучением краёв сгустка.

На **рисунке 1.40** приведена зависимость электронного КПД от заряда КПД спонтанного излучения при больших зарядах выходит на насыщение. В случае же вынужденного излучения (для сгустка с начальным размером порядка длины волны) КПД спадает с увеличением заряда. Таким образом, очевидным преимуществом спонтанного излучения коротких плотных электронных сгустков, помимо уже отмеченных выше, является возможность получения высоких мощностей при больших зарядах.

В режиме группового синхронизма изменение фазового размера электронного сгустка обусловлено только электронно-волновым взаимодействием, которое приводит к растяжению электронного сгустка в фазовом пространстве, поскольку в этом режиме $\mu_w < 0$, так что уменьшение энергии вследствие излучения приводит к уменьшению фазы частицы, увеличение энергии – к увеличению фазы. Вследствие смещения эффективной фазы центра сгустка на $\pi/4$ частицы, летящие в хвосте электронного сгустка, оказываются в окрестности неустойчивой нейтральной фазы (**рис. 1.41. а**), так что увеличение фазового размера электронного сгустка происходит до тех пор, пока его края не окажутся в устойчивых нейтральных фазах (**рис. 1.41. б**). После того, как в устойчивых нейтральных фазах образуется два сгустка, образованные основной частью электронов, излучение прекращается (**рис. 1.41. в**).

Оценка эффективности циклотронного КСИ. Исходя из динамики фаз частиц, можно оценить эффективность излучения. Как и в 1.1.1 в качестве примера оценим эффективность излучения электронного сгустка с начальной длиной $L_{e,0} = \lambda/4$. Воспользуемся уравнениями в переменных (1.27) в приближении $\rho = const$. В первом приближении изменение энергии электронов, летящих в «хвосте»:

$$\frac{\partial u_1}{\partial T} \approx -\hat{\alpha}, \quad u_1 \approx -\hat{\chi}_c T, \quad (1.58)$$

Изменение энергии электронов, летящих впереди:

$$\frac{\partial u_n}{\partial T} \approx \hat{\chi}_c - \rho_{\lambda/4} \sqrt{T}, \quad u_n \approx \hat{\chi}_c T - \frac{2\rho_{\lambda/4} T \sqrt{T}}{3} \quad (1.59)$$

нормированный КПД

$$\hat{\eta} = -\langle u \rangle_{\vartheta_0} \sim T \sqrt{T}. \quad (1.60)$$

Для изменения фаз крайних электронов из (1.56) получаем

$$\frac{\partial \vartheta_1}{\partial T} \approx F \rho_{\lambda/4} T, \quad \frac{\partial \vartheta_n}{\partial T} \approx -\frac{2\rho_{\lambda/4} T \sqrt{T}}{3}, \quad (1.61)$$

Здесь $F = (1 - \beta_{z,0} \beta_{gr}) G \beta_{\perp} \gamma_{z,0} / 2C \sqrt{C} p_{\perp} v_w \sim q^{\frac{2}{5}}$ – параметр, определяющий силовую группировку частиц по фазам. Изменение разности фаз электронов относительно волны:

$$\frac{\partial(\vartheta_1 + \varphi - (\vartheta_n + \varphi))}{\partial T} = \frac{\partial(\vartheta_1 - \vartheta_n)}{\partial T} \approx \rho_{\lambda/4} \sqrt{T} \left(\frac{T}{3} + F \right), \quad (1.62)$$

Насыщению КПД соответствует увеличение разности фаз на π (**рис. 1.40**): в устойчивых нейтральных фазах образуется два электронных сгустка. Учитывая (1.62), уравнение для времени T_m , соответствующего насыщению КПД, примет вид

$$\frac{2\rho_{\lambda/4} T_m^2 \sqrt{T_m}}{15} + F \frac{2\rho_{\lambda/4} T_m \sqrt{T_m}}{9} = \pi. \quad (1.63)$$

В случае, когда заряд мал, силовой группировкой можно пренебречь, $T_m \sim 1$, тогда для нормированного КПД из (1.62) получаем

$$\hat{\eta} \sim 1, \quad (1.64)$$

реальный КПД, как функция заряда, в этом случае

$$\eta(q) \sim q^{\frac{2}{5}}. \quad (1.65)$$

Эти оценки хорошо согласуются с результатами численного моделирования, приведёнными на **рис. 1.40**.

При больших зарядах изменение разности фаз определяется силовой группировкой:

$$F \frac{2\rho_{\lambda/4} T_m \sqrt{T_m}}{9} \approx \pi, \quad (1.66)$$

Отсюда нормированная эффективность электронно-волнового взаимодействия

$$\hat{\eta} \sim q^{-\frac{2}{5}}, \quad (1.67)$$

что соответствует реальному КПД

$$\eta(q) \approx \text{const}. \quad (1.68)$$

Таким образом, при больших зарядах КПД выходит на постоянное значение. Этот факт подтверждают результаты численного моделирования (**рис. 1.40**). Аналогичные рассуждения можно провести для спонтанного излучения сгустка с размером $L_{e,0} = \lambda/2$. Таким образом, использование МЦР, основанного на КСИ, является привлекательным с точки зрения реализации источника мощных суб-ТГц импульсов.

Для индуцированного излучения электронного сгустка с начальной длиной $L_{e,0} = \lambda$ в режиме насыщения $\hat{a} \approx 1$. Кулоновские поля в первом порядке малости не влияют на изменение фаз, следовательно, при оценке КПД их влиянием можно пренебречь,

$$\frac{du}{dT} \approx -\hat{a} \cos\left(\vartheta + \frac{\pi}{4}\right), \quad \frac{\partial\vartheta}{\partial T} \approx u + F \sin\left(\vartheta + \frac{\pi}{4}\right). \quad (1.69)$$

Из анализа системы (1.69) на фазовой плоскости нетрудно получить нормированный КПД

$$\hat{\eta} = -\langle u \rangle_{\vartheta_0} \approx \sqrt{\hat{a}} - F \hat{a} \sim 1 - F, \quad (1.70)$$

Для реального КПД имеем следующую зависимость от заряда

$$\eta(q) \sim q^{\frac{2}{5}} - Fq^{\frac{2}{5}}. \quad (1.71)$$

Эта функция растёт при малых зарядах индуцированного излучения как функция заряда растёт при малых q пропорционально $q^{\frac{2}{5}}$, а при больших зарядах эффективность падает $\sim q^{\frac{4}{5}}$ (см. рис. 1.40.).

Важно отметить, что при $\beta_{gr} < \beta_z$, изменение энергии, обусловленное электронно-волновым взаимодействием, и изменение продольной скорости имеют разные знаки, см. уравнение (1.54). В этом случае режим отрицательной массы реализуется только для электронно-волнового взаимодействия. В таком режиме уменьшение энергии приводит к уменьшению фазы, и наоборот, то есть группировка частиц по фазам будет обеспечиваться собственными полями излучения. Более подробно такие режимы обсуждаются в следующей главе.

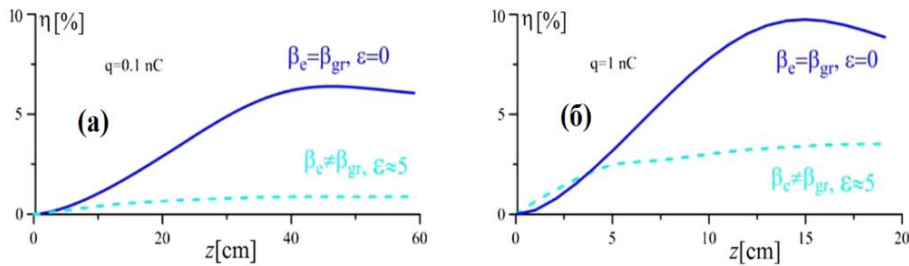


Рисунок 1.38. Эффективность электронно-волнового взаимодействия в зависимости от продольной координаты для сгустков с двумя различными зарядами 0.1 (а) и 1 нК (б).

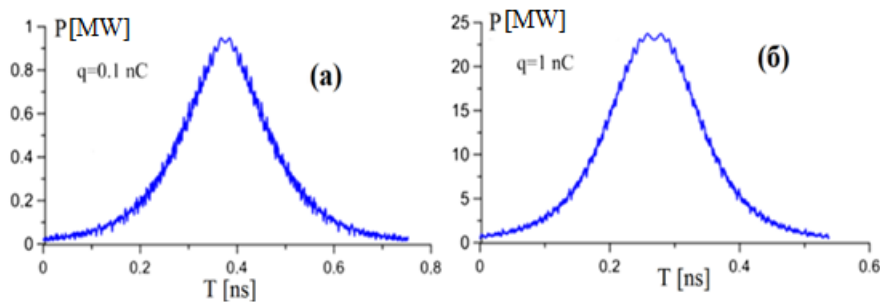


Рисунок 1.39. Импульсы, излучаемые короткими сгустками с двумя различными зарядами 0.1 (а) и 1 нК (б). Излучение происходит в режиме группового синхронизма

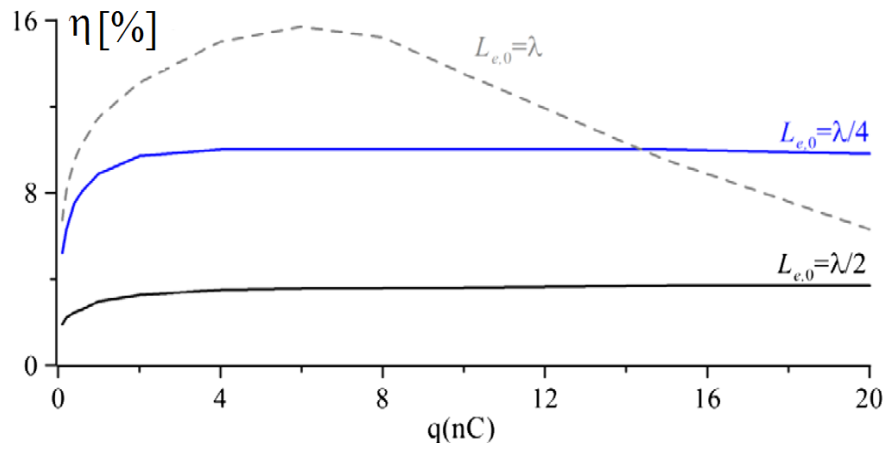


Рисунок 1.40. Эффективность в режиме насыщения как функция полного заряда электронного сгустка.

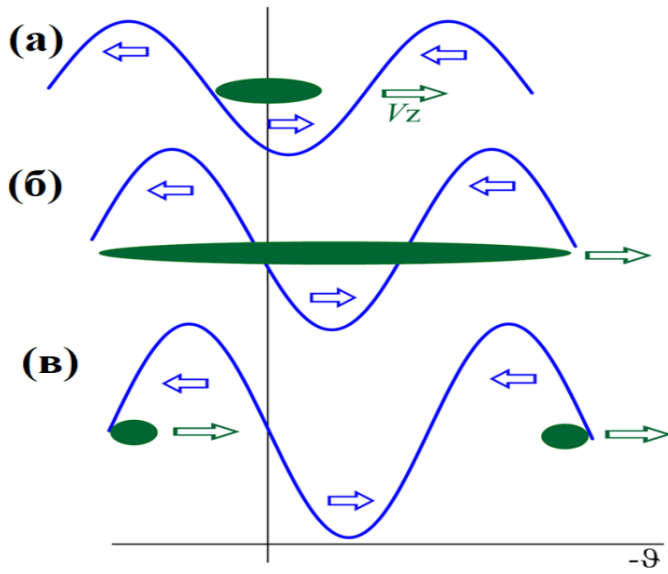


Рисунок 1.41

Динамика фаз частиц электронного сгустка относительно излучаемой волны.

Глава 2. Многоволновые режимы излучения электронных сгустков

В предыдущей главе рассматривалась ситуация, когда эффективная длина электронного сгустка с самого начала короче длины излучаемой волны. При длинах сгустков, больших или порядка длины волны ($L_e \gtrsim \lambda$), излучению волны должен предшествовать процесс группировки (компрессии) частиц.

В традиционных схемах электронных мазеров, основанных на индуцированном процессе излучения протяженных (с длительностью, многократно превышающей длину рабочей волны) электронных пучков, группировка частиц является результатом их взаимодействия с полем рабочей излучаемой волны. Однако в случае электронных сгустков, длина которых пусть и превышает, но все же остается сравнимой с длиной рабочей волны, возможны альтернативные способы группировки частиц, основанные на излучении сгустками «вспомогательных», относительно низкочастотных волн, для которых данные сгустки являются достаточно короткими, чтобы обеспечить КСИ таких волн. В этой главе описываются различные многоволновые режимы генерации, реализующиеся по следующей схеме: сначала происходит спонтанная генерация относительно длинноволнового излучения, в результате которого электронный сгусток или просто компрессируется, или в нем происходят более сложные процессы группировки частиц, в результате чего становится возможной генерация высокочастотного излучения. Эффективность генерации в таких режимах достаточно высока за счёт эффективной группировки электронов и последующей дополнительной стабилизации фазового размера длинноволновым излучением.

В разделе 2.1 предлагается использовать, описанный в 1.1 эффект продольной компрессии собственными полями излучения для реализации каскадной схемы спонтанного излучения [A5]: когерентная спонтанная генерация низкочастотной (НЧ) волны → компрессия собственными полями электронного сгустка → когерентная спонтанная генерация высокочастотной (ВЧ) волны. Такая схема может быть реализована в системе, включающей два ондулятора с разными периодами: в ондуляторе с большим периодом, излучается низкочастотная компрессирующая волна, а в рабочем ондуляторе с меньшим периодом происходит высокочастотная генерация. Эта схема дает возможность существенного повышения эффективности генерации высокочастотной волны за счёт профилирования периода рабочего ондулятора, когда благодаря формированию низкочастотной волной плотного электронного сгустка становится возможной реализация эффективного захвата и адиабатического торможения электронов высокочастотной волной.

Как показано в разделе 2.2, каскадный режим КСИ может быть реализован и в системе с единственным ондулятором, однако в этом случае эффективность генерации ВЧ волны невелика. В то же время, важным результатом, полученным в разделе 2.2, является обнаружение того факта, что использование двухволновых режимов оказывается привлекательным и при относительно больших длинах электронных сгустков, когда генерация ВЧ волны может происходить только в режиме индуцированного излучения. Оказывается, генерация НЧ излучения в режиме КСИ значительно улучшает условия для процесса микрогруппировки частиц относительно ВЧ волны. Таким образом, эффективность процесса индуцированного излучения ВЧ волны может быть существенно увеличена за счет использования генерации тем же сгустком вспомогательной НЧ волны в режиме КСИ [А5]. Также в разделе 2.2 обсуждается вопрос конкуренции разных поперечных мод рабочего волновода. Некоторые особенности динамики частиц в процессе ондуляторного КСИ могут оказывать серьёзное влияние на процесс конкуренции, так что, например, можно обеспечить подавление генерации низшей моды [А9].

Раздел 2.3 посвящён двухволновым режимам циклотронного излучения. Рассматривается несколько методов реализации высокочастотного излучения плотного электронного сгустка в режиме, близком к авторезонансу [27, 28], когда фазовая скорость близка к скорости света. Проблема реализации процесса излучения в таком режиме обусловлена тем, что в режиме авторезонанса волна очень слабо влияет на группировку частиц, что является неоспоримым преимуществом, если сгусток уже сгруппирован относительно волны (т.е. если его длина достаточно мала в масштабе длины ВЧ волны). При этом, однако, если длина электронного сгустка относительно велика, то для генерации ВЧ волны требуется какой-то дополнительный механизм группировки. Таким механизмом может служить группировка частиц в поле генерируемой в режиме КСИ вспомогательной низкочастотной волны.

2.1. Двухволнаторный источник каскадного КСИ

В данном разделе предлагается использовать описанный в разделе 1.1 эффект компрессии электронного сгустка его собственными полями ондуляторного КСИ для обеспечения каскадного коротковолнового излучения. Рассматривается ситуация, когда электронный сгусток – относительно протяженный (начальная длина электронного сгустка $\lambda_H < L_{e,0} < \lambda_L$) и, соответственно, в режиме КСИ такой сгусток может излучать только на относительно низкой частоте (волна λ_L на рис. 2.1). На первой стадии каскадного процесса происходит излучение сгустком именно этой «вспомогательной» волны, которая используется для обеспечения продольной компрессии электронного сгустка (рис. 2.1. а), после чего электронный сгусток становится достаточно коротким ($L_e < \lambda_H$) для генерации в режиме КСИ высокочастотной волны (рис. 2.1. б).

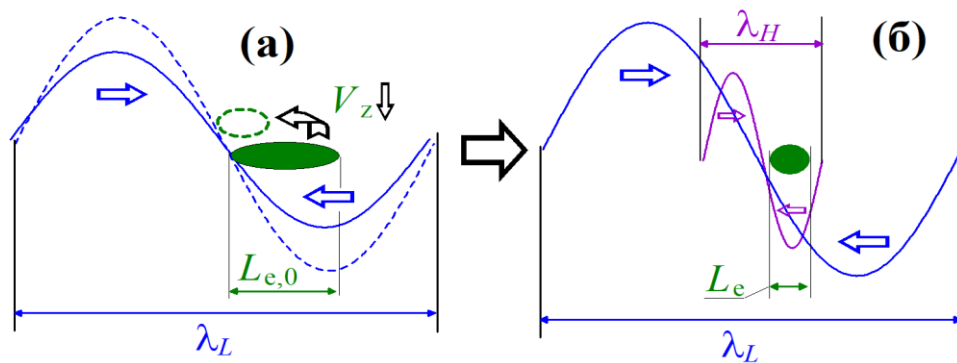


Рисунок 2.1. Схема каскадного двухволнового КСИ.

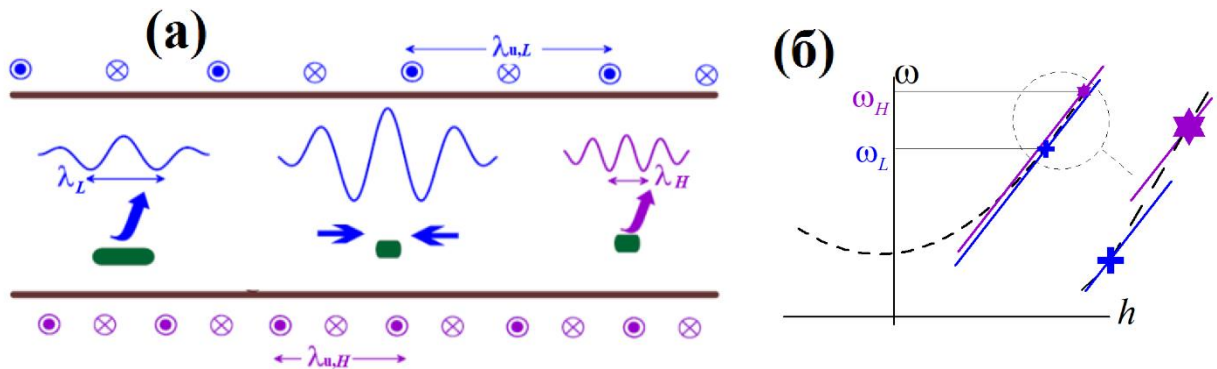


Рисунок 2.2. (а) Двухволновый источник каскадного КСИ: КСИ низкочастотной волны приводит к компрессии электронного сгустка и спонтанной генерации высокочастотной волны. (б) Дисперсионные характеристики электронно-волновых резонансов с двумя волнами в режимах, близких к касанию.

2.1.1. Двухволновое каскадное КСИ

Начнём с рассмотрения возможности реализации схемы двухволнового каскадного КСИ в источнике, основанном на использовании одновременно двух ондуляторов: ондулятор с относительно большим периодом $\lambda_{u,L}$ для реализации вспомогательного низкочастотного КСИ, и рабочий ондулятор с меньшим периодом $\lambda_{u,H}$ для генерации высокочастотной волны (см. **рис. 2.2. а**). Как отмечалось в предыдущей главе, оптимальным и с точки зрения компрессии, и с точки зрения излучения является режим группового синхронизма электронов с излучаемым волновым импульсом. Для обеспечения генерации обоих волновых пакетов в режиме, близком к групповому синхронизму, и предлагается использовать два ондулятора.

Уравнения, описывающие процесс двухволнового спонтанного каскадного КСИ.

Рассматриваем излучение короткого электронного сгустка, движущегося в волноводе, помещённом в периодическое магнитное поле двух ондуляторов. Для описания электронно-волнового взаимодействия воспользуемся моделью, описанной в п 1.1.1. Интегральные выражения для амплитуд излучаемых волн в месте положения электронного сгустка, с учётом того, что выполнено условие группового синхронизма, имеет следующий вид (см. формулу 1.23):

$$a_L(\zeta = 0, \tau) = \frac{G_L}{2} \sqrt{\frac{i}{2\pi}} \int_0^\tau \frac{\rho_L}{\sqrt{\tau - \tau'}} d\tau', \quad (2.1)$$

$$a_H(\zeta = 0, \tau) = \sqrt{\frac{\lambda_L}{\lambda_H}} \times \frac{G_H}{2} \sqrt{\frac{i}{2\pi}} \int_0^\tau \frac{\rho_H}{\sqrt{\tau - \tau'}} d\tau', \quad (2.2)$$

Здесь используется нормировка на частоту и длину волны НЧ излучения, так что $G_L = 2\Phi_L I / (I_a N)$, $G_H = 2\Phi_H I / (I_a N_w)$ – факторы возбуждения НЧ и ВЧ волн, Φ_L и Φ_H – фазовые размеры электронного сгустка относительно ВЧ и НЧ волн; $\rho_L = \langle \beta_{u,L} e^{-i\vartheta_L} \rangle_{\vartheta_0}$ и $\rho_H = \langle \beta_{u,H} e^{-i\vartheta_H} \rangle_{\vartheta_0}$ – факторы, описывающие группировку низкочастотной и высокочастотной волн. Безразмерные скорости осцилляций в ондуляторах - $\beta_{u,L(H)} = K_{L(H)} / \gamma$, где $K_{L(H)}$ – параметры ондуляторности.

Изменение энергии электронов обусловлено взаимодействием с двумя волнами и кулоновским взаимодействием частиц внутри сгустка:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \gamma}{\partial \tau} = -f_c - f_{w,L} - f_{w,H}, \quad (2.3)$$

$$f_{w,L} = \text{Re}[\beta_{u,L} a_L e^{i\vartheta_L}], \quad f_{w,H} = \text{Re} \left[\frac{\lambda_L}{\lambda_H} \beta_{u,H} a_H e^{i\vartheta_H} \right]. \quad (2.4)$$

Кулоновское взаимодействие частиц сгустка так же, как и в предыдущей главе, будет описываться с помощью представления электронного сгустка в виде набора заряженных дисков, выражения (2.4) и (1.25).

Уравнения для изменения фаз частиц относительно низкочастотной (высокочастотной) волн $\vartheta_{L(H)} = \omega_{L(H)}t - h_{L(H)}V_z$ имеют вид:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \vartheta_L}{\partial \tau} = 1 - \left(\beta_{gr,L} + \frac{\lambda_L}{\lambda_{u,L}} \right) \beta_z, \quad \frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \vartheta_H}{\partial \tau} = \frac{\lambda_L}{\lambda_H} \left[1 - \left(\beta_{gr,H} + \frac{\lambda_H}{\lambda_{u,H}} \right) \beta_z \right]. \quad (2.5)$$

Результаты численного моделирования. В качестве примера рассмотрим электронный сгусток с начальной энергией электронов 3 МэВ ($\gamma_0 = 7$), с зарядом 0.3–1.0 нК, поперечный масштаб сгустка 2 мм, начальная длина сгустка $L_{e,0} = 0.9$ мм (3 пс). Предположим, что электронно-волновой резонанс организован так, что происходит КСИ волны с длиной, равной двум начальным длинам электронного сгустка $\lambda_L = 2L_{e,0}$. Для обоих ондуляторов параметры ондуляторности составляет $K_{L(H)} = 0.8$, режим касания для НЧ волны обеспечивается при $2R_w = 4.2$ мм, период ондулятора $\lambda_{u,L} = 54$ мм. Для обеспечения высокочастотной генерации на частоте 0.5 ТГц в режиме касания следует выбрать период рабочего ондулятора $\lambda_{u,H} = 20$ мм.

На **рисунке 2.3** приведены результаты численного моделирования для парциальных КПД генерации каждой из волн. Хотя рабочая область однородна физически, она разделяется на два участка в процессе взаимодействия электронного пучка с волнами. На начальном этапе возбуждается низкочастотная волна (L) в режиме КСИ, которая стабилизирует электронный сгусток по длине (**рис. 2.3. б**). Сжатие сгустка в поле этой волны до длины, примерно равной половине длины волны высокочастотного излучения (H), делает возможным излучение на частоте 0.5 ТГц в режиме КСИ (**рис. 2.3. в**). Эффективность этого процесса относительно высока, $\eta_H \sim 10\%$. Таким образом, можно получить волновой импульсы с длительностями ~ 0.1 нс и мощностями $\sim 0.5 - 1$ МВт (**рис. 2.3. г**).

Пунктирные кривые на **рисунке 2.3. а** описывают случаи, когда волны 1 и 2 излучаются в одноволновых режимах, и в системе присутствует только один из ондуляторов. В отсутствии вспомогательной компрессирующей НЧ волны эффективность высокочастотного излучения составляет всего лишь $\sim 1-2\%$. Очевидно, компрессия собственными полями НЧ излучения обеспечивает высокую эффективность высокочастотного излучения.

Рисунок 2.4 иллюстрирует результаты численного моделирования для эффективности излучения высокочастотной волны в двухволновом режиме электронными сгустками с различными полными зарядами: 0.3 – 1 нК. В соответствии с результатами численного моделирования пиковая эффективность излучения во всех рассмотренных случаях оказывается на уровне 10% (вне зависимости от полного заряда в электронном сгустке), при этом длина рабочего пространства, соответствующая выходу эффективности излучения на насыщение, сокращается с увеличением полного заряда электронного сгустка. Отметим также, что мощность излучаемого импульса будет возрастать при увеличении полного заряда в электронном сгустке (от ~1 МВт до ~ 3 МВт).

Важно отметить, что в режиме двухчастотной генерации стабилизация длины электронного сгустка обеспечивается сразу двумя волнами: скомпрессированный электронный сгусток находится в окрестности устойчивой нейтральной фазы НЧ волны, совпадающей с максимумом замедляющей фазы высокочастотной волны (см. **рис. 2.5 а**). Частицы замедляются высокочастотной волной, покидают “нулевую” фазу НЧ волны и попадают в её ускоряющую фазу, при этом ослабевает влияние высокочастотного излучения (электронный сгусток устремляется в окрестность её нейтральной фазы), так что частицы ускоряются (**рис. 2.5 б**), вновь устремляясь в максимум тормозящей фазы высокочастотной волны (**рис. 2.5 в**), так что происходит «перекачка» энергии из низкочастотной волны в высокочастотную. Подобная динамика относительно фаз излучаемых волн похожа на «пинг-понг», который обеспечивает формирование и удержание плотного электронного сгустка, так что становится возможной реализация резонансного захвата. Этому будет посвящён следующий раздел.

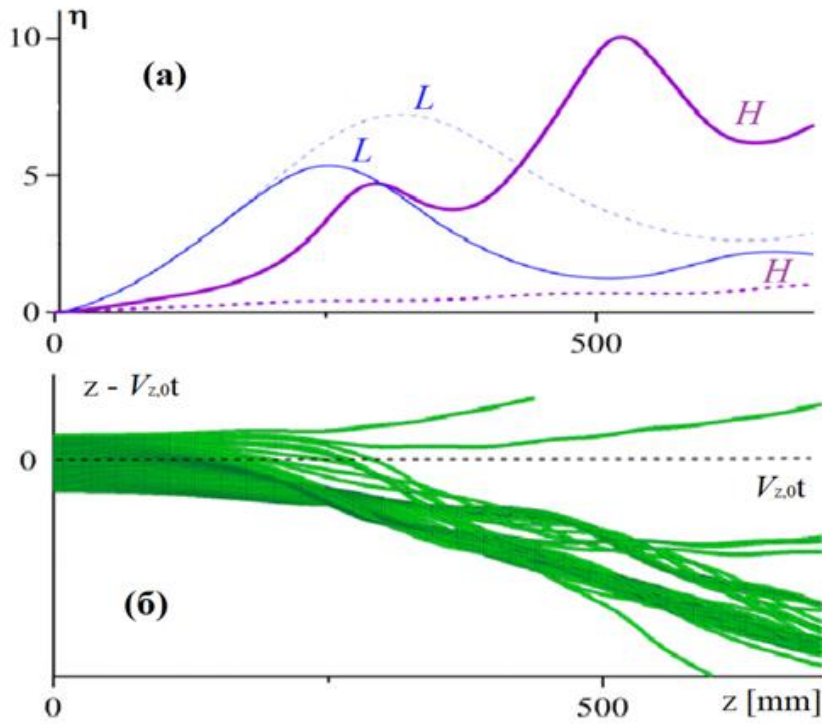


Рисунок 2.3.

(а) Эффективности взаимодействия электронного пучка с двумя волнами

(б) Динамика электронов в сгустке; осевые положения частицы относительно невозмущенной координаты центра сгустка

(в) Продольные распределения электронов внутри сгустка в начале взаимодействия и в точке, соответствующей началу высокочастотного КСИ.

(г) Формы излучаемых импульсов.

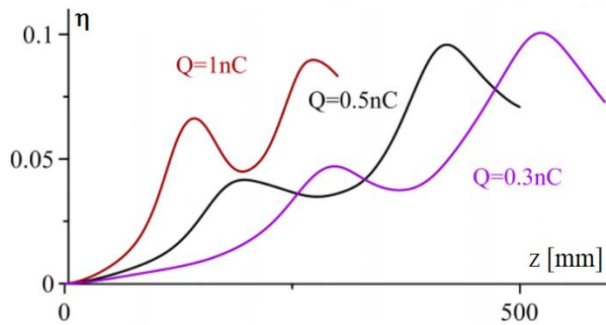
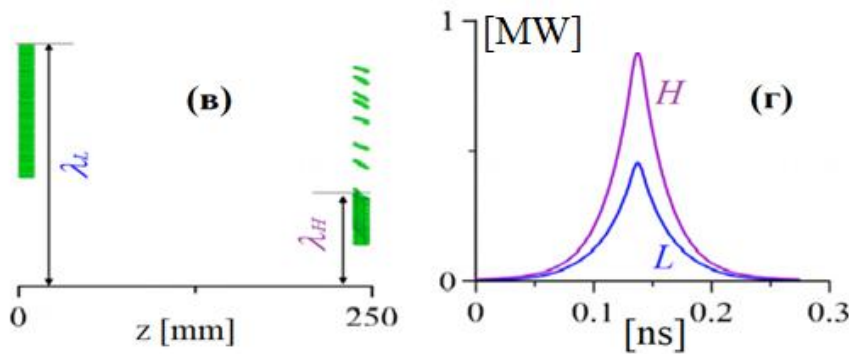


Рисунок 2.4. Эффективность электронно-волнового взаимодействия как функция продольной координаты для сгустков с различными зарядами.

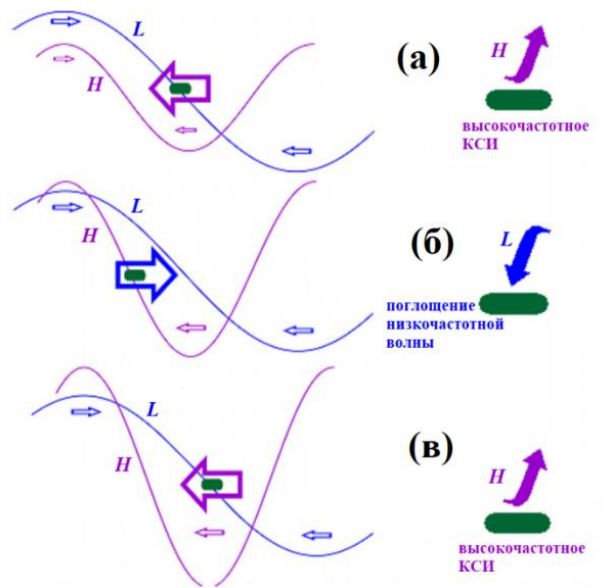


Рисунок 2.5. Схема переизлучения низкочастотной волны в высокочастотную

2.1.2. Реализация режима захвата и адиабатического торможения частиц в нерегулярной системе

Эффективность высокочастотного излучения в описанной выше двухволновой схеме генерации можно значительно повысить, используя профилирование ондулятора. В полях КСИ двух волн формируется и удерживается плотный электронный сгусток (**рис. 2.5**), благодаря чему можно эффективно (с точки зрения взаимодействия электронов с высокочастотной волной) использовать известный режим захвата и адиабатического торможения электронов [54, 65, 84] в системе с профилированием, например, при плавном уменьшении периода ондулятора так, что будет выполнено условие резонанса электронов с меньшими энергиями (скоростями) с волной на той же частоте:

$$\omega_H \sim \frac{1}{\lambda_{u,H}(z)\gamma(z)}.$$

Рис. 2.6 иллюстрирует режим двухволнового КСИ электронного сгустка с полным зарядом 0.3 нК (остальные параметры совпадают с параметрами примера, рассмотренного в предыдущем пункте) в системе, состоящей из двух секций. В первой секции период ондулятора - постоянный, а во второй - медленно уменьшается с координатой. Длина первой секции соответствует расстоянию, на котором достигается максимум компрессии электронного сгустка. После того как образовавшийся плотный сгусток оказывается в секции с профилированием, большая часть электронов захватывается высокочастотной волной. Таким образом, во второй секции захваченные электроны будут замедляться, отдавая энергию волне (**рис. 2.6. а**). Отметим, что по мере усиления высокочастотной волны H некоторая часть электронов «теряется» (выходит из взаимодействия). Это связано с ослаблением связи электронов с волной, так как уменьшение периода рабочего ондулятора сопровождается соответствующим уменьшением параметра ондуляторности ($K_H/\lambda_{u,H} = const$). Тем не менее, большая часть электронов остаётся захваченной. Использование режима захвата обеспечивает повышение эффективности с 10% до 30%. В более длинных системах с более плавным профилированием эффективность излучения может быть увеличена до 45 - 50% (**рис. 2.7**).

Заметим, что эффективный захват электронов высокочастотной волной (и, как следствие, высокий КПД) возможен только благодаря стабилизации длины электронного сгустка полями НЧ излучения. Для сравнения на **рисунках 2.6. б** и **2.7. б** приведены эффективности ВЧ генерации в системе с профилированием, но без «вспомогательного» ондулятора (пунктирные кривые). В этом случае эффективность излучения остаётся на уровне нескольких процентов.

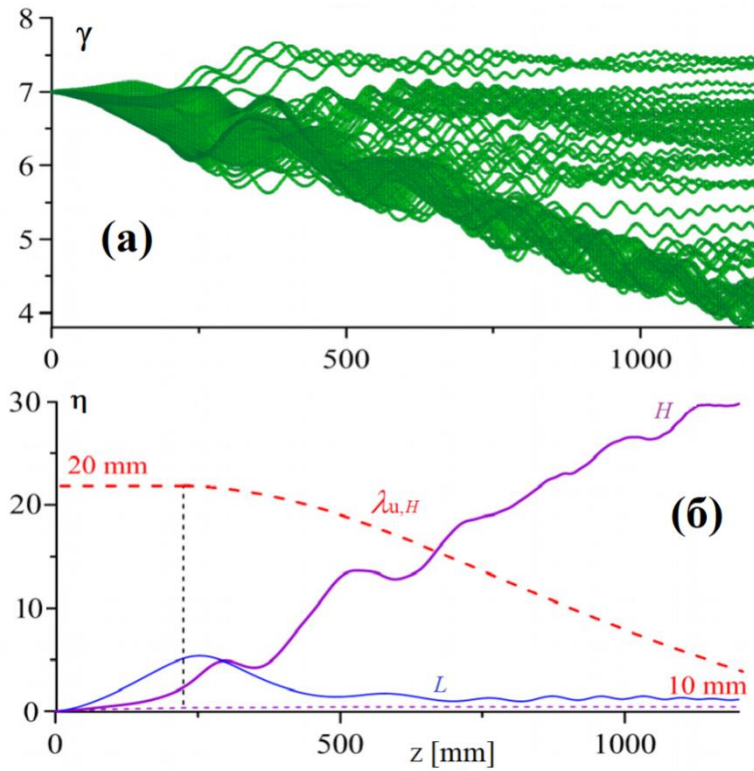


Рисунок 2.6.

Процесс двухволнового каскадного КСИ в системе с профилированием. Изменение энергий частиц (а), эффективность и закон профилирования периода ондулятора (б).

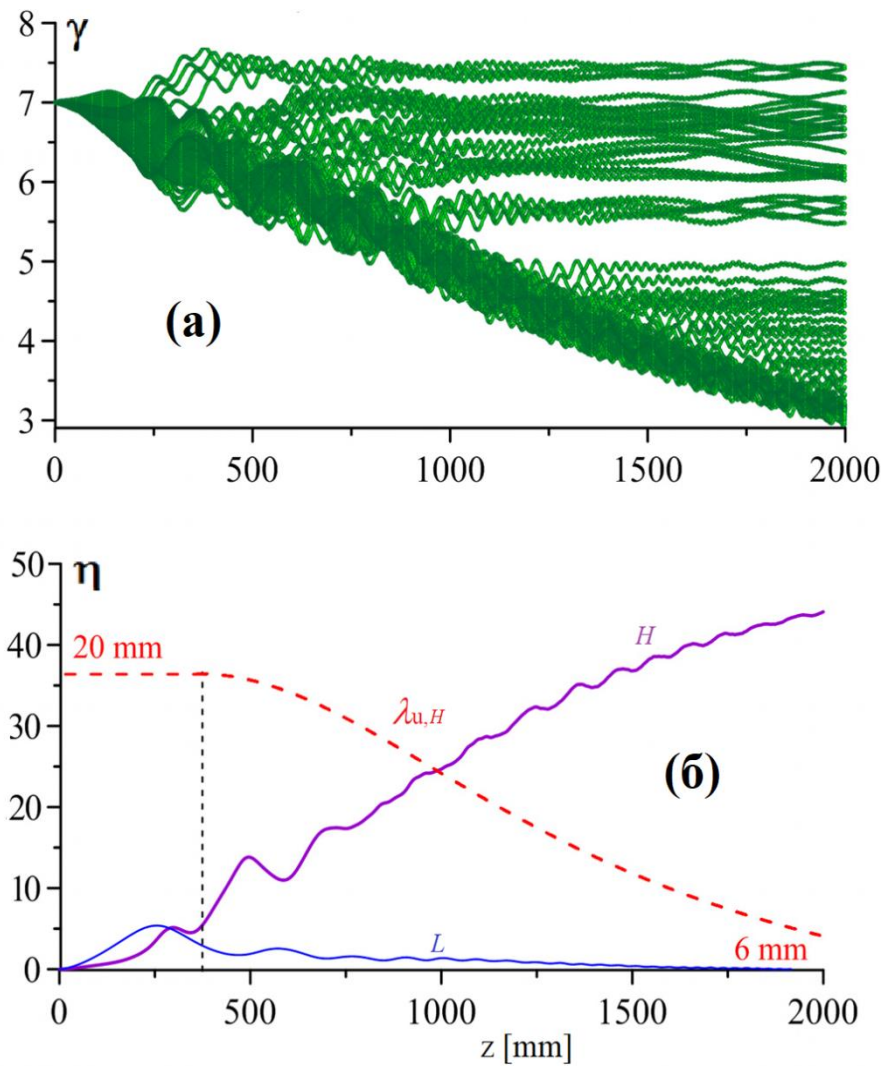


Рисунок 2.7.

Процесс двухволнового каскадного КСИ в системе с профилированием.

Изменение энергий частиц (а), эффективность в случае более плавного профилирования периода ондулятора (б).

2.2. Сложные многоволновые режимы в системах с одним ондулятором

Наличие второго ондулятора не является необходимым условием для обеспечения стабилизации или компрессии электронного сгустка. Каскадный двухволновый режим КСИ может быть реализован и в схеме с одним ондулятором, в режиме пересечения дисперсионных характеристик волновода и электронов, который характеризуется двумя резонансными частотами (**рис. 2.8. а**). В таком режиме в излучении будут присутствовать как низкочастотная (L), так и высокочастотная компоненты (H). Однако поскольку оптимальным и с точки зрения компрессии, и с точки зрения эффективности излучения является режим группового синхронизма, в режиме пересечения дисперсионных характеристик компрессия полями НЧ волны и генерация ВЧ волны будут менее эффективны, чем в случае системы, включающей два ондулятора, когда можно обеспечить генерацию обеих волн в режиме касания.

При достаточно больших разнице продольной скорости сгустка и групповой скорости излучаемого импульса, резонансные частоты, соответствующие пересечению дисперсионных характеристик, сильно отличаются (**рис. 2.8. б**). Интересен режим, когда НЧ генерация начинается сразу (в режиме, близком к КСИ), а процессу ВЧ генерации должен предшествовать процесс микрогруппировки частиц. Оказывается, в таких условиях имеет место интересный эффект, заключающийся в обеспечении продольной стабилизации сгустка полями низкочастотного КСИ, которая значительно улучшает условия группировки частиц относительно высокочастотной волны и повышает эффективность высокочастотной генерации [A5].

Увеличив ещё проскальзывание, мы придём к режиму, в котором касание дисперсионной характеристики электронов реализуется с более высокой модой круглого волновода TE_{12} , также взаимодействующей с приосевым электронным пучком на основном ондуляторном резонансе. При этом дисперсионную характеристику низшей моды TE_{11} характеристика электронов пересекает в двух точках. (**рис. 2.8. в**). Здесь возникает задача о конкуренции двух поперечных мод. Нам предстоит выяснить, с какой из мод взаимодействие электронов будет более эффективным. Казалось бы, ответ должен быть очевиден, ведь оптимальным с точки зрения процесса излучения является режим касания. Однако, во-первых, условия возбуждения более высокой моды хуже. Во-вторых, есть дополнительные факторы, связанные с особенностями динамики частиц, в режиме КСИ, которые могут влиять на конкуренцию мод.

2.2.1. Двухволновые режимы спонтанного и индуцированного ондуляторного излучения

Группировка частиц. Начнём с обсуждения механизмов группировки частиц в режиме пересечения дисперсионных характеристик. В случае, небольших значений параметра проскальзывания, когда резонансные частоты отличаются в 2-4 раза, а длина электронного сгустка не превышает значительно длину волны высокочастотного излучения $\lambda_H \sim L_{e,0} < \lambda_L$, механизм группировки частиц - такой же, как и в случае двухондуляторного каскадного КСИ (см. 2.1.1). Если же отстройка от группового синхронизма достаточно велика, а начальная длина электронного сгустка слегка меньше длины низкочастотной волны и в несколько раз превосходит длину волны высокочастотного излучения $\lambda_H < L_{e,0} \lesssim \lambda_L$, процесс группировки частиц относительно высокочастотной волны будет устроен иначе: ВЧ излучению должен предшествовать процесс микрогруппировки частиц.

Обсудим влияние низкочастотного КСИ на микрогруппировку частиц. Во входной части системы амплитуда низкочастотной волны мала, и динамика частиц определяется в основном их кулоновским взаимодействием. По мере роста амплитуды максимум её тормозящей фазы начинает смещаться вслед за центром электронного сгустка в сторону «хвоста» (**рис. 2.9. а**). Частицы «хвоста» постепенно концентрируются в устойчивой нейтральной фазе низкочастотной волны (**рис. 2.9. б**), а частицы, движущиеся впереди, ускоряясь, попадают в соседнюю устойчивую нейтральную фазу (**рис. 2.9. б**). Небольшое возмущение в виде торможения (ускорения) кулоновским полем, возникающее при отклонении частицы от нейтральной фазы, приводит к противоположному влиянию поля низкочастотной волны. Таким образом, основная часть заряда концентрируется между соседними устойчивыми нейтральными фазами низкочастотной волны, сгусток стабилизируется по длине, что, очевидно, способствует возбуждению высокочастотной волны и микрогруппировке частиц в полях слабого высокочастотного сигнала, формируемого краями сгустка (**рис. 2.9. в**). При этом основную часть заряда оказываются в уплотнениях, которые образуются в устойчивых нейтральных фазах низкочастотной волны и длина которых находится в пределах длины высокочастотной волны.

Результаты трёхмерного численного моделирования для динамики линейной плотности заряда в сгустке, выполненного с помощью кода WB3D [132], приведённые на **рис. 2.10**, подтверждают эти качественные рассуждения. Моделирование проводилось для излучения электронного сгустка с полным зарядом 1 нК, длительностью электронного импульса $T_e = 1.5$ пс (плотность заряда спадает к краям сгустка по закону $\sim 1/\{1 + e^{|t-T_e/2|/\tau}\}$, $\tau = 0.2$ пс), радиус сгустка 0.2 мм и энергией частиц 6 МэВ, в волноводе с радиусом 0.5 мм, помещённом в ондулятор с периодом 8 мм, $B_u = 1$ Т, $B_0 = 3$ Тл, [133]

резонансные частоты в этом случае $\omega_H = 6.3$ ТГц и $\omega_L = 460$ ГГц. В случае, когда присутствуют обе волны (низкочастотная и высокочастотная), на расстоянии, соответствующем 30-ти периодам ондулятора появляются высокие пики плотности, соответствующие микрогруппировке в поле излучаемой сгустком высокочастотной волны (рис. 2.10. а). Если же учтена только высокочастотная компонента излучения, плотность заряда в центре электронного сгустка значительно снижается через те же 30 периодов ондулятора (рис. 2.10. б).

Каскадное спонтанное излучение в одном ондуляторе. Вернёмся к рассмотрению возможности организации процесса каскадного КСИ в одном ондуляторе. Чтобы разделить высокочастотную и низкочастотную компоненты, воспользуемся приближением, описанным в п. 1.1.1, когда электронный сгусток излучает два импульса, состоящих из попутных частицам волн (см. рис. 2.11. а, сравните с б). Высокочастотный импульс будет слегка обгонять электронный сгусток, а низкочастотный импульс будет слегка отставать от электронного сгустка. Так же, как и в п. 1.1.1 рассмотрим излучение цилиндрического электронного сгустка с начальной энергией электронов 3 МэВ ($\gamma_0 = 7$), полный заряд электронного сгустка 0.3–1.0 нК, поперечный масштаб - 2 мм, начальная длина $L_{e,0} = 0.9$ мм. Для обеспечения генерации на частотах $\omega_H = 0.5$ ТГц и $\omega_L = 0.17$ ТГц в волноводе с диаметром $2R_w = 4.2$ мм, следует выбрать период ондулятора $\lambda_{u,L} = 29$ мм. Интегральные выражения для амплитуд волн в этом случае, см. (1.22):

$$a_L(\zeta = 0, \tau) = \frac{G_L}{2} \sqrt{\frac{i}{2\pi}} \int_0^\tau \frac{\rho_L}{\sqrt{\tau - \tau'}} e^{-\sqrt{2i}\zeta^2/(\tau - \tau') - i\varepsilon_L^2(\tau - \tau')/2 - i\varepsilon_L\zeta} d\tau', \quad (2.6)$$

$$a_H(\zeta = 0, \tau) = \sqrt{\frac{\lambda_L}{\lambda_H}} * \frac{G_H}{2} \sqrt{\frac{i}{2\pi}} \int_0^\tau \frac{\rho_H}{\sqrt{\tau - \tau'}} e^{-\sqrt{2i}\zeta^2/(\tau - \tau') - i\varepsilon_H^2(\tau - \tau')/2 - i\varepsilon_H\zeta} d\tau', \quad (2.7)$$

Здесь $\varepsilon_{L(H)} = (\beta_{z,0} - \beta_{gr,L(H)})\gamma_{z,0}^2$ – параметры проскальзывания относительно низкочастотной (высокочастотной) волн. На рисунке 2.11 приведены результаты численного моделирования системы уравнений (2.3) и (2.5) – (2.7) для эффективности электронно-волнового взаимодействия. Как и следовало ожидать, эффективность излучения в этом случае несколько ниже (6%), чем в случае источника, включающего 2 ондулятора (10%), предложенного в п. 2.1.

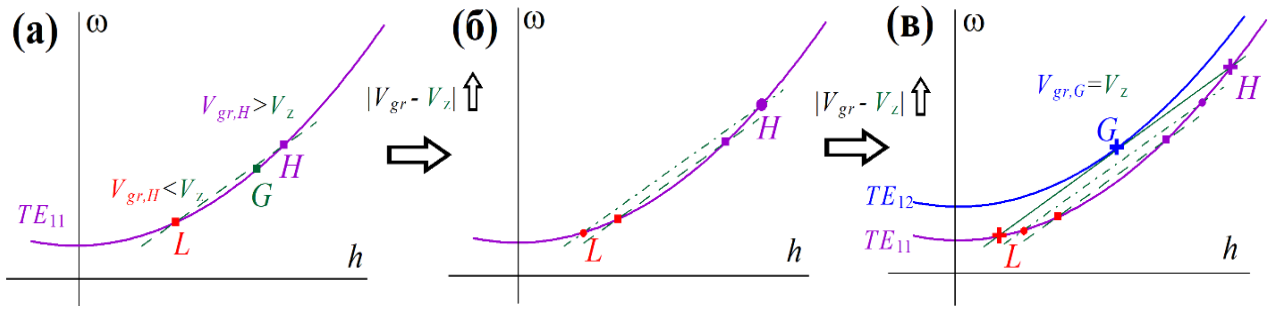


Рисунок 2.8. Режимы касания (G) и пересечения (L) (H) дисперсионных характеристик при малом проскальзывании (а), при слегка большем проскальзывании излучаемого импульса относительно сгустка(б) и в случае, когда имеет место групповой синхронизм с модой TE_{12} (в).

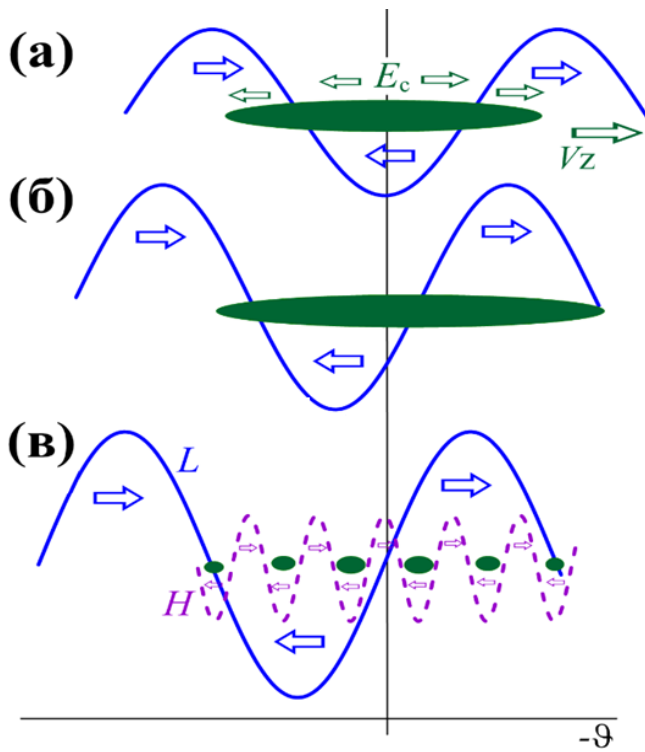


Рисунок 2.9.

Схема стабилизации электронного сгустка низкочастотной волной.

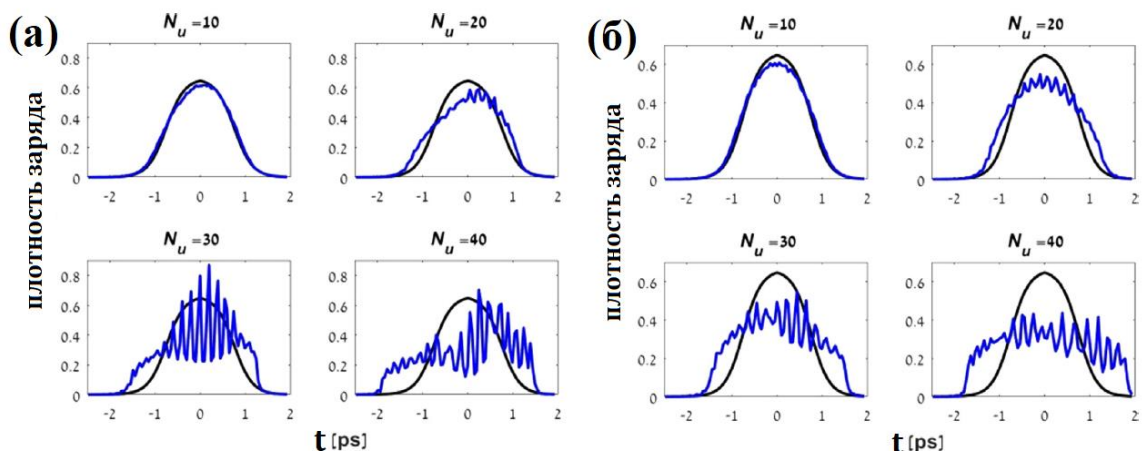


Рисунок 2.10. Динамика плотности излучения в процессе излучения двух волн (а) и только одной высокочастотной волны (б).

Повышение эффективности высокочастотного сверхизлучения за счёт низкочастотной спонтанной генерации. При достаточно большом проскальзывании излучение слабо влияет на длину сгустка, но даже при длине сгустка, слегка меньшей длины волны низкочастотного излучения, обеспечивается продольная стабилизация сгустка. Это происходит благодаря тому, что электроны, движущиеся в передней части сгустка, тормозятся полем волны, а электроны, находящиеся в «хвосте» сгустка, ускоряются ею. Как уже отмечалось, такая стабилизация сгустка значительно улучшает условия группировки частиц относительно высокочастотной волны (см п. 2.2.1), и, как следствие, условия генерации высокочастотной волны.

Воспользуемся приближением медленно меняющихся амплитуд огибающих. Для описания изменения амплитуды низкочастотной волны можно воспользоваться аналитическим интегральным решением (2.6). Поскольку длина электронного сгустка значительно превосходит длину волны высокочастотного излучения, для нахождения амплитуды высокочастотной волны следует воспользоваться волновым уравнением в виде:

$$2i \frac{\partial a_H}{\partial \tau} - 2i \varepsilon_H \frac{\partial a_H}{\partial \zeta} - \frac{\partial^2 a_H}{\partial \zeta^2} = i G_H \rho_H Z(\zeta), \quad (2.8)$$

При моделировании рассматриваемых эффектов будем использовать расчетные параметры фотоинжектора Шлезингеровского центра Ариэльского университета (Израиль) [120, 123]. Для простоты считаем, что электронные сгустки от фотоинжектора, поступающие из системы формирования в излучающую секцию, имеют цилиндрическую форму с плотностью заряда внутри, не зависящей от радиальной и азимутальной координат, но плавно спадающей к концам по закону $\sim 1/\{1 + e^{|t-T_e/2|/\tau}\}$, см. п. 2.2.1. Начальная длительность электронного сгустка варьировалась от 1 пс до 2 пс; радиус сгустка примем равным 0.2 мм. Будем считать начальную энергию всех электронов равной 6 МэВ, а возможный заряд сгустка в вычислениях будет варьироваться в диапазоне (0.5-3.0) нК. С целью получения максимально возможной частоты излучения будем рассматривать волновод с очень малым радиусом 0.5 мм, помещенный в гибридный микро-ондулятор с периодом 8 мм и сильным поперечным полем $B_u = 1$ Тл и сильное однородное продольное ведущее поле $B_0 = 3$ Тл. Указанным параметрам соответствуют параметр ондуляторности $K = 0.75$, расстройка резонанса $\Delta = 0.77$. Резонансные частоты в этом случае – 0.46 и 6.3 ТГц.

Начнём с рассмотрения двухволнового излучения сгустка с длительностью 1.5 пс, полным зарядом 1 нК. На **рисунке 2.13**. приведены результаты численного моделирования

системы уравнений (2.3), (2.5), (2.6) и (2.8). Низкочастотное излучение начинается с первых ондуляторных периодов (пунктирная линия на **рис. 2.13. а**). Поскольку проскальзывание сгустка относительно НЧ импульса велико, эффективность низкочастотной генерации относительно невелика. Однако, благодаря стабилизации длины электронного сгустка полями низкочастотного излучения, большая часть заряда удерживается в центре (**рис. 2.13. б**), такая стабилизация значительно улучшает микрогруппировку частиц, в поле слабого сигнала, формируемого спонтанным излучением краёв электронного сгустка. Эффективность излучения в этом случае будет относительно высокой (3.5%) особенно в сравнении со случаем, когда низкочастотная компонента не учтена (сплошная линия на **рис. 2.14 а**), при этом эффективность высокочастотного излучения в два раза выше и выходит на насыщение значительно медленнее. В процессе низкочастотной генерации частицы преимущественно тормозятся, в то же время разброс частиц по скоростям и энергиям увеличивается в следствие и кулоновского взаимодействия, и электронно-волнового взаимодействия (**рис. 2.13. в и г**).

После 20-ти ондуляторных периодов, на стадии роста эффективности генерации ВЧ волны, НЧ излучение начнёт препятствовать увеличению разброса (частицы удерживаются в границах, определяемых устойчивыми нейтральными фазами низкочастотной волны): разброс по продольным скоростям будет слегка ниже 0.05%, при этом скорость и энергия частиц в центре электронного сгустка будут мало отличаться от начальных. Если же низкочастотное излучение не учтено, динамика частиц сгустка определяется в основном кулоновским взаимодействием (**рис. 2.14. б**). В этом случае разброс частиц по скоростям на отрезке, соответствующем росту эффективности, будет почти вдвое выше (**рис. 2.14. в**), а скорость центра сгустка меньше. Таким образом, низкочастотное излучение позволяет улучшить условия группировки, не только смягчая последствия кулоновского взаимодействия частиц сгустка, но и стабилизируя сгусток (сближая образовавшиеся электронные сгустки) непосредственно в процессе высокочастотной генерации (на этапе роста эффективности высокочастотного излучения).

На **рисунке 2.15** приведены результаты численного моделирования, выполненного с помощью кода WB3D, для эффективности излучения электронного сгустка с теми же параметрами. Синяя пунктирная кривая на **рисунке 2.15. а** соответствует высокочастотному излучению, чёрная штрихпунктирная кривая - низкочастотному, а красная сплошная – суммарной эффективности электронно-волнового взаимодействия. Эффективность высокочастотного излучения $\sim 3.5\%$, что соответствует ~ 195 мкДж, насыщение достигается на расстоянии, соответствующем примерно 30-ти периодам

ондулятора. В случае, когда учтена только высокочастотная компонента, эффективность излучения ниже почти в 5 раз (**рис. 2.15. б**).

Результаты, полученные в рассмотренном приближении (**рис. 2.13. а**), хорошо согласуются с результатами, полученными с помощью более точного детального 3D моделирования (**рис. 2.15. а**). Значения эффективностей излучения, соответствующие насыщению, получились примерно равными, когда учтены ВЧ и НЧ волны. Однако, в более грубом приближении эффективность выходит на насыщение значительно быстрее. Разница результатов численного моделирования, при учёте только высокочастотной компоненты, несколько более существенна (сравните **рис. 2.14. а** и **рис. 2.15. б**).

На **рисунке 2.16** приведены излучаемые импульсы, максимальная амплитуда ВЧ электрического поля в этом случае ~ 300 МВ/м, длительность ~ 30 пс, что, несомненно, является привлекательным с точки зрения возможной реализации результатом.

Рисунок 2.17 иллюстрирует зависимость эффективности ВЧ излучения от начальной длительности и полного заряда сгустка. Из этих результатов видно, что оптимальной является начальная длительность электронного сгустка, слегка меньшая длины волны низкочастотного излучения. При меньшей длине сгустка начинает преобладать низкочастотное КСИ. Проскальзывание относительно максимума НЧ импульса достаточно велико, поэтому эффективность КСИ в этом случае быстро выйдет на насыщение, большая часть электронов затормозится и окажется в устойчивой нейтральной фазе. В случае же больших начальных длин эффективность низкочастотного КСИ будет недостаточной для обеспечения стабилизации. Из результатов, приведённых на **рисунке 2.17** видно, что при полном заряде ~ 2 нК КПД как функция заряда выходит на насыщение (6%).

Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают существование эффекта повышения эффективности высокочастотного индуцированного излучения плотного электронного сгустка за счёт его спонтанного НЧ излучения. Данный результат был получен для модели, описываемой системой уравнений (2.3), (2.5), (2.6) и (2.8), и подтверждён более сложным 3D моделированием с помощью кода WB3D.

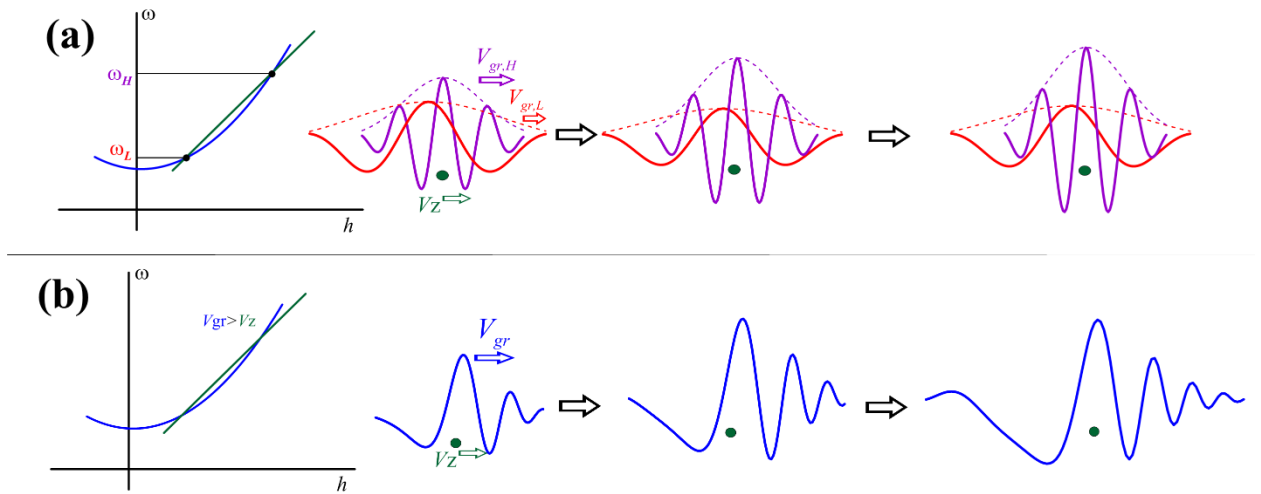


Рисунок 2.11. Генерация в режиме пересечения дисперсионных характеристик. (а) Приближении фиксированной опорной частоты; в данном случае, две резонансные частоты соответствуют двум импульсам. (б) Формирование волнового пакета в режиме КСИ.

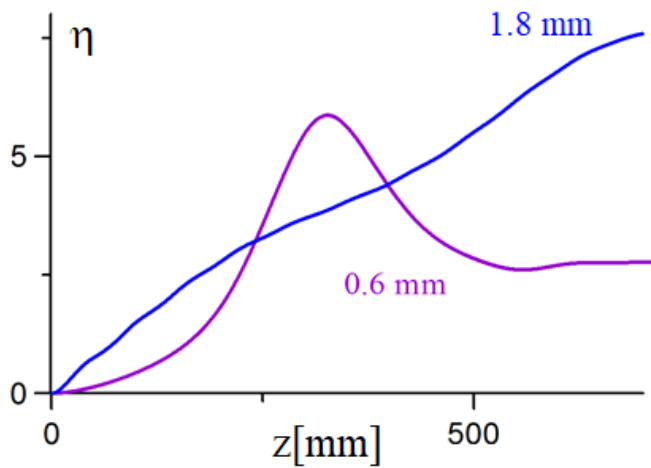


Рисунок 2.12. Эффективность электронно-волнового взаимодействия в режиме пересечения дисперсионных характеристик

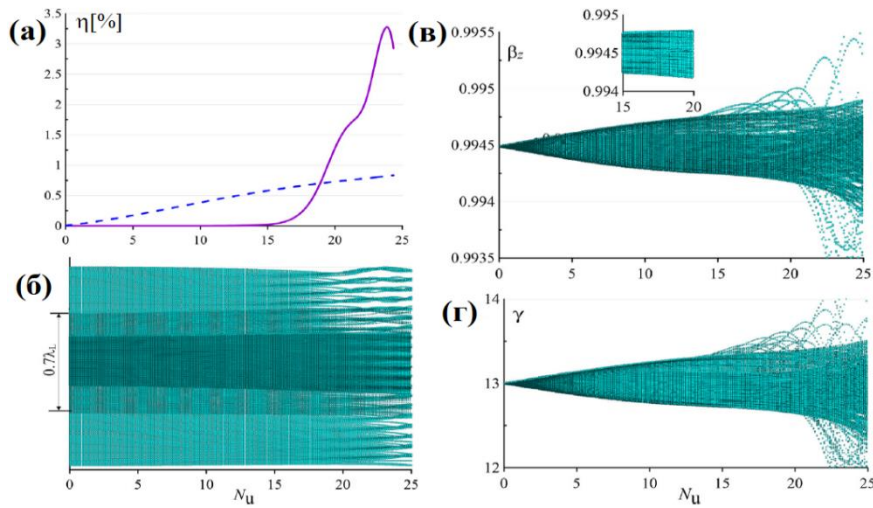


Рисунок 2.13.
Двухволновое излучение в режиме пересечения дисперсионных характеристик.

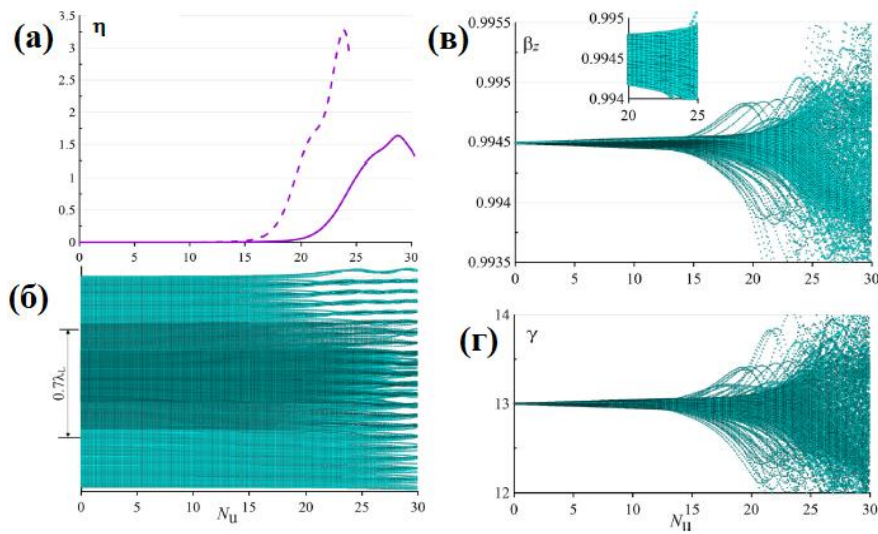


Рисунок 2.14.
Излучение в режиме пересечения дисперсионных характеристик. Учтена только высокочастотная волна.

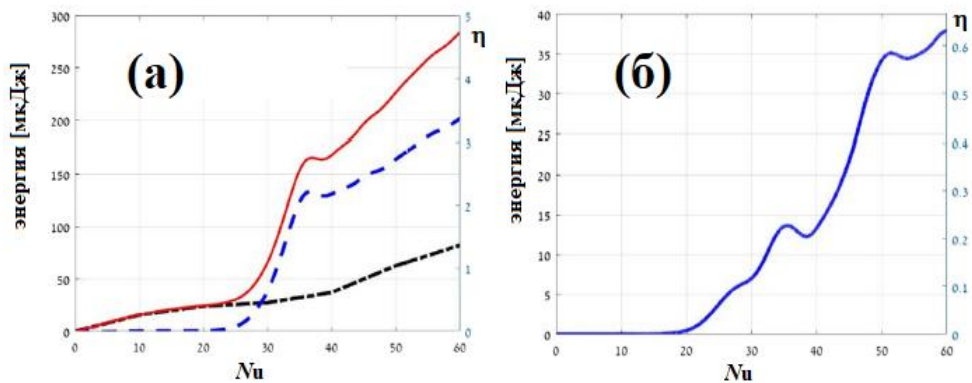


Рисунок 2.15. Эффективность излучения в режиме пересечения дисперсионных характеристик в случаях, когда учтены обе волны (а) и когда учтена только высокочастотная волна (б).

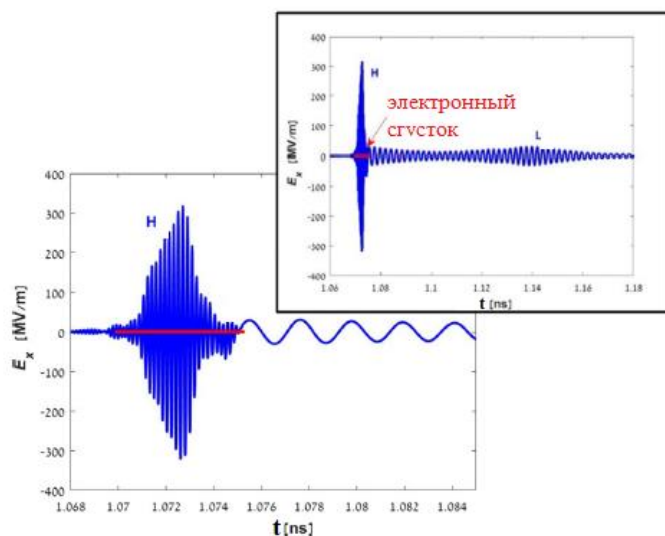


Рисунок 2.16.

Поля излучаемых в режиме пересечения дисперсионных характеристик импульсов.

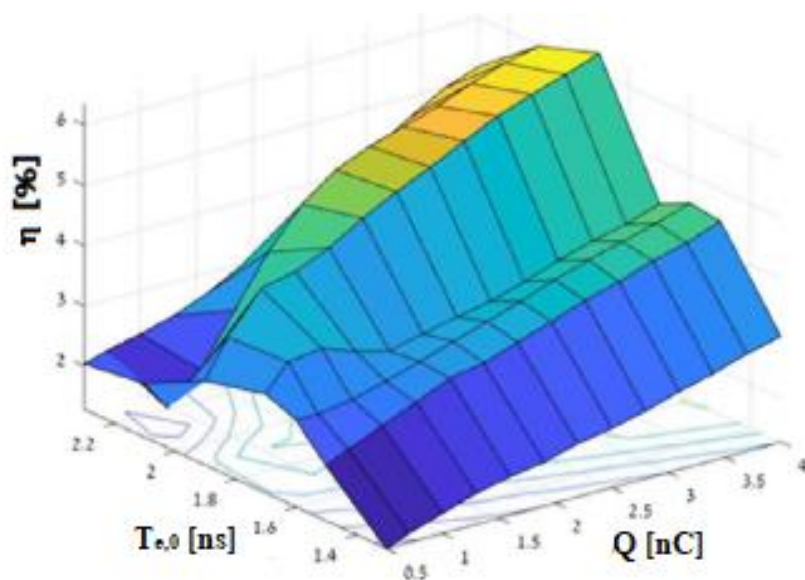


Рисунок 2.17.

Оптимизация эффективности высокочастотного излучения по двум параметрам: начальная длительность и полный заряд электронного сгустка.

2.2.2 Конкуренция разных поперечных мод

Перейдём к изучению вопроса конкуренции мод. Нам интересен режим, в котором в режиме касания дисперсионных характеристик возбуждается волна, поперечная структура которой соответствует моде TE_{12} , а в режиме пересечения дисперсионных характеристик происходит излучение волнового пакета, состоящего из волн, поперечная структура которых соответствует низшей моде TE_{11} (рис. 2.8. в). Выясним, с какой из мод взаимодействие электронов будет более эффективным.

Рассмотрим конкуренцию двух мод в процессе ондуляторного КСИ. Режиму касания соответствует одна резонансная частота ($\omega_G = ch_u \gamma_z^2$), а режиму пересечения – две: $\omega_H = ch_u / (1 - \beta_z \beta_{gr,H})$ и $\omega_L = ch_u / (1 - \beta_z \beta_{gr,L})$.

Для обеспечения высокой эффективности электронно-волнового взаимодействия рассмотрим КСИ частиц, движущихся в режиме отрицательной массы (см. п. 1.2), в котором изменение скоростей и энергий частиц будут иметь разные знаки. Рассматривается движение частиц в волноводе, помещённом в ондулятор с ведущим магнитным полем (рис. 1.5). Воспользуемся результатами, полученными в п. 1.2 для представления электронного сгустка в виде набора макрочастиц. Для анализа процесса конкуренции нет необходимости разделять компоненты H и L . Добавим, что в соответствии с результатами, полученными в п. 2.2.3, можно утверждать, что в режиме пересечения дисперсионных характеристиках при достаточно больших значениях параметров проскальзывания, будет преобладать высокочастотное излучение.

Уравнения для изменения компонент векторных потенциалов волн имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_{n,x}}{\partial \tau_n^2} - 2\beta_z \frac{\partial^2 A_{n,x}}{\partial \zeta_n \partial \tau_n} - (1 - \beta_{z,0}^2) \frac{\partial^2 A_{n,x}}{\partial \zeta_n^2} + g^2 A_{n,x} &= \frac{1}{\pi^2 N_w} \frac{\lambda_u^2}{R_w^2} \frac{I}{I_a} \sum_{l=1}^{N_e} \beta_{u,l} \sin \varphi_l \delta(\zeta_{n,l}), \\ \frac{\partial^2 A_{n,y}}{\partial \tau_n^2} - 2\beta_z \frac{\partial^2 A_{n,y}}{\partial \zeta_n \partial \tau_n} - (1 - \beta_{z,0}^2) \frac{\partial^2 A_{n,y}}{\partial \zeta_n^2} + g^2 A_{n,y} &= \frac{1}{\pi^2 N_w} \frac{\lambda_u^2}{R_w^2} \frac{I}{I_a} \sum_{l=1}^{N_e} \beta_{u,l} \cos \varphi_l \delta(\zeta_{n,l}), \end{aligned} \quad (2.9)$$

Здесь N_w – норма соответствующей моды. Для изменения энергии, связанного с электронно-волновым взаимодействием, справедливо следующее выражение:

$$f_w = -Re[\beta_+^* \times a'_+], \quad (2.10)$$

где a'_+ – суммарное электрическое поле излучаемых волн.

Численное моделирование проводилось для системы уравнений, состоящей из уравнений для компонентов нормированных векторных потенциалов (2.9), уравнения для изменения энергии (1.39), где изменение энергии, обусловленное электронно-волновым

взаимодействием, определяется выражением (2.10), и уравнения для комплексного поперечного момента (1.48).

Результаты численного моделирования. Рассмотрим излучение электронного сгустка со следующими параметрами: начальная длительность электронного сгустка в 0.5 пс, полный заряд 0.5 нК, начальная энергия частиц 6 МэВ ($\gamma = 13$), радиус волновода 4 мм; период ондулятора 3.6 см, параметр ондуляторности $K = 0.3$, амплитуда ведущего магнитного поля $B_0 = 1.2$ Тл, $\Delta = -0.3$ для обеспечения движения частиц в режиме отрицательной массы. Резонансные частоты в этом случае: 0.1 ТГц (L), 0.5 ТГц (G) и 0.8 ТГц (H). То есть сгусток будет излучать оба волновых пакета в спонтанном режиме. Волновой пакет TE_{12} будет излучаться в режиме группового синхронизма. Компоненты второго импульса будут «разбегаться» от электронного сгустка так, что часть излучения, убегающая вперед будет покидать электронный сгусток значительно медленнее. Несмотря на то, что фактор возбуждения волны с поперечной структурой поля, соответствующей моде TE_{11} в 4 раза превосходит фактор возбуждения моды TE_{12} (поскольку норма низшей моды в 4 раза меньше), эффективности спонтанного излучения обоих импульсов примерно равны (6% и 8%, соответственно, см. **рис. 2.18**). Это обусловлено тем, что мода TE_{12} возбуждается в режиме группового синхронизма, т.е. при схожих условиях генерации разных волн режим группового синхронизма оказывается оптимальным.

На **рис. 2.19** приведены результаты моделирования для полей излучаемых импульсов и линейная плотность заряда сгустка в нескольких точках пространства взаимодействия. Синие линии соответствуют моде TE_{11} . Электронный сгусток находится в области максимума электрического поля излучаемого импульса, так что амплитуда «центрального» цикла увеличится, однако на расстоянии, соответствующем 10-ти ондуляторным периодам, уменьшение амплитуды вследствие дисперсии волн в волноводе взаимодействием начинает преобладать над увеличением амплитуды центрального цикла вследствие электронно-волнового взаимодействия. Излучение на высокой частоте постоянно опережает электронный сгусток (см. **рис. 2.19**, фиолетовые линии), вследствие чего максимальная амплитуда электрического поля излучаемого импульса увеличивается на протяжении всего лишь первых 5-ти периодов, при этом часть излучения, убегающего назад оказывается совсем не значительной. Таким образом, излучается два импульса, с длительностями нескольких десятков пс, опорные частоты которых отличаются примерно в два раза, при этом амплитуды полей излучаемых импульсов ~ 20 МВ/м. Следует так же отметить, что длительность электронного сгустка удерживается в пределах начальной в основном благодаря стабилизации кулоновскими полями (см. п. 1.2).

Конкуренция режимов КСИ и индуцированного излучения. Рассмотрим излучение электронного сгустка с такой же плотностью заряда, но с вдвое большей длиной (полный заряд 1нК , начальная длительность 1пс). В этом случае излучению на высокой частоте должна предшествовать компрессия электронного сгустка. В начале взаимодействия (примерно на расстоянии, соответствующем 5-ти ондуляторным периодам) преобладает спонтанное излучение на частоте, соответствующей групповому синхронизму; немного энергии уходит на отстающее низкочастотное спонтанное излучение и индуцированное высокочастотное излучение (см. **рис. 2.20** и **2.21**). Эффективность КСИ волнового пакета, состоящего из волн, поперечная структура которых соответствует моде TE_{11} , несколько выше ($\sim 13\%$), чем эффективность генерации волнового пакета в режиме пересечения дисперсионных характеристик ($\sim 8\%$, см. **рис. 2.20**). После того, как длина электронного сгустка становится достаточно малой (см. зелёное заполнение на **рис. 2.21**, $N_u = 5$) благодаря компрессии собственными полями излучения и кулоновскими полями, начинается процесс спонтанного ВЧ излучения, при этом эффективность излучения в режиме группового синхронизма несколько выше. В связи с тем, что высокочастотное КСИ начинается позже, при этом сгусток более плотный и компактный, амплитуда электрического поля излучаемого импульса достаточно велика ($\sim 60\text{ МВ/м}$), при этом излучаемый ВЧ импульс на несколько циклов «компактнее», импульса, излучаемого в режиме группового синхронизма (**рис. 2.21**).

Увеличение длины сгустка вдвое при фиксированной плотности заряда приводит к подавлению генерации импульса, состоящего из волн, поперечная структура которых соответствует моде TE_{11} (см **рис. 2.22. а**). В этом случае длина сгустка слегка меньше длины волны, соответствующей групповому синхронизму, и почти вдвое больше длины высокочастотной волны, то есть излучению обоих импульсов должна предшествовать группировка частиц. Поскольку длина сгустка слегка меньше длины волны, соответствующей промежуточной частоте, КСИ волнового импульса в режиме группового синхронизма начинается сразу (**рис. 2.22. а**). Благодаря стабилизации сгустка кулоновскими полями, его края «не могут» оказаться в устойчивых нейтральных фаза волны, поэтому КСИ на промежуточной частоте будет поддерживаться, при этом сгусток будет достаточно коротким для КСИ на промежуточной частоте, но при этом он будет слишком длинным для ВЧ излучения в режиме КСИ, так что будет преобладать мода TE_{12} .

С точки зрения ВЧ излучения, КСИ на промежуточной частоте дестабилизирует сгусток (п. 1.2): если бы не было его влияния на частицы, сгусток сжался бы к своему центру до достаточно малой для начала высокочастотного КСИ длины. Таким образом, тот факт,

что излучение происходит в режиме отрицательной массы, приводит к преобладанию моды TE_{12} . В обычном режиме (режиме положительной массы) излучение на промежуточной частоте начинается сразу, но поскольку нет каких-либо механизмов стабилизации (для компрессии сгустка собственными полями излучения G условия неоптимальные см. п. 1.1.1), эффективность излучения выйдет на насыщение (**рис. 2.22. б**). То есть, излучение на промежуточной частоте будет улучшать условия для высокочастотной генерации (см. п. 2.2.1). В этом случае за счёт эффекта стабилизации полями низкочастотного КСИ эффективность низкочастотной генерации будет значительно ниже, чем эффективность высокочастотной генерации, но значения эффективностей генерации обеих мод будут невелики ($\sim 0,7\%$ для TE_{12} и $\sim 2,7\%$ для TE_{11}), по сравнению с результатами, полученными для режима отрицательной массы.

2.3. Двухволновое циклотронное излучение

Рассмотрим циклотронное излучение плотного электронного сгустка в режиме пересечения дисперсионных характеристик (**рис. 2.18 а и б**). Высокочастотная волна возбуждается сгустками в режиме, близком одновременно и к групповому синхронизму, и к авторезонансу. Таким образом, кулоновские поля и поля высокочастотной волны будут слабо влиять на изменение фазового размера электронного сгустка, что является неоспорим преимуществом в случае, когда электронный сгусток изначально сгруппирован относительно излучаемой волны (КСИ).

При достаточно больших значениях параметров проскальзывания низкочастотный импульс будет сильно отставать от электронного сгустка, в то время как групповая скорость высокочастотного импульса будет лишь слегка отличаться от продольной скорости частиц (см **рис. 2.18. а**, G соответствует касанию дисперсионных характеристик пучка и волноводной моды TE_{11}). Итак, если сгусток изначально сгруппирован относительно обеих волн, эффективность высокочастотной генерации будет значительно выше [A10]. Это предположение было проверено с помощью моделирования с использованием кода WB3D [132].

На **рис. 2.23** приведены результаты численного моделирования излучения сгустка с диаметром 1 мм, зарядом 0.1 нК, длительностью 0.25 пс, энергией частиц 6 МэВ и начальной поперечной скоростью $\beta_{\perp 0} = 1/\gamma_0$, в волноводе с диаметром 4 мм, амплитуда ведущего магнитного поля $B_0 = 4$ Тл (групповому синхронизму соответствует $B_0 = 2.2$ Тл), резонансные частоты 0.12 ТГц и 1.35 ТГц. Согласно расчету, при полном заряде электронного сгустка 0.5 нК достигается эффективность излучения, близкая к 2% (**рис. 2.23. а**). При этом большая часть излучённой энергии будет сосредоточена в высокочастотном

импульсе: 42.2 мкДж, в сравнении с 15.4 мкДж (**рис. 2.23. б**).

В случае, когда электронный сгусток с самого начала не сгруппирован относительно излучаемой волны, нужна дополнительная группировка для начала процесса её генерации. Оказывается, такая группировка может быть обеспечена собственными полями низкочастотного излучения. Если групповая скорость волны меньше продольной скорости частиц, изменения продольных скоростей частиц и энергий будут иметь разные знаки, то есть эффект отрицательной массы (см. п 1.2) в этом случае будет иметь место только для электронно-волнового взаимодействия, см. соотношение (1.54), кулоновское взаимодействие по-прежнему будет приводить к растяжению сгустка, см. ур-е (1.55). Таким образом, в случае МЦР низкочастотное излучение так же будет обеспечивать компрессию электронного сгустка [А3, А6].

2.3.1. Механизм группировки частиц

В случае циклотронного излучения, если поступательная скорость частиц превосходит групповую скорость волны, то уменьшение энергии частиц вследствие электронно-волнового взаимодействия приводит к увеличению их поступательной скорости. Обсудим процесс компрессии электронного сгустка собственными полями циклотронного КСИ. Изначально центр электронного сгустка находится в максимуме тормозящей фазы (см. **рис. 2.24. а**). Центр электронного сгустка смещается вперёд по направлению движения частиц, максимум ускоряющей фазы смещается вслед за ним. Небольшая часть электронов, летящих в хвосте, смещается в направлении противоположной устойчивой нейтральной фазы (см. **рис. 2.24. б**). Когда длина сгустка «ускоренных» электронов становится достаточно компактной, порядка длины высокочастотной волны, возможна высокочастотная спонтанная генерация (см. **рис. 2.24. в**), при этом часть электронов, оказавшихся в противоположной устойчивой нейтральной фазе, не будет участвовать в высокочастотном КСИ. Следует отметить, что при достаточной амплитуде КСИ, частицы будут группироваться в поле высокочастотной волны, которая усилится за счёт индуцированного излучения частиц. Очевидно, что в отличие от случая ондуляторного излучения, вклад индуцированного излучения в увеличение эффективности будет мал, поскольку взаимодействие с этой волной слабо влияет на фазовую группировку частиц.

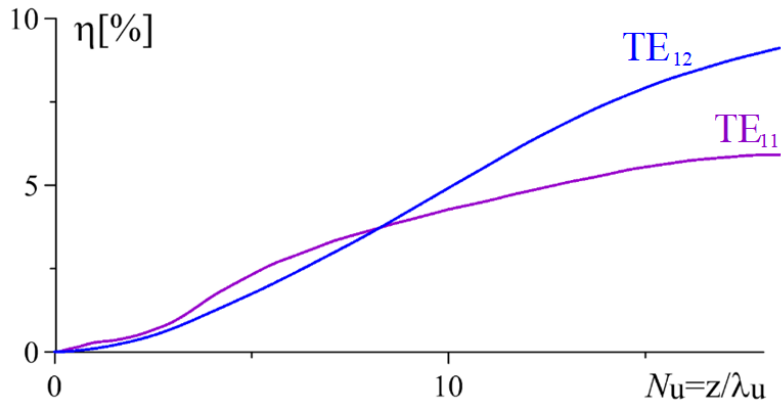


Рисунок 2.18.
Эффективность излучения, как функция продольной координаты, нормированной на период ондулятора.

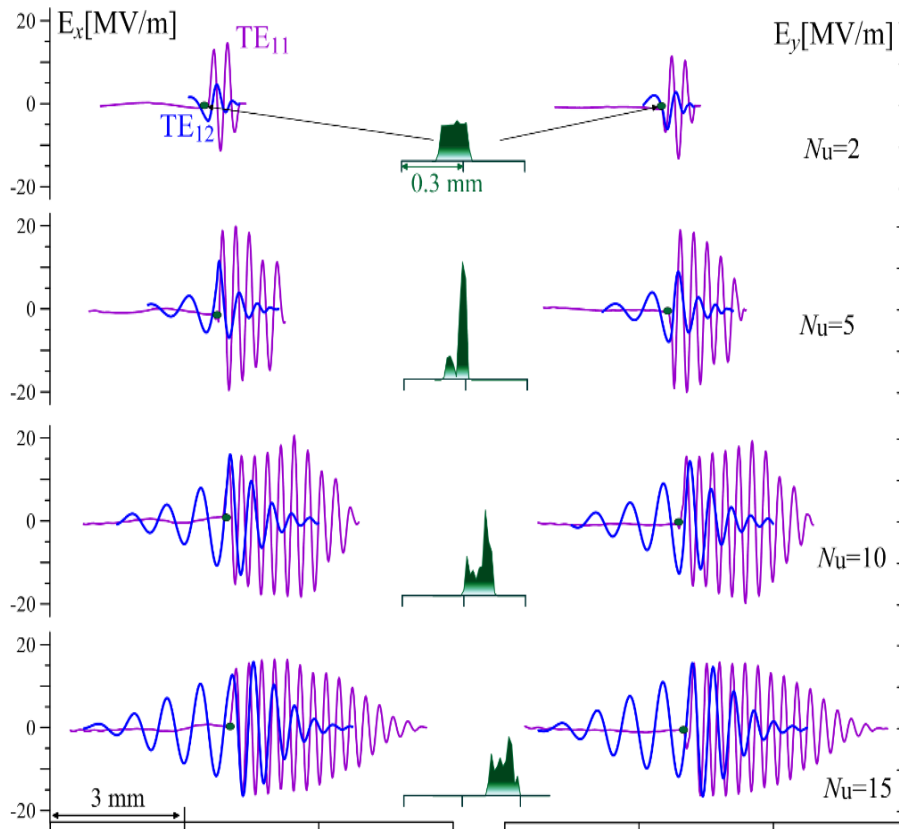


Рисунок 2.19.
Компоненты поля излучаемых импульсов и динамика линейной плотности заряда.

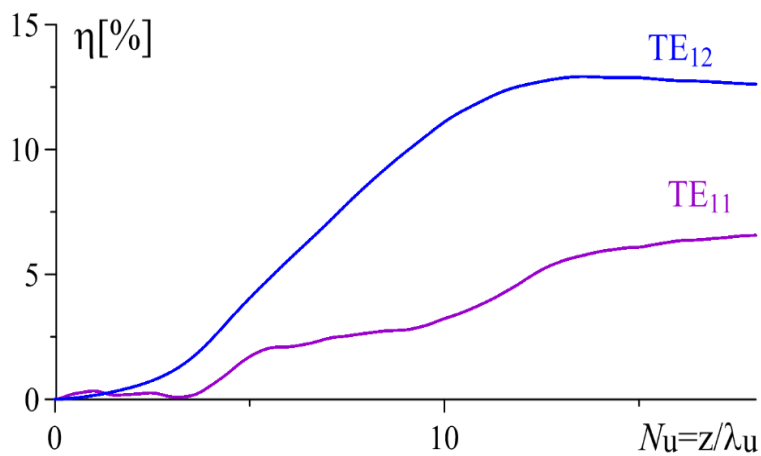


Рисунок 2.20.
Эффективность излучения, как функция продольной координаты, нормированной на период ондулятора

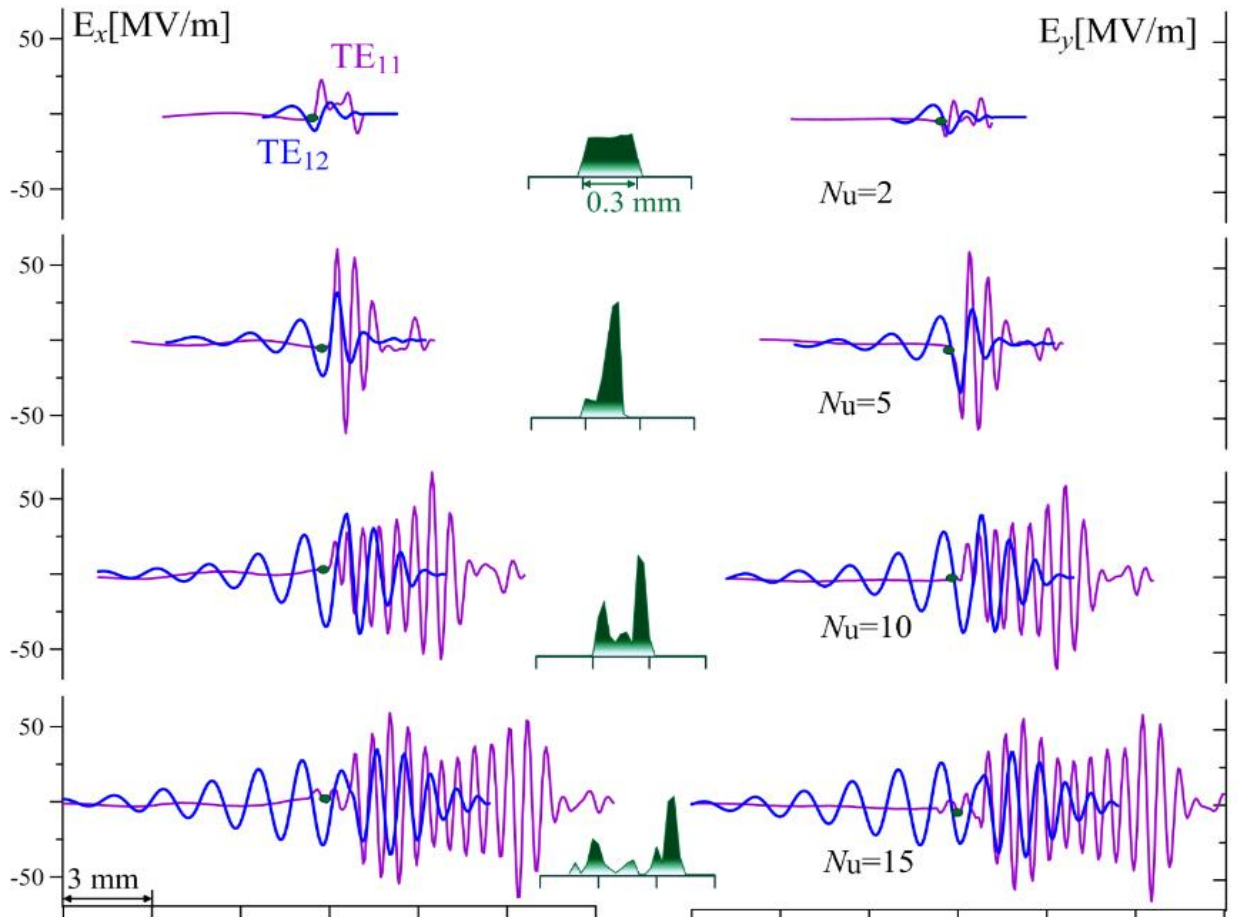


Рисунок 2.21. Компоненты поля излучаемых импульсов и динамика линейной плотности заряда.

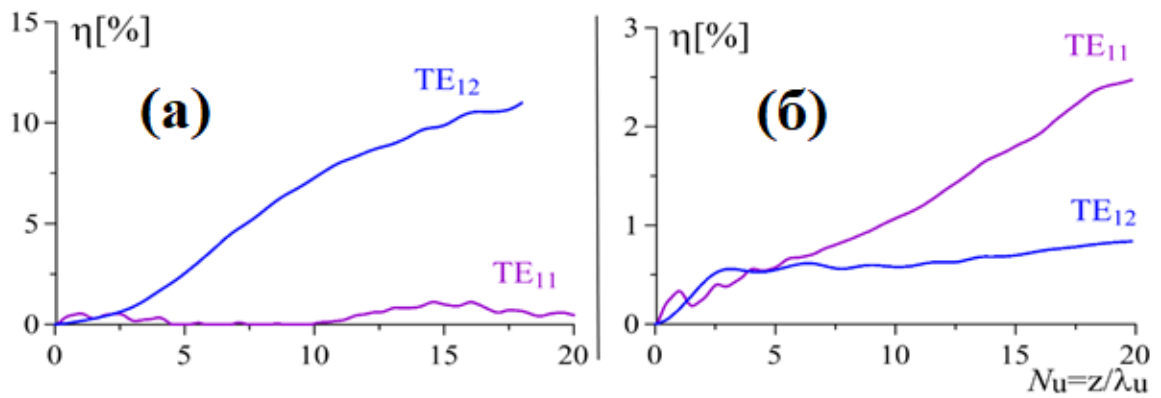


Рисунок 2.22. Эффективность излучения, как функция продольной координаты, нормированной на период ондулятора в режиме отрицательной массы (а) и в обычном режиме (б).

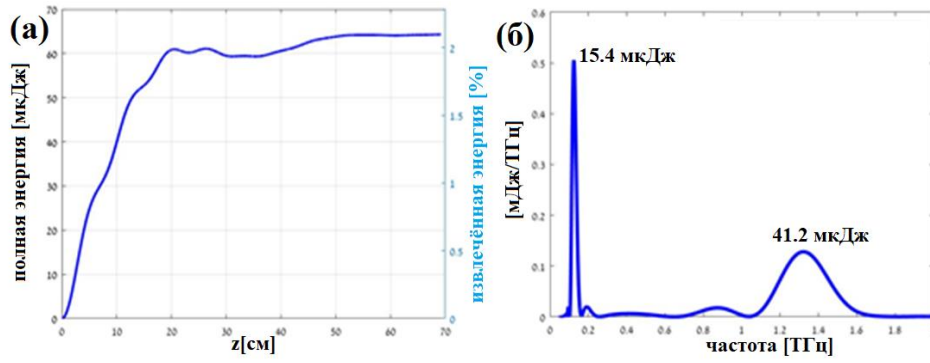


Рисунок 2.23. Эффективность излучения в режиме пересечения дисперсионных характеристик (а) и спектр излучения (б)

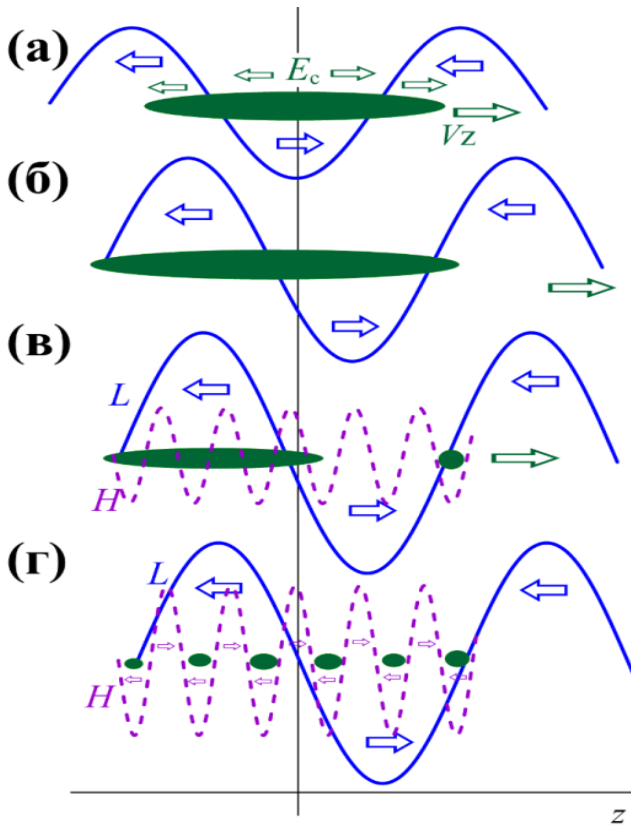


Рисунок 2.24. Схема группировки частиц в полях низкочастотного циклотронного КСИ.

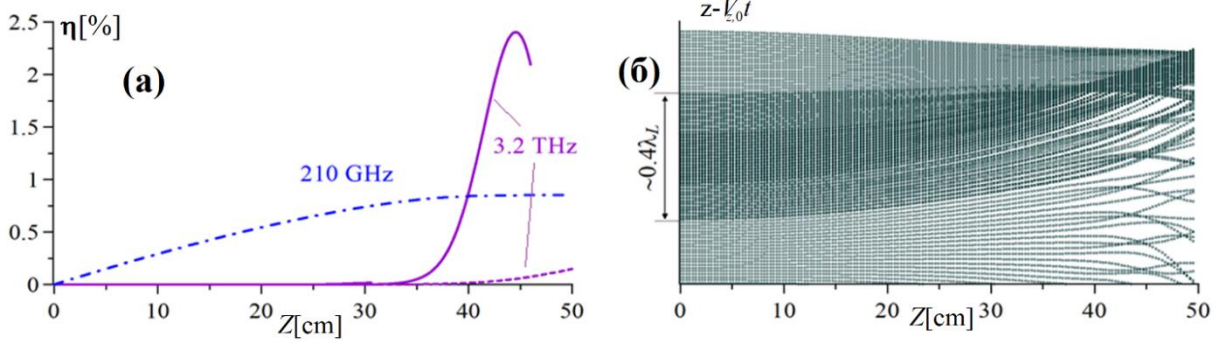


Рисунок 2.25. Эффективность излучения (а) и динамика продольных позиций частиц относительно центра (б), как функции продольной координаты.

2.3.2. Циклотронное каскадное КСИ

Для моделирования электронно-волнового взаимодействия, как и в пункте 2.2.1 воспользуемся приближением медленно меняющихся амплитуд огибающих. В случае циклотронного излучения уравнения для описания амплитуд низкочастотной и высокочастотной волн (2.6) и (2.8), уравнение для изменения энергии (2.3), уравнение для изменения безразмерного импульса записывается в виде:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial p_z}{\partial \tau} = -\beta_{g,L} f_{w,L} - \beta_{g,H} f_{w,H} - \frac{f_c}{\beta_z}, \quad (2.11)$$

Уравнения для изменения резонансных фаз частиц относительно высокочастотной/низкочастотной волн имеют следующий вид:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \vartheta_{H/L}}{\partial \tau} = \frac{\omega_{H/L}}{\omega_H} \left\{ 1 - \beta_z \beta_{g,H/L} - \gamma_0 \frac{\Omega(\gamma)}{\omega_{H/L}} \right\} - \text{Im} \frac{a_{H/L} e^{i\vartheta_{H/L}}}{p_{\perp}}, \quad (2.12)$$

С учётом (1.57) уравнение для изменения фаз электронов относительно ВЧ волны могут быть записаны, если силовая группировка пренебрежимо мала:

$$\frac{1}{\gamma_{z,0}^2} \frac{\partial \vartheta_H}{\partial \tau} = \left[(1 - \beta_{z,0} \beta_{g,H}) - \frac{\beta_{g,H}}{\beta_{z,0} \gamma_{z,0}^2} \right] \frac{\Delta \gamma_c}{\gamma_0} + (1 - \beta_{g,H}^2) \Delta \gamma_w. \quad (2.13)$$

Групповая скорость высокочастотного импульса близка и к начальной продольной скорости электронов, и к скорости света ($\beta_{g,H} \approx 1$), то есть группировка частиц относительно высокочастотной волны будет очень слабой, и поэтому эффективность излучения в отсутствие какой-либо дополнительно группировки должна быть низкой.

Результаты численного моделирования, выполненного для системы уравнений (2.3), (2.6), (2.11) и (2.12) подтверждают это утверждение (пунктирная линия на **рис. 2.25. а**). Было рассмотрено излучение электронного сгустка со следующими параметрами: начальная длительность электронного сгустка 2 пс, радиус электронного сгустка 0.2 мм, начальная энергия частиц 6 МэВ ($\gamma = 13$), полный заряд сгустка 0.5 нК (линейная плотность заряда спадает к краям по закону $\sim 1/\{1 + e^{|t-T_e/2|/\tau}\}$), в волноводе с радиусом 0.5 мм, амплитуда продольного магнитного поля 8.7 Тл (резонансные частоты 210 ГГц и 3.2 ГГц). Если учесть низкочастотную компоненту излучения, эффективность высокочастотного излучения значительно повысится (сплошная кривая на **рис. 2.25. а**). Сначала электронный сгусток сгруппирован относительно только высокочастотной волны, поэтому процесс её КСИ начинается сразу. На расстоянии, примерно равном 35 см,

эффективность низкочастотного излучения выходит на насыщение (штрихпунктирная кривая на **рис. 2.25. а**). В полях этой волны формируется короткий электронный сгусток (**рис. 2.25. б**). Небольшая часть электронов, оказавшаяся в этом, сгустке излучает высокочастотную волну в режиме КСИ. Остальные частицы группируются в поле высокочастотного КСИ, эффективность высокочастотного излучения ещё немного увеличивается. Однако, основной вклад, как и следовало ожидать, вносит КСИ.

Глава 3. Возбуждение супермод Тальбо-типа в сверхразмерных резонаторах

В настоящее время растет интерес к созданию источников когерентного излучения, работающих в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах частот высокой мощности. Такие источники востребованы в различных приложениях. В частности, мощные источники ТГц необходимы для нагрева и обеспечения привода тока или диагностики в термоядерных установках нового поколения, таких как DEMO [101, 102]. Можно также упомянуть многие активно развивающиеся области, такие как высокоградиентное ТГц-ускорение [110-112], суб-ТГц волновые ондуляторы для коротковолновых лазеров на свободных электронах [113-115], а также различные приложения в физике плазмы (см. например, [98-100]).

Одним из возможных способов генерации мощного когерентного микроволнового излучения является использование излучения мощного ультрарелятивистского пучка электронов. Традиционным подходом при реализации релятивистских электронных мазеров (МЦР, ЛСЭ, черенковские генераторы), работающих в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн, является возбуждение одной из собственных поперечных мод резонатора (волновода). Более того, в генераторах с большим доплеровским преобразованием частоты, как правило, для облегчения проблемы селекции в качестве рабочей выбирается низшая поперечная мода. В случае применения этого подхода для генерации электромагнитного излучения в суб-ТГц и ТГц диапазонах естественным образом возникают проблемы, связанные с селективностью. Дело в том, что характерные поперечные размеры рабочего волновода в этой ситуации должны быть намного больше длины рабочей волны по целому ряду причин, а именно: транспортировка ультрарелятивистского ультрарезкого пучка, проблема пробоя стенок поперечным излучением внутри резонатора, омический нагрев стенок резонатора и др.

В такой ситуации трудно обеспечить селективное возбуждение определенной поперечной моды как минимум по двум причинам. Во-первых, в сверхразмерной системе трудно обеспечить резонансное взаимодействие электронов только с одной поперечной модой [22, 25, 60, 65]. Вторая проблема заключается в трудности обеспечения селективной одномодовой обратной связи. Типичной конфигурацией рабочей электродинамической системы электронного мазера является участок волновода, заканчивающийся на входе/выходе двумя зеркалами, обеспечивающими отражение далеких от отсечки волн (например, зеркала Брэгговского типа [50]) (рис. 3.1 а). Естественно, что при большой сверхразмерности системы трудно реализовать селективное одномодовое отражение от концов для далекой от отсечки рабочей поперечной моды [70,72].

Следует использовать специальные методы селекции рабочей моды. Здесь можно упомянуть возбуждение поверхностных волн в пространственно развитых волноводах с распределенной двумерной обратной связью [68,130], использование двухволновых эффектов (включая умножение частоты, например [9,13]), а также обсуждавшийся в предыдущих главах подход, основанный на обеспечении спонтанного характера излучения коротких электронных сгустков. В данной главе описывается концептуально иной метод обеспечения селективного возбуждения рабочей волны с заданной пространственной структурой в электронном лазере со сверхразмерной электродинамической системой. Его основная идея заключается в том, чтобы отказаться от работы на фиксированной поперечной моде. Вместо этого мы предлагаем обеспечить условия для возбуждения супермоды, которая формируется фиксированным набором нескольких собственных поперечных мод сверхразмерного волновода.

Спектр парциальных мод, формирующих супермоду, определяется как электронно-волновым взаимодействием, так и электродинамическими параметрами системы: во-первых, должно быть обеспечено эффективное взаимодействие супермоды с электронным пучком и, во-вторых, супермода должна обладать высокой добротностью. В разделе 3.1 описан простой подход, основанный на использовании эффекта Тальбо [126], который представляет собой периодическое воспроизведение поперечной структуры волнового поля, образованного сложением парциальных поперечных мод с «правильными» фазами. Этот эффект широко используется в различных электродинамических схемах электронных лазеров и ускорителей [59,127-129]. Мы предлагаем использовать этот подход для фиксации рабочей высокодобротной супермоды в простой микроволновой системе, состоящей из отрезка волновода, ограниченного двумя простыми зеркалами (**рис. 3.1. б**). При этом на границах системы поле супермоды присутствует только на зеркалах, что обеспечивает ее высокую добротность. В то же время, для каждой из отдельных поперечных мод системы, конкурирующих с рабочей супермодой, зеркала обеспечивают лишь частичное отражение и, соответственно, низкую добротность этих волн. В этом же разделе приведена система самосогласованных уравнений, описывающая электронно-волновое взаимодействие в такой системе, которая справедлива для широкого класса электронных лазеров. На основе этого формализма продемонстрирована возможность селективного возбуждения супермоды. В качестве примера исследована возможность реализации релятивистского сильноточного МСЭ-генератора терагерцового частотного диапазона [A7].

В разделе 3.2 подробно обсуждаются особенности формирования супермоды в резонаторах разных геометрий (в простейшем случае плоского двухмерного резонатора с эквидистантным спектром поперечных мод, а также в случае волновода с круглым поперечным сечением, спектр собственных мод имеет квазиэквидистантный характер). В частности, исследована имеющая принципиальное значение проблема конкуренции разных супермод Тальбо-типа. Если параметр поперечной сверхразмерности резонатора велик, то в резонаторе существует большое количество парциальных поперечных мод на фиксированной частоте, которые, могут участвовать в формировании множества различных супермод типа Тальбо. Если стартовые токи этих разных супермод близки, то предложенная концепция обеспечения селективности в сверхразмерной системе (переход от возбуждения отдельных поперечных мод к возбуждению супермод) теряет смысл, поскольку проблема конкуренции разных поперечных мод просто сменяется проблемой конкуренции разных супермод. В данной диссертационной работе, во-первых, показано, что можно ввести набор взаимно ортогональных супермод. В некотором смысле это аналогично представлению поля волновода как набора ортогональных поперечных мод, но структура супермод имеет принципиально многомерный (продольно-поперечный) характер. Во-вторых, показано, что разные супермоды имеют разную дифракционную добротность. Это связано с приближенным характером эффекта Тальбо даже в простейшем плоском двумерном резонаторе с точно эквидистантным спектром парциальных поперечных собственных мод. Благодаря этому можно найти диапазон параметров резонатора, в котором только одна низшая высокодобротная супермода может быть возбуждена рабочим электронным пучком.

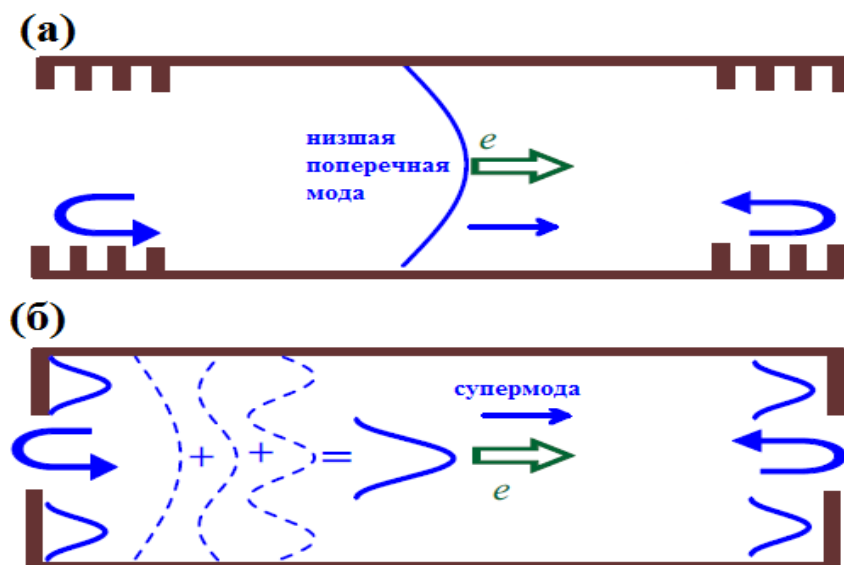


Рисунок 3.1. (а) Традиционная схема СВЧ-генератора с зеркалами Брэгговского типа. (б) Возбуждение супермоды типа Тальбо.

3.1. Электронный мазер, основанный на возбуждении супермоды типа Тальбо

3.1.1. Использование эффекта Тальбо для организации селективной сверхразмерной электродинамической системы

Рассмотрим простейшую 2-D модель СВЧ-системы электронного мазера в виде плоского волновода, заканчивающегося двумя зеркалами на входе и выходе (рис. 3.2 а). Мы предполагаем, что система однородна вдоль направления y . Это означает, что поля не зависят от координаты y . Мы также предполагаем, что рабочий электронный пучок взаимодействует только с волноводными модами, обладающими y -компонентой электрического поля. В частном случае мазера свободных электронов (МСЭ) это означает, что плоский ондулятор этого мазера создает x -компоненту периодического магнитного поля и, следовательно, электроны колеблются в этом ондуляторе вдоль координаты y . Следует подчеркнуть, что такая простая модель выбрана только для демонстрации основных физических эффектов в рамках относительно простого формализма. Эти эффекты, очевидно, не исчезнут при переходе к более реалистичным трехмерным моделям электронно-волнового взаимодействия.

Рассмотрим волновое поле, образованное собственными поперечными модами этой системы на фиксированной частоте. «Рабочая» (т.е. взаимодействующая с электронами) y -компонента этого поля может быть представлена следующим образом:

$$\vec{E} = \sum_n \vec{E}_n = \vec{y}_0 \operatorname{Re} \sum_n E_n(z) f_n(x) e^{i(\omega t - h_n z)}. \quad (3.1)$$

здесь n номер поперечной моды, $f_n(x) = \sin(k_{\perp,n} x)$ - функции, описывающие поперечные структуры мод, $h_n = \sqrt{k^2 - k_{\perp,n}^2}$ - продольные волновые числа, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ - полное волновое число, $k_{\perp,n} = \pi n/D$ - поперечные волновые числа. Зависимость комплексных амплитуд $E_n(z)$ от продольной координаты обусловлена усилением волны рабочим пучком электронов; в «холодном» приближении $E_n(z) = \operatorname{const}$. Отметим, что условие $k_{\perp,n} < k$ определяет количество парциальных мод, участвующих в формировании супермоды:

$$n_{\max} = \frac{2D}{\lambda} = 2\hat{D}, \quad (3.2)$$

где $\hat{D} = D/\lambda$ - нормированный поперечный размер системы, характеризующий ее сверхразмерность. В случае больших сверхразмерностей $\hat{D} \gg 1$ парциальные моды, участвующие в формировании супермоды, далеки от отсечки, $k_{\perp,n} \ll k$, и их продольные волновые числа могут быть аппроксимированы следующим образом:

$$h_n \approx k - \frac{k_{\perp,n}^2}{2k} = k - \frac{\pi \lambda n^2}{4D^2}, \quad (3.3)$$

в рамках холодного приближения набег фазы моды за один проход по системе, длина которой L , равны:

$$\phi_n = h_n L \approx kL - \frac{\pi n^2}{4} \times \frac{\lambda L}{D^2}. \quad (3.4)$$

Рассмотрим симметричное поперечное распределение поля волны, $E(x) = E(D - x)$, которое формируется парциальными модами с нечётными индексами, $n = 2n' - 1$ (**рис. 3.2. б**). Для этих мод,

$$\phi_n \approx kL - \frac{\pi}{4} \times \frac{\lambda L}{D^2} - \pi n'(n' - 1) \times \frac{\lambda L}{D^2}, \quad (3.5)$$

таким образом, заданное на входе в волновод поперечное распределение поля волны в точности будет воспроизведено на выходе волновода

$$E(x, z + L) = E(x, z), \quad (3.6)$$

если длина системы определяется следующей формулой

$$L = \frac{D^2}{\lambda}, \quad (3.7)$$

явление повторения поперечной структуры поля, хорошо известен как эффект Тальбо [126], может быть использовано для создания МСЭ со сверхразмерной СВЧ-системой, основанной на возбуждении высокодобротной супермоды, формируемой несколькими поперечными модами (**рис. 3.2. б**). Допустим, поле этой супермоды сосредоточено на входе в волновод только в довольно узкой области вблизи центра поперечного сечения волновода (**рис. 3.2. в**). Если длина волновода удовлетворяет формуле (3.7), то на выходе поперечное распределение волнового поля повторяется. Поле супермоды может быть полностью отражено простым выходным зеркалом, присутствующим только в области ненулевой области поля. Распространение отраженной волны обратно к входному сечению волновода полностью аналогично прямому распространению супермоды. Поэтому еще одно зеркало, помещённое на входе и аналогичное выходному зеркалу, полностью отражает встречно распространяющуюся волну в прямую и тем самым замыкает цепь обратной связи (**рис. 3.2. в**). Таким образом, простой резонатор, обеспечивает высокую добротность для любой супермоды, электрическое поле которой сосредоточено в области зеркал, расположенных в центре поперечных сечений на входе/выходе резонатора. Важно подчеркнуть, что возбуждение каждой из парциальных мод, составляющих супермоду, по отдельности невозможно. На самом деле, для каждой парциальной моды зеркала полупрозрачны, и, соответственно, резонатор для них низкодобротный.

Еще одной особенностью эффекта Тальбо является умножение волнового пучка [126-129]. Это означает, что в середине резонатора, изображённого на **рис. 3.2. в**, поперечное

распределение поля супермоды $E_{\Sigma}(x)$ представляет собой два волновых пучка, сосредоточенных вблизи стенок волновода. Поэтому такая супермода может быть эффективно возбуждена двумя электронными пучками, инжектированными вблизи стенок. Так автоматически решается проблема разделения электронного пучка и зеркал.

Другая схема резонатора типа Тальбо может быть сформирована путем “сдвига” схемы, показанной на **рис. 3.2. в** вдоль оси z на половину периода $L/2$. В этом случае поперечное поле супермоды представляет собой два волновых пучка на входе и выходе (**рис. 3.2. г**). В середине резонатора эти два волновых пучка преобразуются в один волновой пучок, расположенный в центре поперечного сечения резонатора. Такая мода эффективно возбуждается пучком электронов, инжектируемых в центр волновода.

Структуры супермод (**рис. 3.2. в и г**) образуются в самосогласованном процессе возбуждения резонаторов благодаря их высокой добротности и эффективной связи с электронным пучком соответствующей формы. По сути, формирование супермоды — это процесс синхронизации нескольких парциальных поперечных волноводных мод, как электронным пучком, так и системой обратной связи (т. е. формой зеркал). Этот процесс аналогичен синхронизации продольных мод в оптических лазерах [134].

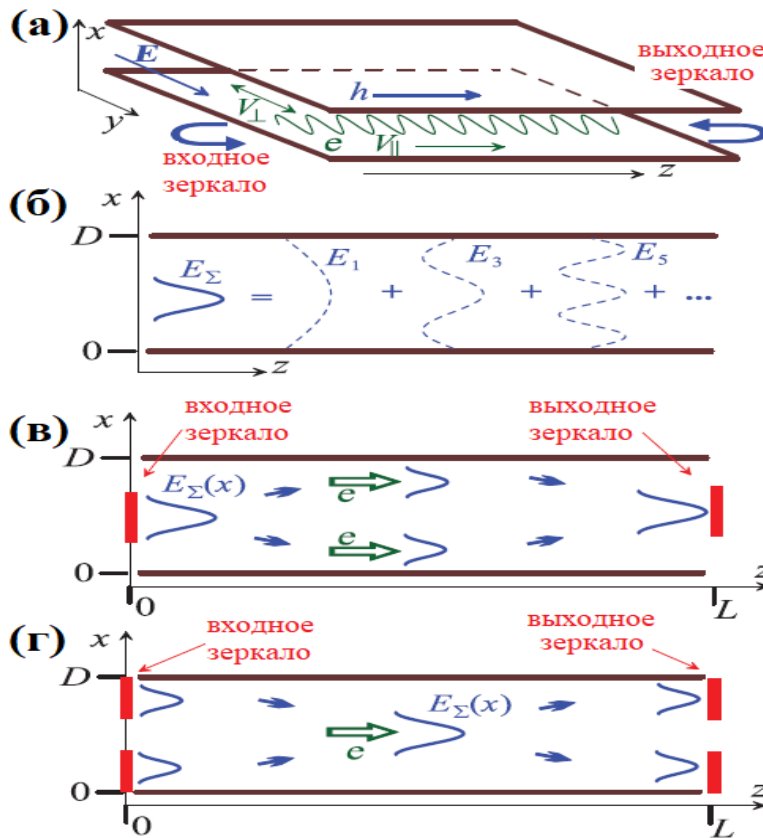


Рисунок 3.2.

(а) Схема двумерной модели системы (плоский волновод с отражением волны на входном/выходном концах). (б) Супермода в виде волнового пакета, образованного несколькими парциальными поперечными модами. (в) и (г) - два варианта супермод типа Тальбо в разных резонаторах

3.1.2. Возбуждение и стабильная генерация супермоды Тальбо-типа

Уравнения для электронно-волнового взаимодействия в одномодовом приближении. Рассмотрим процесс усиления одной волноводной моды, имеющей фиксированную частоту. В двумерной модели плоского волновода (рис. 3.2. а), поперечная компонента электрического поля может быть представлена в виде:

$$\vec{E}_n = \vec{y}_0 \operatorname{Re} E_n(z) f_n(x) e^{i(\omega t - h_n z)}, \quad (3.8)$$

Эволюция частиц в поле волны может быть описана следующим универсальным набором уравнений (аналогично п. 1.1.1), справедливых в случае относительно малого изменения энергии $|\gamma_0 - \gamma| \ll \gamma_0$:

$$\frac{d\gamma}{d\zeta} = -f_n(x_e) \operatorname{Re}(\chi_{w,n} A_n e^{i\theta}), \quad (3.9)$$

$$\frac{d\theta_n}{d\zeta} = \mu \times (\gamma_0 - \gamma) - \Delta_n, \quad (3.10)$$

здесь $\zeta = kz$ нормированная продольная координата, $A_n = eE_n/(kmc^2)$ нормированная амплитуда волны, x_e поперечная координата электрона, и θ – медленная резонансная фаза частиц относительно волны. Начальные условия $\gamma(0) = \gamma_0$, $\theta(0) = \theta_0 \in [0, 2\pi]$ соответствуют электронному пучку без разброса начальной энергии и равномерно перемешанный по начальным фазам относительно волны. В случае ондуляторного электронно-волнового взаимодействия параметр инерционной группировки $\mu \approx 1/\gamma_0^3$, $\Delta_n = \frac{h_n + h_u}{k} - \frac{c}{v_{z,0}}$ - расстройка резонанса с n -ой модой (рис. 3.3. а).

В простейшем усилительном приближении изменение амплитуды волны A_n в процессе её усиления электронным пучком может быть описана следующим уравнением:

$$\frac{dA_n}{d\zeta} = f_n(x_e) \chi_{w,n} G_n \langle e^{-i\theta_n} \rangle, \quad (3.11)$$

Здесь, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всему ансамблю электронов. G_n – фактор возбуждения электромагнитной волны, выражение для которого проще всего получить, используя сравнение интеграла системы, который следует из уравнений (3.9) и (3.11):

$$\langle \gamma_0 - \gamma \rangle = \frac{1}{2G} (|A_n|^2 - |A_{n0}|^2), \quad (3.12)$$

и закона сохранения энергии,

$$mc^2 \frac{I}{e} \langle \gamma_0 - \gamma \rangle = P_w - P_{w,0}, \quad (3.13)$$

Поскольку мощность волны пропорциональна квадрату модуля комплексной амплитуды $P_w \propto |A_n|^2$, фактор возбуждения волны пропорционален току, $G \propto I$.

Уравнения (3.9), (3.10) и (3.11) могут быть приведены к виду [81]:

$$\frac{du}{d\zeta} = f_n(x_e) \operatorname{Re}(a_n e^{i\varphi}), \quad \frac{d\varphi}{d\zeta} = u \frac{da_n}{d\zeta} + i\Delta_n, \quad a_n = f_n(x_e) C^3 \langle e^{-i\varphi} \rangle, \quad (3.14)$$

здесь $u = \mu(\gamma_0 - \gamma)$ – нормированное изменение энергии частицы, $\varphi = \theta + \Delta\zeta$, $a = \mu\chi A e^{-i\Delta\zeta}$, и

$$C = (\chi^2 \mu G)^{1/3}, \quad (3.15)$$

параметр Пирса (параметр усиления). В рамках этого формализма это единственный параметр, характеризующий интенсивность электронно-волнового взаимодействия.

Система уравнений для взаимодействия с несколькими поперечными модами.

Перейдём к рассмотрению взаимодействия электронного пучка сразу с несколькими парциальными модами. При заданной частоте волны введём продольное волновое число h_0 , соответствующее точному электронно-волновому резонансу:

$$\omega = V_{z,0}(h_0 + h_u). \quad (3.16)$$

Фактически, h_0 выполняет роль опорного волнового числа, так что

$$\vec{E}_n \propto \vec{y}_0 \operatorname{Re} a_n(z) f_n(x) e^{i(\omega t - h_0 z)}. \quad (3.17)$$

В случае обобщения этого подхода на случай возбуждения супермоды, состоящей из нескольких парциальных мод, ее электрическое поле запишем в следующем виде:

$$\vec{E} = \frac{km c^2}{e} \vec{y}_0 \sum_n \operatorname{Re} a_n(z) f_n(x) e^{i(\omega t - h_0 z)}. \quad (3.18)$$

Поскольку все компоненты супермоды имеют одинаковое опорное волновое число, общая нормированная комплексная амплитуда волнового поля в любом поперечном сечении волновода определяется как

$$a_\Sigma(z, x) = \sum_n a_n(z) f_n(x), \quad (3.19)$$

Кроме того, фазы частиц по отношению ко всем поперечным модам одинаковы. Очевидно, уравнения (3.14) в многомодовом случае преобразуются следующим образом:

$$\frac{du}{d\zeta} = \operatorname{Re} \sum_n f_n(X_e) a_n e^{i\varphi}, \quad \frac{d\varphi}{d\zeta} = u, \quad \frac{da_n}{d\zeta} + i\Delta_n a_n = f_n(X_e) C^3 \langle e^{-i\varphi} \rangle - \sigma_n a_n, \quad (3.20)$$

Здесь поперечная координата нормирована на поперечный размер системы $X = x/D$. На входе в рабочий резонатор, при $\zeta = 0$, энергии электронов одинаковы, $u(0) = 0$, а начальные фазы, $\varphi(0)$, равномерно распределены в интервале $(0, 2\pi)$. В правой части волнового уравнения в уравнениях (3.20) добавлено слагаемое $\sigma_n a_n$, описывающее

распределенные потери волны в стенках волновода. Это слагаемое может описывать как, например, омические потери в стенках, так и вывод излучения из резонатора через стенки (см. рис. 3.3. в).

Расстройка n – ой моды относительно первой моды определяется разностью нормированных волновых чисел $\hat{h}_n = h_n/k$,

$$\Delta_n = \Delta_1 + \hat{h}_n - \hat{h}_1, \quad \hat{h}_n = \sqrt{1 - \left(\frac{n}{2\hat{D}}\right)^2}.$$

В уравнениях (3.20) параметр Пирса C полагается одинаковым для всех мод, поскольку в случае плоской двумерной модели все моды отличаются только расстройками электронно-волнового резонанса, Δ_n , и влиянием на электроны, $f_n(x_e) = \sin(\pi n X_e)$. Следует уточнить, что наряду с этим приближением в рамках данной модели мы также предполагаем идеальность электронного пучка (отсутствие разброса в скоростях и в направляющих центрах). Отметим также, что поперечные структуры и дисперсионные характеристики всех парциальных мод найдены в приближении идеальных стенок волновода (идеальной проводимости).

Моделирование отражения волны. Рассмотрим задачу о многократном (проход за проходом) прохождении волны по цепи обратной связи: движение волны вперед, отражение от выходного зеркала, движение волны назад, отражение от входного зеркала. В рамках этого подхода комплексная амплитуда каждой из парциальных мод на N -ом проходе на входе в резонатор, $a_m(\zeta = 0)|_N$, определяется выходными (на выходе из резонатора, $\zeta = \hat{L} = kL$) амплитудами парциальных мод, усиленных электронами на предыдущем ($N-1$)-ом проходе:

$$a_m(\zeta = 0)|_N = \sum_n K_{m,n} \times a_n(\zeta = \hat{L})|_{N-1}, \quad (3.21)$$

здесь $K_{m,n}$ – матрица обратной связи, которая должна описывать три последовательных процесса, а именно: отражение волны от выходного зеркала, обратный проход отраженной волны от выходного зеркала к входному и отражение этой обратной волны от входного зеркала.

Падающее на выходное зеркало поле может быть представлено следующим образом:

$$a_\Sigma(X, \zeta = \hat{L}) = \sum_n f_n(X) a_n(\zeta = \hat{L}), \quad (3.22)$$

Отражённое поле волны можно записать в виде:

$$b_\Sigma(X, \zeta = \hat{L}) = R^{out}(X) \times a_\Sigma(X, \zeta = \hat{L}) = \sum_n R^{out}(X) f_n(X) a_n(\zeta = \hat{L}), \quad (3.23)$$

Это поле определяется функцией отражения от зеркала $R^{out}(X)$, которая равна единице на поверхности зеркала и нулю вне её (**рис. 3.3. б**). Мы предполагаем, что металлическая поверхность обладает идеальной проводимостью.

С другой стороны, обратная волна может быть разложена по собственным волновым модам,

$$b_{\Sigma}(X) = \sum_p f_p(X) b_p, \quad b_p = \frac{\int_0^1 b_{\Sigma}(X) f_p(X) dX}{\int_0^1 f_p^2(X) dX}, \quad (3.24)$$

Для связи парциальных мод, составляющих отражённый сигнал, и парциальных мод из (3.23) и (3.24) получаем:

$$b_p(\zeta = \hat{L}) = \sum_n R_{p,n}^{out} \times a_n(\zeta = \hat{L}), \quad (3.25)$$

Здесь,

$$R_{p,n} = \frac{\int_0^1 R(X) f_n(X) f_m(X) dX}{\int_0^1 f_p^2(X) dX}, \quad (3.26)$$

- матрица коэффициентов отражения.

Поле обратной волны, падающее на входное зеркало, следует из уравнения (3.25) с учетом различных фазовых набегов для различных поперечных мод:

$$b_{\Sigma}(X, \zeta = 0) = \sum_p f_p(X) b_p(\zeta = 0), \quad b_p(\zeta = 0) = e^{-i\Delta_p \hat{L}} \times b_p(\zeta = \hat{L}), \quad (3.27)$$

Преобразование поля обратной волны $b_{\Sigma}(X, \zeta = 0)$ в поле попутной волны $a_{\Sigma}(X, \zeta = 0)$ на входном зеркале описывается аналогично. Таким образом, в уравнении (3.21) выражение для матрицы обратной связи получим следующую формулу:

$$K_{m,n} = \sum_p R_{m,p}^{inp} \times e^{-i\Delta_p \hat{L}} \times R_{p,n}^{out}, \quad (3.28)$$

Здесь оба зеркала описываются матрицами $R_{m,p}^{inp}$ и $R_{p,n}^{out}$ согласно формуле (3.26).

Возбуждение супермоды типа Тальбо электронным пучком. В численных расчетах мы изучили обе конфигурации супермоды типа Тальбо, показанные на **рис. 3.2. в** и **г**. В обоих случаях результаты очень похожи, а именно, если начальный порог генерации превышен (усиление превосходит потери за проход), то супермода возбуждается электронным пучком в широком диапазоне параметров системы автоматически, из случайных начальных шумов уже на линейной стадии электронно-волнового взаимодействия. В результате на нелинейной стадии достигается стабильная генерация супермоды типа Тальбо.

В качестве примера численных расчетов самовозбуждения супермоды типа Тальбо в данной работе описывается моделирование резонатора с входными/выходными зеркалами, расположенными в центре поперечного сечения волновода (**рис. 3.2. в**). В этих расчетах поперечный размер волновода равен $D = 20\lambda$, следовательно, $n_{max} = 40$, согласно формуле (3.2). В этом случае для обеспечения реализации эффекта Тальбо оптимальная нормированная, в соответствии с (3.7), длина резонатора должна быть равна:

$$\hat{L} = kL = 2\pi \left(\frac{D}{\lambda}\right)^2 \approx 2500.$$

Поперечный размер обоих зеркал составляет треть поперечного размера $0.3D$ (**рис. 3.3. в**). Поскольку супермода типа Тальбо образует два волновых пучка вблизи стенок в центре волновода, мы используем два симметричных электронных пучка для возбуждения этого поля. Поперечные положения этих электронных пучков равны $x_e = 0.22D$ и $x_e = 0.78D$ (**рис. 3.3. в**). Фактически электронные пучки инжектируются в первый и третий максимумы третьей парциальной поперечной моды $a_3 \propto \sin(3\pi X)$ (**рис. 3.3. в**). Поэтому расстройки Δ_n выбираются так, чтобы третья поперечная мода была ближе всего к электронно-волновому резонансу.

Существенной проблемой таких систем при возбуждении супермоды типа Тальбо является то, что они почти полностью заперты внутри резонатора из-за почти полного отражения их поля от зеркал. Как уже отмечалось в этой главе выше, вывод излучения можно организовать через боковые стенки **рис. 3.3. в** [135], что в волновом уравнении (3.21) моделируется заданием ненулевого фактора поглощения волны (в расчетах $\sigma_n = 0.1/4\hat{L}$ для всех мод). Забегая вперёд, отметим, что в цилиндрическом волноводе при определённых условиях проблема вывода излучения решается.

Согласно численным расчетам, для параметров описанной выше системы стартовое значение параметра Пирса $C\hat{L} \approx 1.5$. В моделировании мы рассматриваем случай, когда ток электронов существенно не превышает стартовый порог, то есть структура супермоды не будет сильно нарушаться. Это верно, по крайней мере, в установившемся режиме работы генератора. На этапе линейного роста эффективности электронно-волнового взаимодействия это утверждение не вполне справедливо. В частности, это видно из **рисунка 3.4**, иллюстрирующего динамику возбуждения автогенератора.

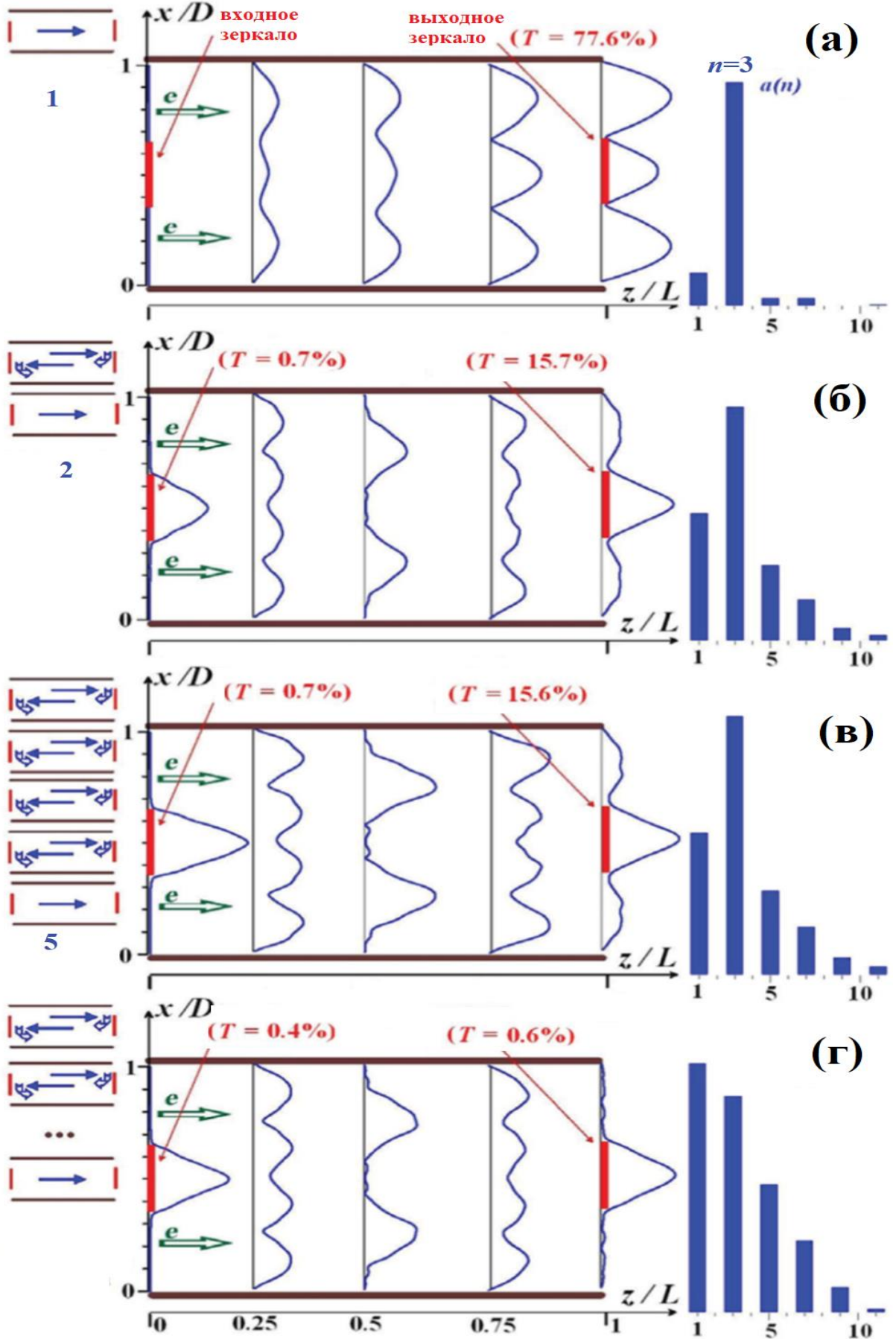


Рисунок 3.4. Поперечные структуры волнового поля в различных сечениях резонатора и спектры возбуждаемых поперечных мод $n=3$.

Процесс возбуждения начинается с небольших случайных шумов в электронном пучке. После первого прохода волнового пакета через резонатор возбуждается несколько мод, близких к резонансу с электронами, с различными амплитудами и фазами (**рис. 3.4 а**). Лидирует поперечная мода с индексом $n=3$, так как эта мода ближе других к резонансу. В результате поперечная структура волнового поля в точке перед выходным зеркалом близка к структуре этой моды. Выходное зеркало почти прозрачно для этого волнового поля, и около $2/3$ мощности волны выходит из резонатора.

Однако ситуация радикально меняется на следующих нескольких проходах, когда устанавливается поперечная структура супермоды высокой добротности (**рис. 3.4. б и в**). Формируется супермода, образованная набором, в котором преобладают 5 симметричных парциальных поперечных мод ($n=1, 3, 5, 7$ и 11). Входное зеркало отражает эту супермоду почти идеально (коэффициент прохождения T мощности менее 1%). Что касается выходного зеркала, то в режиме слабого сигнала оно отражает только около 85% мощности обратно в резонатор. Это связано с влиянием электронно–волнового взаимодействия как на спектр возбужденных парциальных мод, так и на их продольную структуру. Оба этих фактора слегка нарушают «холодную» структуру высокодобротной супермоды. В частности, третья поперечная мода взаимодействует с электронным пучком лучше, чем остальные. Это взаимодействие (усиление) приводит к значительному возмущению продольной структуры супермоды и преобладанию парциально моды с индексом $n=3$ (сравните **рис. 3.5. а и б**). Кроме того, это приводит к тому, что вклад этой моды в спектр суммарного поля увеличивается (**рис. 3.5. б**).

Структура супермоды остается постоянной на этапе возбуждения этого автогенератора в приближении слабого сигнала. Эта стадия длится несколько десятков циклов прохождения волны через резонатор, а затем сменяется нелинейной стадией устойчивой стационарной генерации (**рис. 3.6**). Заметим, что нормированная эффективность электронно-волнового взаимодействия в установившемся режиме имеет порядок коэффициента Пирса (**рис. 3.6 а**). Переход в нелинейный режим сопровождается установлением структуры супермоды. Это связано с ослаблением влияния усиления на продольную структуру резонансных поперечных мод (сравните **рис. 3. 5. а и б**). В результате воспроизведения поперечной структуры суммарного поля супермоды за счёт эффекта Тальбо коэффициент прохождения выходного зеркала (по мощности) снижается с 15% (в режиме слабого сигнала) до 0,6%. Таким образом, в установившемся режиме генерации возбуждается супермода с очень высокой добротностью, суммарные потери мощности которой на зеркалах составляют $\sim 1\%$ (**рис. 3.4. г**).

В установившемся режиме мода с $n=3$, ближайшая к резонансу с электронами, перестает преобладать (сравните спектры мод на **рис. 3.4. в и г**). Это означает, что спектр супермоды в установившемся режиме определяется в основном параметрами СВЧ-системы (а именно размером входных/выходных зеркал). Анализ спектра парциальных поперечных мод, образующих супермоду, является важным фактором с точки зрения организации выхода излучения из резонатора.

Корректность одночастотного приближения. Важным приближением, использованным в описанном выше подходе, является одночастотный характер процесса возбуждения супермоды типа Тальбо. В то же время система из двух зеркал обеспечивает эффективную обратную связь (высокую добротность) супермоды не на фиксированной частоте, а в некоторой полосе частот (длин волн) $\Delta\lambda/\lambda \sim 7 - 10\%$. На **рис. 3.7** показаны потери мощности супермоды в режимах малого сигнала в зависимости от длины волны при различных значениях параметров, описывающих усиление за проход, $C\hat{L}$. Видно, что существует полоса, в которой потери супермоды на зеркалах минимальны, при этом потери зависят от параметра $C\hat{L}$. Чем больше фактор $C\hat{L}$, тем большее возмущение вносит электронно-волновое взаимодействие в структуру супермоды, усиливая одну из парциальных мод, наиболее близкую к резонансу, в рассматриваемом случае моду с индексом $n=3$.

Таким образом, использование резонатора типа Тальбо обеспечивает определенную дополнительную селективность, так как эффект Тальбо реализуется в относительно узкой полосе частот [55, 63]. В то же время существует проблема конкуренции супермод типа Тальбо с несколько отличающимися частотами, которые находятся внутри полосы. Эта задача аналогична задаче конкуренции различных продольных мод в традиционной схеме электронного автогенератора с простейшим рабочим резонатором Фабри-Перо (отрезок волновода с двумя широкополосными зеркалами на входе и выходе) [57, 62]. В последнем случае результат конкуренции известен, а именно, если значение нормированной длины резонатора, $C\hat{L}$, существенно не превышает стартовый порог, то продольный режим с наилучшим усилением слабого сигнала «побеждает». Этот режим возбуждается быстрее всех конкурентов на линейной стадии и, соответственно, переходит на нелинейную стадию раньше всех остальных, а затем подавляет всех остальных конкурентов. Мы рассмотрели возбуждение только этой волны, так как анализируем случай, когда обратная связь (и, следовательно, усиление) максимальны.

Отметим, что структура супермоды определяется электронно-волновым взаимодействием. **Рис. 3.8** иллюстрирует возбуждение супермоды в случае, когда к

резонансу ближе всего парциальная поперечная мода с индексом $n = 5$ (вместо $n = 3$), для обеспечения оптимального взаимодействия поперечные координаты инжектируемых электронных пучков $X_e = 0.3/0.7$, вместо $X_e = 0.22/0.78$. Изменение параметров электронно-волнового взаимодействия приводит к изменению структуры возбуждаемой супермоды: в спектре доминирует парциальная мода с $n = 5$ как на стадии возбуждения, так и в установившемся режиме (**рис. 3.8**). При этом добротность в данном случае ниже, чем в случае $n = 3$, приведённом на **рис. 3.4**. Поэтому работа на более высоких поперечных модах может рассматриваться, как возможный способ обеспечения вывода излучения из резонатора (коэффициент прохождения мощности увеличивается до 10%, **рис. 3.8**).

Анализ параметров МСЭ, основанного на возбуждении супермоды типа Тальбо. Обсудим возможные параметры в субТГц-и ТГц-источников с резонатором типа Тальбо. Хотя формализм, используемый выше, подходит для широкого класса релятивистских электронных мазеров, мы рассматриваем мазер на свободных электронах. Основные параметры системы определяются коэффициентом поперечной сверхразмерности СВЧ-системы (3.2). Согласно уравнению (3.7) длина резонатора должна удовлетворять равенству:

$$L = \lambda \times \hat{D}^2, \quad (3.29)$$

При параметрах ондуляторности, близких к 1, период ондулятора задаётся выражением:

$$\lambda_u \approx \lambda \times 2\gamma^2. \quad (3.30)$$

Число ондуляторных периодов, уместяющихся на длине резонатора

$$N_u = L/\lambda_u \approx \frac{\hat{D}^2}{2\gamma^2}, \quad (3.31)$$

В оптимальном режиме взаимодействия для эффективности электронно-волнового взаимодействия справедлива следующая формула [5]:

$$\eta \approx 1/N_u. \quad (3.32)$$

Рассмотрим фиксированную поперечную сверхразмерность (требования на неё задаются толщиной рабочего электронного пучка). Если период ондулятора также фиксирован, то длина излучаемой волны определяется энергией электрона в соответствии с равенством (3.29). Укорочение длины волны приведёт к увеличению длины резонатора, $L \propto 1/\lambda$ и увеличению продолжительности процесса возбуждения. В то же время эффективность снижается, $\eta \propto \lambda$, что, очевидно, является важным фактором, ограничивающим поперечный размер резонатора.

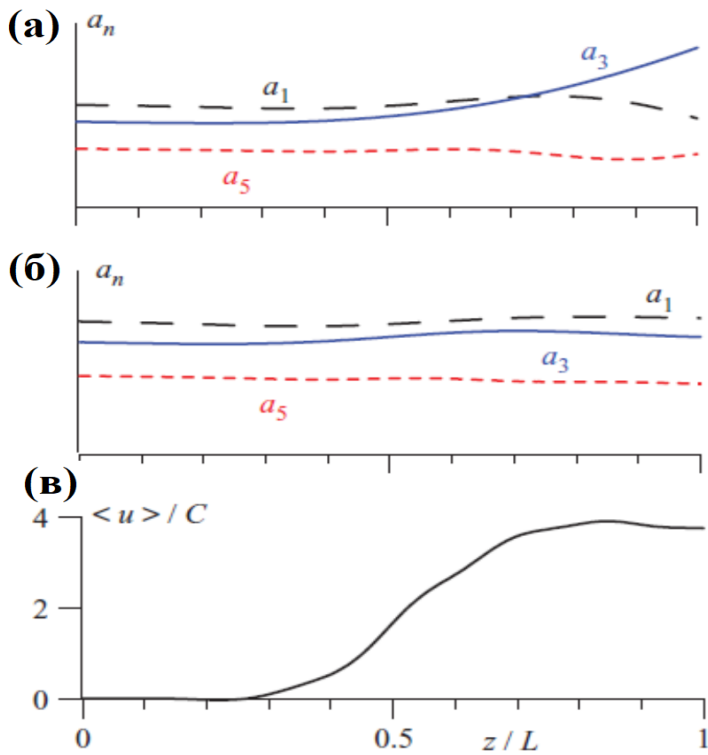


Рисунок 3.5.

динамика амплитуд парциальных мод с индексами $n = 1, 3$ и 5 в приближении усиления слабого сигнала (а) и на нелинейной стадии (б) соответственно), а также эффективность электронно-волнового взаимодействия (в).

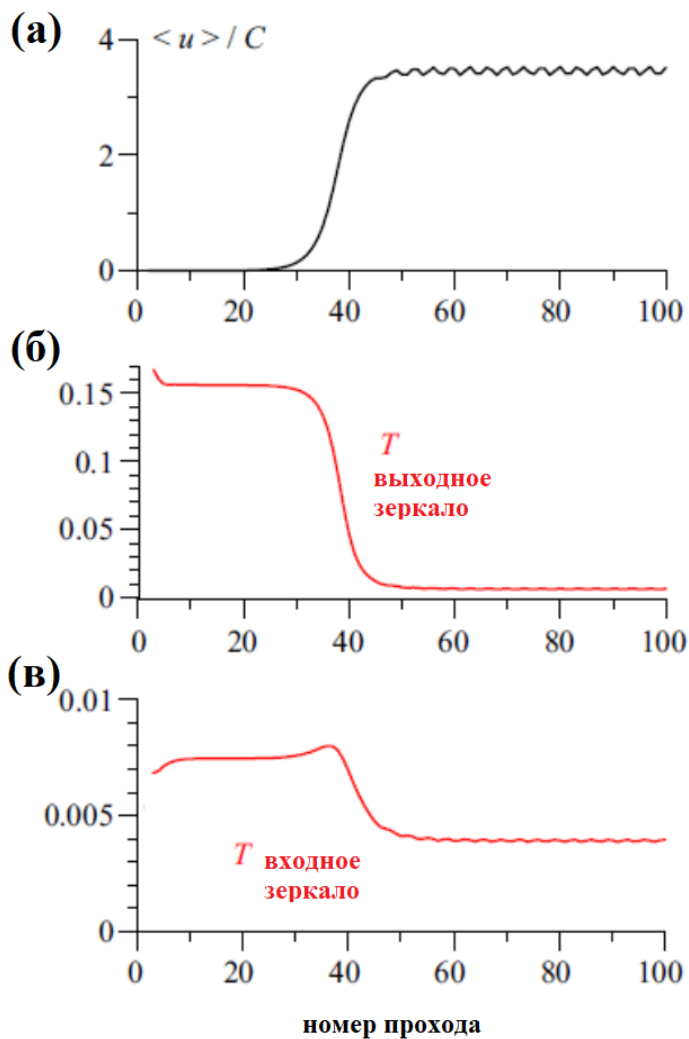


Рисунок 3.6.

Нормированная эффективность электронно-волнового взаимодействия (а), а также коэффициенты передачи мощности волны через выходное (б) и входное (в) зеркала, как функции числа проходов.

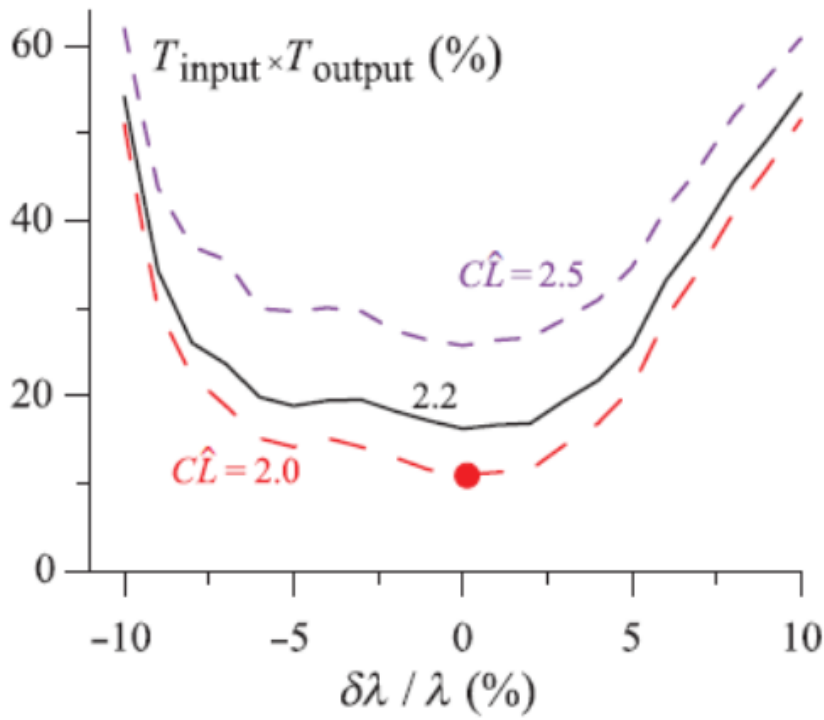


Рисунок 3.7. Полные потери возбуждаемой супермоды в резонаторе, как функция длины волны при различных факторах интенсивности электронно-волнового взаимодействия $C\hat{L}$

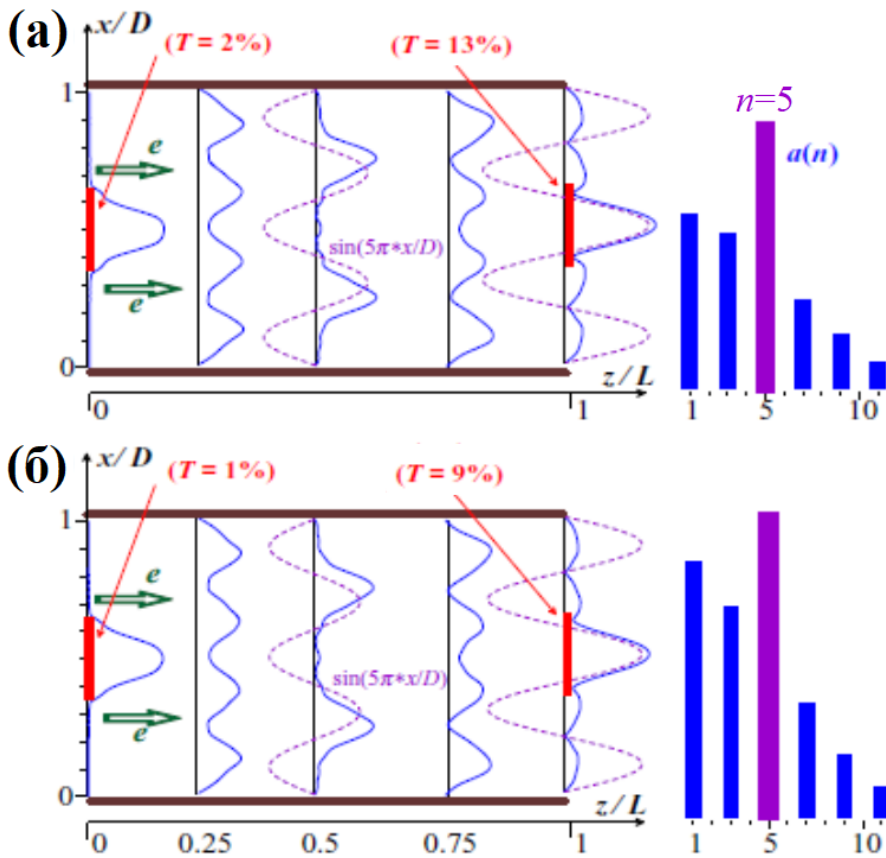


Рисунок 3.8. Поперечные структуры волнового поля в различных сечениях резонатора и спектры возбуждаемых поперечных мод $n=5$.

3.1.3. Моделирование мощного сильноточного МСЭ

В качестве возможного применения предложенного подхода рассматривается возможность реализации генератора ТГц-диапазона частот на базе ускорителя ЛУ, создаваемого в Институте ядерной физики им. Будкера [117,118]. Предполагается обеспечение формирования сильноточного (до 2 кА) электронного пучка с энергией электронов до 20 МэВ и длительностью электронного импульса 200-300 нс. Ожидаемая толщина электронного пучка составляет несколько мм, поэтому диаметр рабочего волновода должен быть не менее $D = 1$ см. В случае рабочей частоты, близкой к 2 ТГц, коэффициент поперечной сверхразмерности, D/λ составляет несколько десятков.

В модели рассматривается возбуждение резонатора в виде отрезка цилиндрического волновода, заканчивающегося двумя зеркалами (рис. 3.9). Мы предполагаем, что используется циркулярно поляризованный ондулятор. Пучок электронов считаем приосевым [77]. Это означает, что частицы движутся по винтовой траектории вдоль оси рабочего волновода. Основной причиной выбора именно такой конфигурации является улучшенная селективность системы: приосевой электронный пучок взаимодействует только с модами $TE_{1,n}$ и $TM_{1,n}$, имеющими азимутальный индекс, равный 1. Эти моды также имеют циркулярную поляризацию, и направление их вращения совпадает с направлением вращения циркулярно поляризованного поля ондулятора. Если входные/выходные зеркала азимутально симметричны, то описание этой системы может быть ограничено рассмотрением только этих поперечных мод.

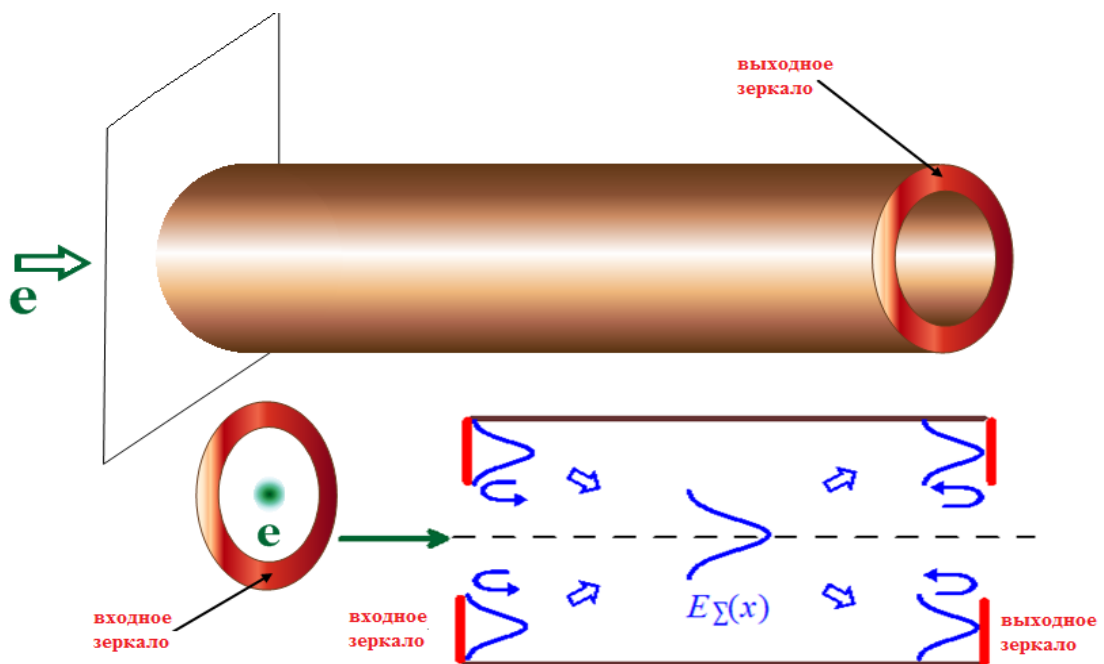


Рисунок 3.9. Схема резонатора для возбуждения супермоды типа Тальбо.

Многомодовые уравнения для резонатора Гальпо-типа с круглым поперечным сечением. При моделировании мы рассматриваем электродинамическую систему, показанную на **рис. 3.9**. Используем многомодовые уравнения для описания электронно-волнового взаимодействия, аналогичные уравнениям (3.20). Единственное отличие состоит в том, что мы должны учитывать структуры поперечных мод цилиндрического волновода, описываемые функциями Бесселя. Это означает, в частности, что параметры Пирса различны для разных режимов, а именно:

$$C_n = (\chi^2 \mu G_n)^{1/3}, \quad (3.33)$$

Здесь $\chi \approx K/2$ ($K = V_u/c\gamma$ параметр ондуляторности), $\mu \approx \gamma^{-3}$, и фактор возбуждения n -ой парциальной моды:

$$G_n = \frac{2I}{I_A} \frac{k_{\perp,n}^2}{N_n h_n k'}, \quad (3.34)$$

Здесь $I_A = mc^3/e$ и N_n норма соответствующей моды (будет определена ниже), $k_{\perp,n}$ – поперечное волновое число, которое в случае цилиндрического волновода $k_{\perp,n} = \mu'_n/R_w$ (здесь μ'_n – корень уравнения $J_1'(\mu'_n) = 0$) для мод $TM_{1,n}$ и $k_{\perp,n} = \mu_n/R_w$ (μ_n корень уравнения $J_1(\mu_n) = 0$) для мод $TE_{1,n}$; $R_w = D/2$ – радиус волновода [136].

Рассмотрим отражение от входных и выходных зеркал, в рассматриваемом приближении электрическое и магнитное поля волнового пакета, распространяющегося вперёд в волноводе с круглым поперечным сечением, в цилиндрических координатах могут быть представлены следующим образом:

$$\vec{E} = \text{Re}\{\vec{E}_\omega(r, z)e^{i(\omega t - i\varphi)}\}, \quad \vec{B} = \text{Re}\{\vec{B}_\omega(r, z)e^{i(\omega t - i\varphi)}\}, \quad (3.35)$$

Комплексные волновые поля могут быть разложены по собственным модам волновода:

$$\vec{E}_\omega(r, z) = \sum_n A_n \vec{E}_n(r) \exp(-ih_n z), \quad \vec{B}_\omega(r, z) = \sum_n A_n \vec{B}_n(r) \exp(-ih_n z), \quad (3.36)$$

где $h_n = \sqrt{k^2 - k_{\perp,n}^2}$ – продольное волновое число. Суммирование $\sum_n \dots$ проводится по TE и TM модам. Для $TE_{1,n}$ мод поперечные структуры полей описываются следующим образом [136]:

$$E_{r,n}(r, \phi) = i \frac{J_1(k_{\perp,n} r)}{r}, \quad E_{\phi,n}(r, \phi) = J_1'(k_{\perp,n} r), \quad (3.37)$$

$$B_{r,n}(r, \phi) = \frac{-h_n}{k} E_{\phi,n}(r, \phi), \quad B_{\phi,n}(r, \phi) = \frac{h_n}{k} E_{r,n}(r, \phi), \quad B_{z,n}(r, \phi) = -i \frac{k_{\perp,n}^2}{k} J_1(k_{\perp,n} r), \quad (3.38)$$

Здесь $J_1' = \frac{\partial}{\partial r} J_1$. Для мод $TM_{1,s}$, поперечные структуры полей описываются следующим образом:

$$E_{r,n}(r, \phi) = J_1'(k_{\perp,n}r), E_{\phi,n}(r, \phi) = -i \frac{J_1(k_{\perp,n}r)}{r}, E_{z,n}(r, \phi) = -i \frac{k_{\perp,n}^2}{h_s} J_1(k_{\perp,n}r), \quad (3.39)$$

$$B_{r,n}(r, \phi) = \frac{-k}{h_n} E_{\phi,n}(r, \phi), \quad B_{\phi,n}(r, \phi) = \frac{k}{h_n} E_{r,n}(r, \phi), \quad (3.40)$$

Обобщим формализм, описанный с помощью соотношений (3.21) – (3.28), на случай отражение волнового поля от зеркала для этого набора мод.

Рассмотрим полное волновое поле, падающее на зеркало:

$$\vec{E}_{\omega, \rightarrow}(r, z) = \sum_n A_{n, \rightarrow} \vec{E}_n(r), \quad (3.41)$$

Отражённое поле описывается следующим образом,

$$\vec{E}_{\omega, \leftarrow}(r, z) = R(r) \times \vec{E}_{\omega, \rightarrow}(r, z) = \sum_n A_{n, \rightarrow} \vec{E}_n(r) \times R(r). \quad (3.42)$$

здесь, $R(r)$ – функция, описывающая зеркало ($R(r) = 0$ вне зеркала, $R(r) = 1$ на зеркале); в то же время отражённое поле может быть представлено в виде суммы полей собственных волноводных мод:

$$\vec{E}_{\omega, \leftarrow}(r, z) = \sum_p A_{p, \leftarrow} \vec{E}_p(r). \quad (3.43)$$

Получим выражение для элементов матрицы отражения от зеркала $R_{p,n}$, описывающих преобразование на зеркале поля падающей моды в поле отражённой. Связь коэффициентов разложения $A_{n, \rightarrow}$ и $A_{p, \leftarrow}$:

$$A_{p, \leftarrow} = \sum_n R_{p,n} A_{n, \rightarrow}, \quad (3.44)$$

См. (3.28), если учесть ортогональность собственных волноводных мод:

$$\int [\vec{E}_n(r) \times \vec{B}_p^*(r)]_z r dr = 0, \quad n \neq p. \quad (3.45)$$

Нетрудно получить следующее выражение для элементов матрицы отражения:

$$R_{p,n} = \frac{\int [\vec{E}_n(r) \times \vec{B}_p^*(r)]_z R(r) r dr}{N_p}, \quad (3.46)$$

Здесь и в (3.34), $N_p = \int [\vec{E}_p(r) \times \vec{B}_p^*(r)]_z r dr = \int \left\{ \left(\frac{J_1(k_{\perp,p}r)}{r} \right)^2 + (J_1'(k_{\perp,p}r))^2 \right\} r dr$ – норма соответствующей моды.

Для трансформации парциальной моды в моду того же типа ($TE_{n, \rightarrow} \rightarrow TE_{p, \leftarrow}$ и $TM_{n, \rightarrow} \rightarrow TM_{p, \leftarrow}$), формула (3.46) сводится к виду:

$$R_{p,n} = \frac{1}{N_p} \int \left\{ \frac{J_1(k_{\perp,n}r) J_1(k_{\perp,p}r)}{r} + J_1'(k_{\perp,n}r) J_1'(k_{\perp,p}r) \right\} R(r) r dr,$$

Для пар мод разного типа выражение для соответствующего матричного элемента:

$$R_{p,n} = \frac{\pm i}{N_p} \int \left\{ \frac{J_1(k_{\perp,n}r)}{r} J_1'(k_{\perp,p}r) + J_1'(k_{\perp,n}r) \frac{J_1(k_{\perp,p}r)}{r} \right\} R(r) r dr$$

Здесь знак “+” соответствует трансформации $TE_{n,\rightarrow} \rightarrow TM_{p,\leftarrow}$, а знак “-” соответствует $TM_{n,\rightarrow} \rightarrow TE_{p,\leftarrow}$.

Моделирование МСЭ с рабочими частотами 300 ГГц и 2 ТГц. Начнём с примера МСЭ, работающего на частоте $f \sim 300$ ГГц. Возбуждение супермоды типа Тальбо происходит в отрезке волноводе с круглым сечением, помещённом в циркулярнополяризованный ондулятор (см **рис. 1.5**, $B_0 = 0$), пучком электронов с энергией 5 МэВ (что соответствует $\gamma=11$), ток пучка 2 кА. В данном случае $\lambda \sim 0.1$ см, диаметр волновода 3.6 см, что соответствует $D = 36\lambda$, тогда длина Тальбо $L = D^2/\lambda \approx 100$ см. Отрезок волновода, длиной 100 см, ограничен симметричными зеркалами (**рис. 3.9**), размер которых соответствует четверти радиуса $R_w/4$.

Чтобы подобрать оптимальные параметры, начнём с «холодной» задачи: исключим из рассмотрения электроны, используем матричные граничные условия (3.46), описывающие отражение многомодового волнового пакета от зеркал для начального сигнала, в котором присутствуют все парциальные моды системы. После нескольких проходов внутри резонатора устанавливается квазистационарная структура наиболее высокочастотной моды. На **рисунке 3.10** приведены результаты численного моделирования для коэффициента отражения (по мощности) от выходного зеркала, как функция частоты $R(f)$ (в холодном приближении коэффициенты отражения от обоих зеркал равны). Функция $R(f)$ имеет несколько пиков. Каждому пику соответствует свой модовый состав, при этом пики с преобладанием ТЕ и ТМ мод чередуются, а при повышении частоты увеличивается индекс моды, которой соответствует максимальная амплитуда. В случае цилиндрического волновода спектр собственных мод не эквидистантен, поэтому в отличие от задачи, рассмотренной в п 3.1.2, супермода формируется «соседними» парциальными модами (**рис. 3.10**). Более подробно формирование супермод будет рассмотрено в следующем разделе.

Включим в рассмотрение электроны. Выберем в качестве рабочего первый ТЕ пик, которому соответствует спектр с преобладающей модой TE_{17} . На **рис. 3.11** приведены результаты численного моделирования для коэффициентов отражения от зеркал и эффективности электронно-волнового взаимодействия, как функции периода ондулятора λ_u (расстройки). При $\lambda_u = 34.6$ мм кривые, соответствующие коэффициентам отражения от зеркал, начинают расходиться, при этом эффективность излучения достаточно высокая. Эффективность излучения составляет почти 15% (**рис. 3.12. а**). На **рисунке 3.12. б** показана

структура поперечного поля супермоды, на зеркалах формируется поле с одной вариацией (**рис. 3.12. б**). Для системы с такими параметрами 18% мощности выводится через выходное зеркало, при этом потери на входном зеркале составляют всего 8%.

Перейдём к проекту МСЭ с рабочей частотой 2 ТГц. В случае параметра ондуляторности $K = 0.5$ и энергии электронов 7 МэВ ($\gamma = 15$). Период ондулятора должен быть примерно 5.5 см. В случае диаметра $D = 1$ см и $\lambda \approx 0.015$ см, длина Тальбо $L \approx D^2/\lambda \approx 65$ см, что соответствует 12 - ти периодам ондулятора. В соответствии с формулой (3.33) эффективность излучения в этом случае должна составить ~8%. Размер зеркал $R_w/5$.

Кривая $R(f)$ на **рис. 3.13. а** иллюстрирует зависимость коэффициента отражения от частоты в «холодном» приближении. Отметим, что высокодобротная супермода существует в довольно узком диапазоне частот. В области 1-го пика супермода формируется парциальными модами ТЕ высокого порядка (**рис. 3.13. б**). В этой области максимальный коэффициент отражения волны по мощности от каждого из зеркал составляет около 95%; следовательно, при каждом проходе волны теряется около 10% ее мощности. В области 3 на **рис. 3.13. а** на несколько более высоких частотах, мы видим супермоду, образованную парциальными модами ТМ высокого порядка (**рис. 3.13. б**). В промежуточной области частот (область 2 на **рис. 3.13. а**) мы видим супермоду, образованную относительно низкими модами ТЕ и ТМ (**рис. 3.13. б**). Поскольку для таких мод эквидистантность спектра сильно нарушена, добротность этой супермоды значительно ниже, а именно, около 50% его мощности теряется на каждом проходе резонатора.

Кривая $I_{st}(f)$ на **рис. 3.13 а** иллюстрирует зависимость стартового тока от частоты. Видно, что самый низкий стартовый ток (~ 1 кА) достигается в области 1, соответствующей ТЕ - пику. Если рабочий ток не превышает 2 кА, только эта мода будет селективно возбуждаться в довольно узкой полосе частот (менее 0,01 ТГц). Это оправдывает использование одночастотного приближения электронно-волнового взаимодействия. При более высоком рабочем токе, вообще говоря, следует решать многочастотную задачу, описывающую конкуренцию различных супермод.

Казалось бы, отсутствие эквидистантности в спектре (и, соответственно, приблизительный характер реализации эффекта Тальбо) является недостатком этой системы. Однако благодаря тому, что спектр собственных мод не эквидистантен, становится возможным формирование супермод, для которых решается проблема обеспечения выхода полезного излучения из рабочего резонатора.

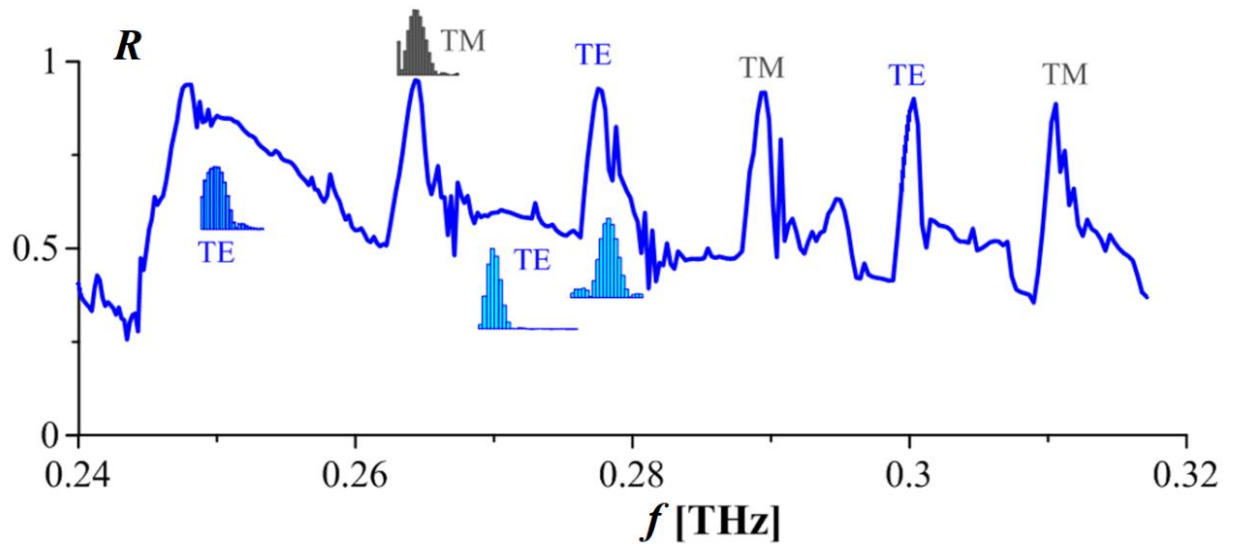


Рисунок 3.10. Коэффициент отражения от входного (выходного) зеркала, как функция частоты в «холодном» приближении.

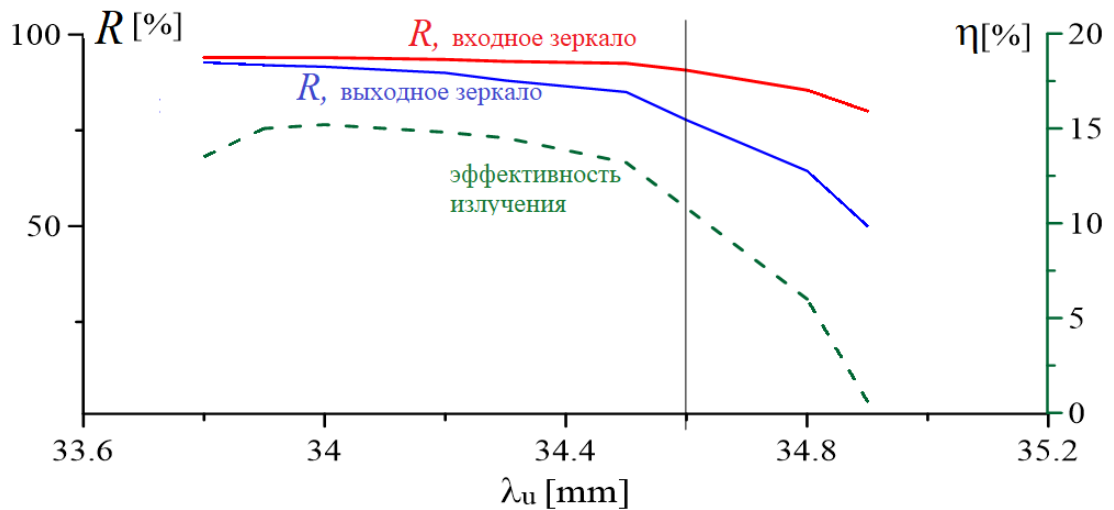


Рисунок 3.11. Оптимизация процесса возбуждения высокодобротной супермоды типа Гальбо.

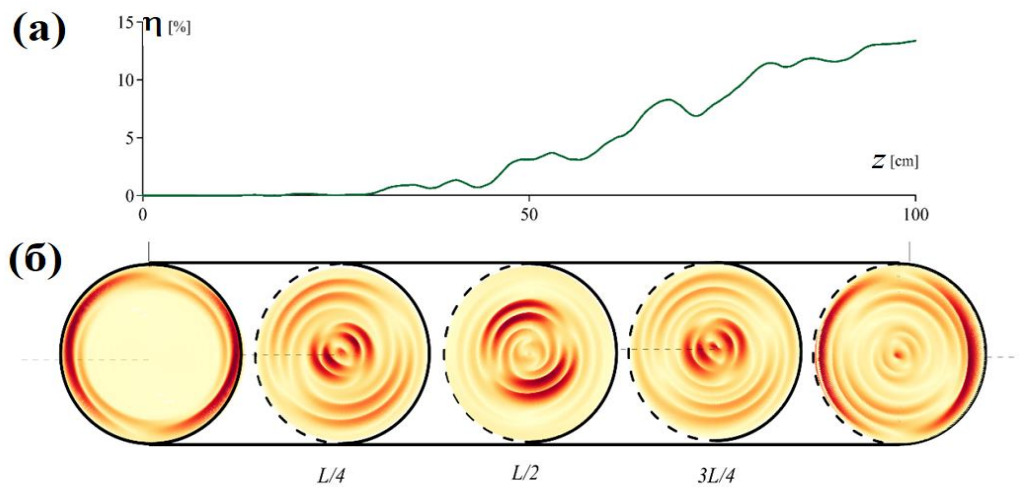


Рисунок 3.12. Эффективность взаимодействия, как функция продольной координаты, (а) и поперечная структура поля в различных сечениях(б), в установившемся режиме

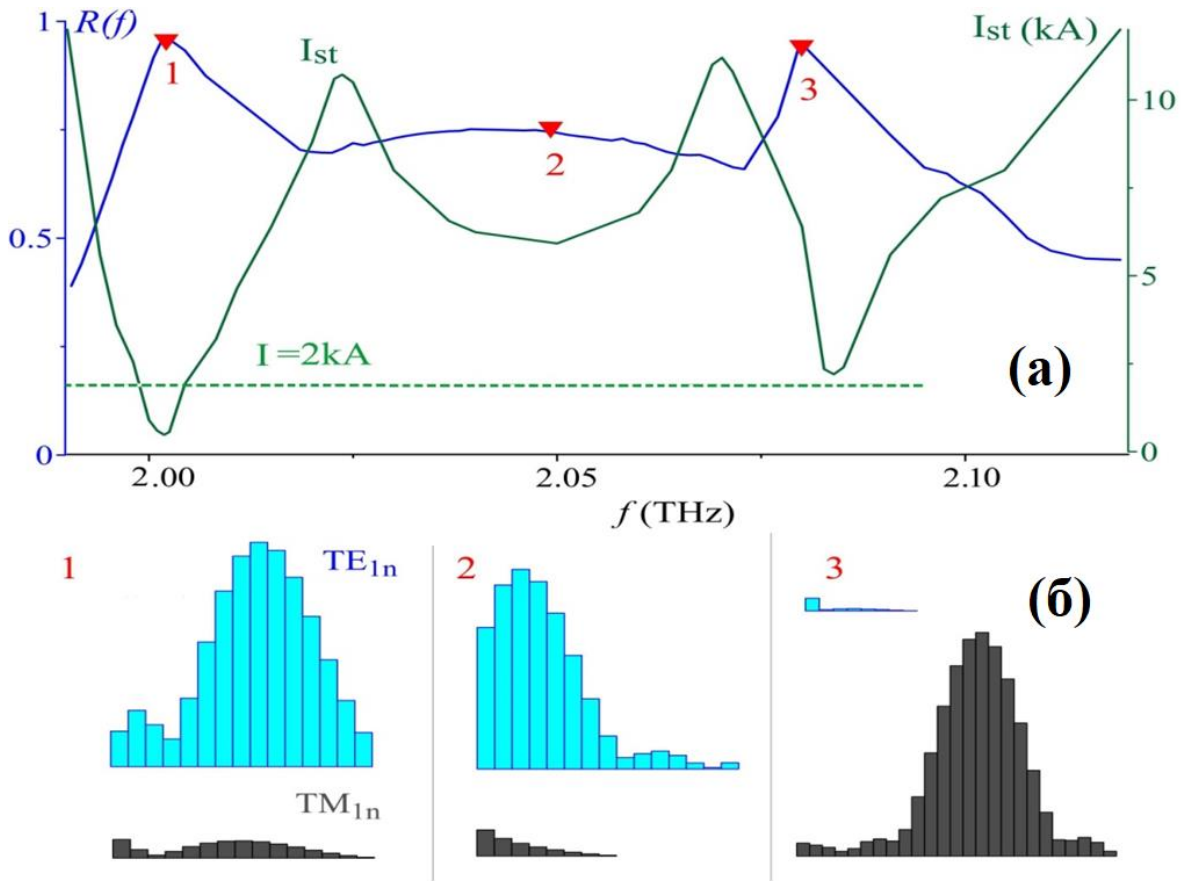


Рисунок 3.13. Коэффициент отражения от входного (выходного) зеркала, как функция частоты (а) и спектр парциальных мод (б), в «холодном» приближении.

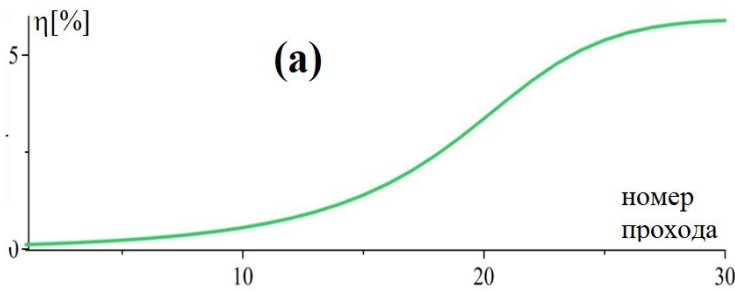
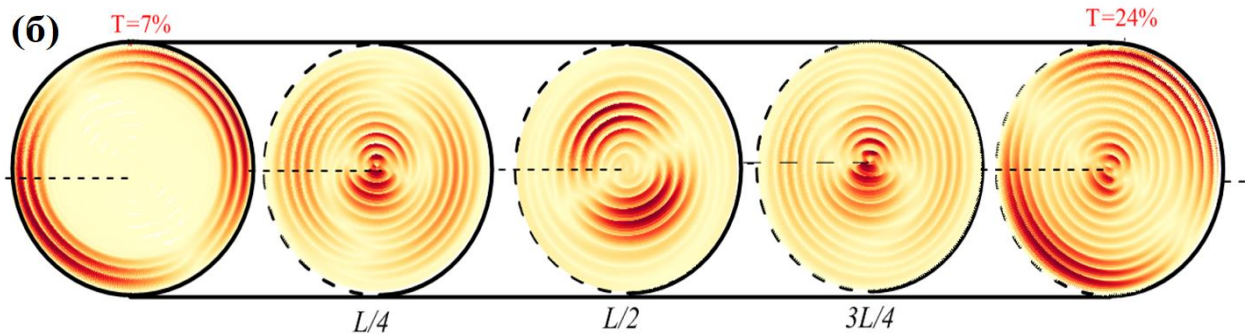


Рисунок 3.14. Эффективность электронно-волнового взаимодействия, как функция числа проходов (а) и поперечная структура поля супермоды (б), в «горячем» приближении.



В случае относительно низких рабочих токов влияние электронно-волнового взаимодействия на продольную структуру возбуждаемой супермоды невелико. В этом случае потери на обоих зеркалах одинаковы. При более высоком токе большая часть мощности выводится через входное зеркало.

В случае тока, близкого к стартовому $I = 2$ кА, эффективность излучения в установившемся режиме составляет примерно 6% (**рис. 3.14. а**). Это значение близко к 8% (оценка, полученная для КПД аналитически), следовательно, этот режим близок к оптимуму электронно-волнового взаимодействия. Такая эффективность соответствует выходной мощности, близкой к 1 ГВт на частоте 2 ТГц. Такая эффективность устанавливается примерно за 30 проходов (**рис. 3.14. а**), что соответствует примерно 100 нс. Предложенный подход позволяет обеспечить возбуждение одной моды в сверхразмерном резонаторе протяженным приосевым электронным пучком. Поперечная структура поля в нескольких сечениях приведена на **рисунке 3.14. б**: поперечное поле возбуждаемой супермоды максимально на зеркалах и мало вне их, в центральном сечении поле максимально вблизи оси (в месте положения электронов). При этом в установившемся режиме коэффициент прохождения через выходное зеркало $T=24$ %, а через входное 7%.

3.2. Спектр супермод типа Тальбо в резонаторах разного типа

В сверхразмерных системах, описанных в предыдущем пункте, могут формироваться несколько разных супермод типа-Тальбо. Действительно, если параметр поперечной сверхразмерности резонатора велик, то в резонаторе существует большое количество парциальных поперечных мод на фиксированной частоте, способных, соответственно, сформировать большое количество нормальных мод (супермод). В данном разделе обсуждается проблема конкуренции таких супермод. Прежде всего показано, что подобно тому, как в волноводе произвольное поперечное распределение волнового поля раскладывается по взаимно ортогональным поперечным модам, в резонаторе Тальбо-типа можно ввести набор взаимно ортогональных супермод, различающихся числом вариаций поля на зеркалах.

Принципиально важно, что за счет приближенного характера эффекта Тальбо эти супермоды имеют разные дифракционные добротности. Чем более высокие парциальные моды принимают участие в формировании данной супермоды, тем с меньшей точностью выполняется для них эффект Тальбо, и тем больше потерь испытывает данная супермода при ее отражениях от зеркал резонатора. Используя этот факт, можно обеспечить условия, при которых в генераторе стартовый ток оказывается превышен только для одной супермоды. Таким образом может быть решена проблема селективности возбуждения заранее выбранной супермоды даже без привлечения электронных методов селекции (которые на самом деле тоже «участвуют» в решении проблемы селективности) [А8].

3.2.1. Супермоды типа Тальбо в плоском двумерном резонаторе

Иерархия супермод. В нулевом приближении высокодобротная супермода — это любой волновой пакет, составленный из собственных мод системы так, чтобы полное поле во входном сечении резонатора было ненулевым только на зеркалах. Если резонатор обладает большой сверхразмерностью, то на определённой частоте в нём может распространяться большое число собственных мод, которые могут сформировать несколько различных супермод. Необходимо знать, сколько именно супермод можно сформировать из собственных мод системы на заданной частоте. При наличии большого числа супермод предлагаемый подход для повышения селективности не подходит. Возникнет конкуренция супермод.

Остановимся на вопросе иерархии супермод. Как и в 3.1.2 начнём с двумерного случая (рис. 3.2. а). Аналогично разложению поля по собственным модам волновода (3.1) поле такого волнового пакета можно представить как сумму по поперечным модам:

$$\vec{E}_z = \vec{y}_0 \operatorname{Re} \sum_n C_n f_n(x) e^{i(\omega t - h_n z)}, \quad (3.47)$$

Эти моды имеют простую структуру

$$f_n(x) = \sin(k_{\perp, n} x / D),$$

которая обеспечивает взаимную ортогональность и равенство нулю на границах $x = 0$ и $x = D$. В случае симметричного поля в его спектре будут содержаться только моды с нечётными индексами (см. **рис. 3.14. а**). Во входном/выходном сечениях поле моды, имеющей высокую добротность в системе, должно обращаться в ноль в области вне зеркал, то есть $x = (D - d)/2$ и $x = (D + d)/2$, где d — размер зеркала. Такое поле можно представить в виде следующей суммы:

$$E_z(x) = \sum_s C_s F_s(x), \quad (3.48)$$

Здесь $F_s(x)$ — синусоиды, имеющие s полупериодов в области зеркала $(D - d)/2 < x < (D + d)/2$ (**рис. 3.14. б**). Фактически, выражение (3.48) представляет собой разложение любого «запертого» в резонаторе Тальбо-типа волнового пакета по ортогональному набору супермод, а функции $F_s(x)$ описывают поперечную структуру супермод в сечениях, отвечающих зеркалам. Далее, рассматривая весь объём резонатора, необходимо рассчитывать структуру супермод в двух измерениях $F_s(x, z)$.

На **рисунке 3.15** приведены первые три супермоды для $D/d = 3$. Вид этих двумерных (продольно-поперечных) структур получен путём разложения поля каждой супермоды по собственным поперечным модам волновода

$$F_s(x, z = 0) = \sum_n C_n f_n(x), \quad (3.49)$$

и последующего восстановления структуры поля в его промежуточных сечениях

$$F_s(x, z) = \operatorname{Re} \sum_n C_n f_n(x) \exp [i\Phi_n(z)], \quad (3.50)$$

Набег фазы для n -й моды Φ_n определялся приближённо по формуле (3.5).

Заметим, что при построении структур супермод, изображенных на **рисунке 3.15**, не учитывались потери этих волн из-за их неполного отражения от входного-выходного зеркал. Наличие потерь приведет к искажению изображенных **рисунке 3.15** структур супермод (см. далее). Для оценки этих потерь следует учесть, что эффект Тальбо носит приближенный характер, так что поперечная волновая структура, отраженная от одного из зеркал резонатора, не точно воспроизводится в сечении второго зеркала.

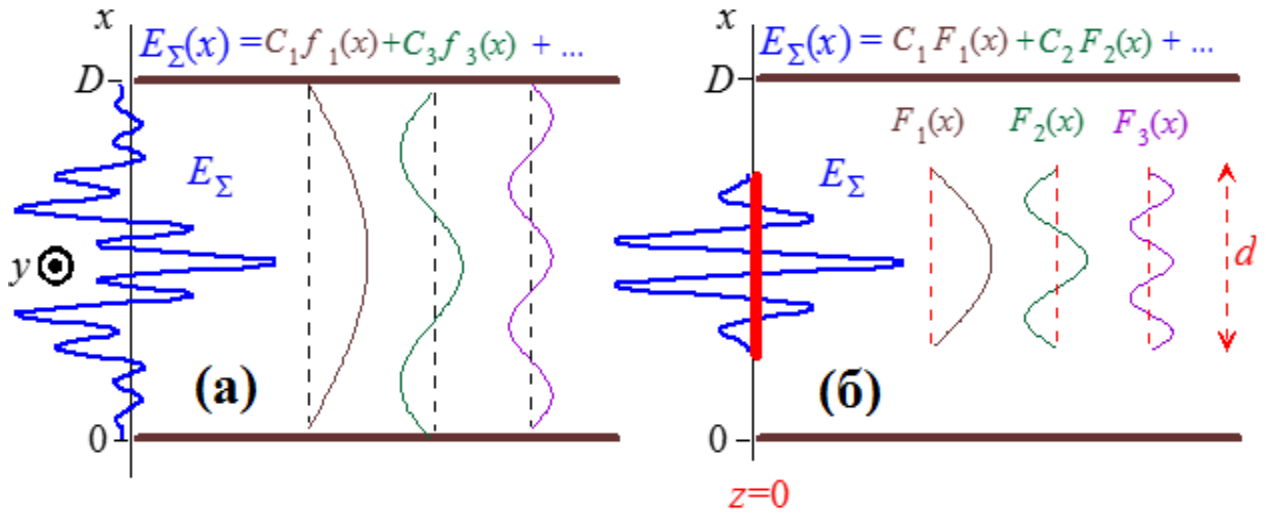


Рисунок 3.14. (а) Разложение поля волны по собственным поперечным модам волновода. (б) Разложение поля на зеркале по синусоидам с разным числом вариаций.

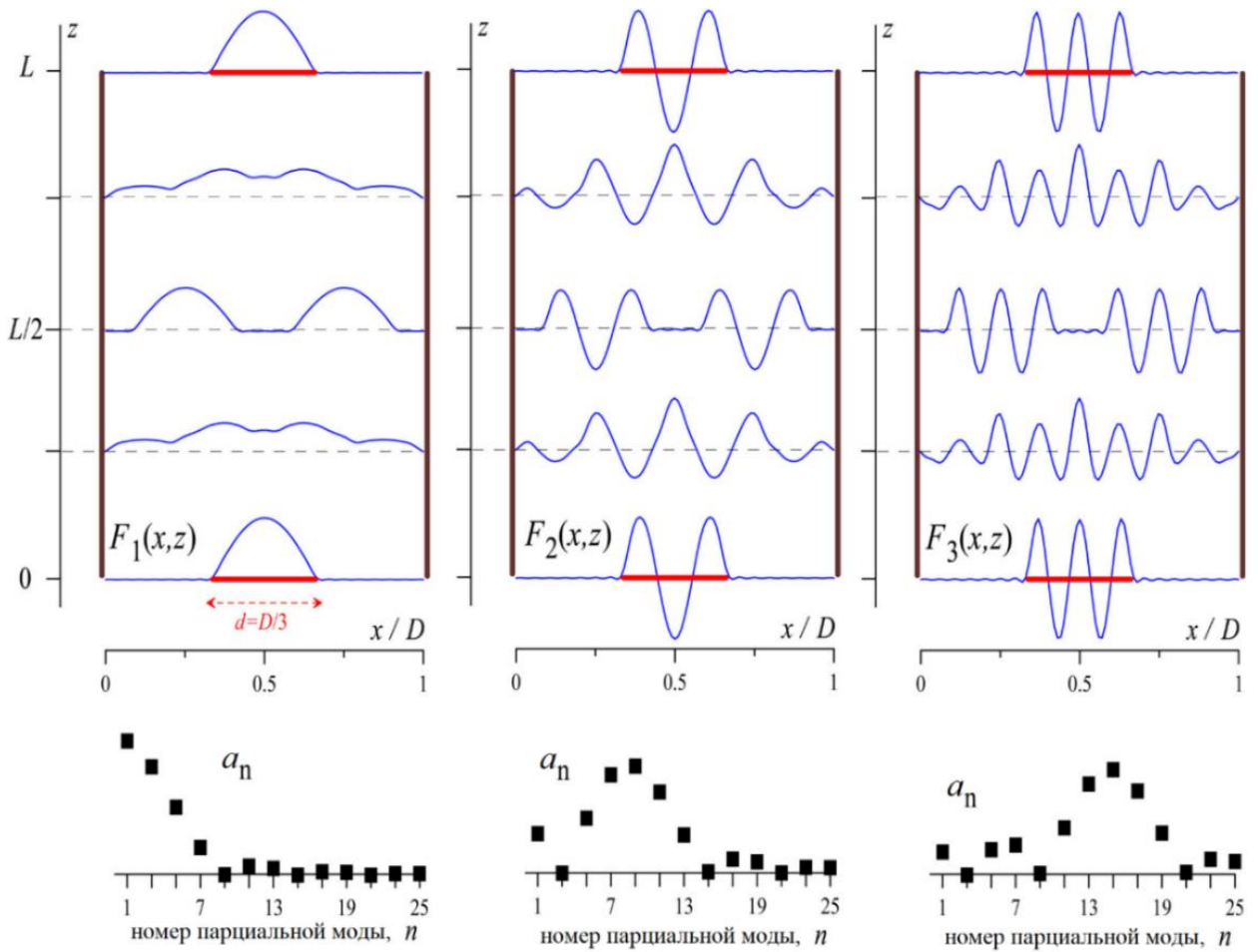


Рисунок 3.15. Структура и спектры первых трёх супермод

Формально это описывается уточнением разложения (3.5). Набег фазы парциальной моды в точке $z = L$ с точностью до третьего слагаемого (второго порядка малости) имеет вид:

$$\Phi_n \approx kL - \frac{\pi n^2}{4} + \frac{\pi n^4}{64} \times \frac{\lambda^2}{D^2}, \quad (3.51)$$

Эффект Гальбо продолжает действовать до тех пор, пока набег фазы, обусловленный поправкой следующего порядка малости, остается достаточно малым, т.е.

$$\frac{\pi n^4}{64} \times \frac{\lambda^2}{D^2} \ll \frac{\pi n^2}{4}, \quad (3.52)$$

Таким образом, число мод, участвующих в формировании супермоды определяется поперечной сверхразмерностью системы, сравните с (3.2):

$$n_{max} \approx 2\sqrt{\hat{D}}, \quad (3.53)$$

С другой стороны, для низшей супермоды с одной вариацией поля на зеркалах $F_1(x, z)$ этот показатель определяется соотношением размера зеркала и поперечного размера волновода, $n_{max} \approx D / d$. Для следующих супермод с тремя и пятью вариациями на зеркалах, $F_2(x, z)$ и $F_3(x, z)$, парциальных мод в их спектре в три и пять раз больше, соответственно (по числу вариаций). Так в случае $D / d = 3$, $n_{max} \approx 3 \times 3 = 9$ мод необходимо для формирования второй супермоды F_2 and $n_{max} \approx 3 \times 5 = 15$ - для формирования третьей F_3 (**рис. 3.15**). Поэтому мы можем утверждать, что если выполнено следующее соотношение,

$$\frac{D}{d} \approx \frac{2}{3} \sqrt{\hat{D}}, \quad (3.54)$$

только низшая супермода обладает высокой добротностью в резонаторе с фиксированной геометрией. Это означает, что при любом факторе поперечной сверхразмерности системы, $\hat{D} \gg 1$, можно подобрать размер зеркал так, что резонатор будет высокодобротным только для низшей супермоды.

Конкуренция супермод в плоском двумерном волноводе. Начнём с простой 2D модели резонатора в виде отрезка плоского волновода (**рис. 3.2 а**), ограниченного двумя зеркалами на входе и выходе. Воспользуемся подходом, описанным для отражения в п. 3.1.2 и учитывающим естественным образом потери волн при их отражениях от зеркал. В качестве примера рассмотрим резонатор с поперечной сверхразмерностью $\hat{D} = 40$. На **рис. 3.16** показаны три супермоды в случае относительно широких зеркал $d = 0.5 D$. В этом случае первая супермода обладает очень высокой добротностью, так как для неё потери мощности на одном проходе (на обоих зеркалах) составляют всего 0,1%. Как и следовало ожидать, поперечная структура поля этой супермоды на зеркале немного отличается от

приближенной синусоидальной волновой структуры, показанной на **рис. 3.15**. Поле второй супермоды ещё больше «возмущено» (по сравнению с **рис. 3.15**) из-за больших потерь его мощности на зеркалах (4% за один проход туда -обратно). Структура поля третьей супермоды еще сложнее, так как для неё потери ещё больше (см. **рис. 3.16**).

Если размер зеркала уменьшится до $d = 0.3 D$, то потери в обоих направлениях увеличатся с 0,1% до 1% для первой супермоды и с 4% до 25% для второй. Однако полевые структуры и спектры парциальных мод этих двух супермод (**рис. 3.17**) все еще остаются довольно похожими на “идеальную” синусоидальную структуру (**рис. 3.15**). В то же время при таком размере зеркала третья супермода исчезает из этой системы, так как её добротность становится слишком низкой. При размере зеркала $d = 0,18 D$ в этой системе остаётся только первая супермода (**рис. 3.18**), потери для неё повышаются до 8%. Заметим, что этот результат хорошо согласуется с формулой (3.39): для сверхразмерности $\hat{D} = 40$ в соответствии с (3.39) одна супермода должна остаться при размере зеркала $d \approx 0,25 D$.

В **таблице. 3.1** приведены результаты для конкуренции различных супермод в резонаторах с различными сверхразмерностями \hat{D} , а именно, потери за один проход для трёх первых супермод в резонаторах с разными размерами зеркал. Полученные результаты хорошо согласуются с уравнением (3.39): чем больше сверхразмерность \hat{D} , тем меньше должен быть размер зеркал d для обеспечения одномодового режима. В случае $\hat{D} = 20$ вторая супермода существует только в том случае, если поперечный размер зеркал достаточно велик, $d = 0.5D$. При $\hat{D} = 30$ вторая супермода исчезает, если использовать зеркала с размерами, меньшими $0.3D$. Наконец, в системе с большой сверхразмерностью $\hat{D} = 60$ вторая супермода существует, несмотря на огромные потери (более 50% по мощности за проход), все еще можно наблюдать в вычислениях, даже когда размер зеркала составляет $0,2D$.

Перейдём к задаче нахождения спектров продольных супермод. Если длина волны близка к значению, соответствующему точному выполнению эффекта Тальбо:

$$\lambda \approx \lambda_T = \frac{D^2}{L}, \quad (3.55)$$

Собственные волновые числа $\omega_s/c = k_s = 2\pi L/\lambda_s$; введём нормированную длину резонатора (продольную сверхразмерность):

$$k_s L = \frac{2\pi}{\lambda_s} = \pi l_s, \quad (3.56)$$

Это означает, что типичная продольная сверхразмерность для таких систем очень высока:

$$l_s \propto 2 \left(\frac{L}{D} \right)^2, \quad (3.57)$$

Естественно, что эти продольные собственные моды существуют только в довольно узкой полосе $\Delta\lambda/\lambda_T$, где фазовый синхронизм Тальбо выполняется приблизительно. На **рис. 3.19** показан частотный спектр и потери, вычисленные для низшей супермоды для резонатора со сверхразмерностью 20. Следует отметить, что наименьшие потери супермоды достигаются на длинах волн, меньших, чем те, которые соответствуют условию Тальбо (3.7). Причина сдвига в область меньших длин волн связана со второй поправкой в набеге фазы (3.51). Таким образом, в реальной ситуации длина волны, при которой достигается наилучший синхронизм Тальбо будет слегка меньше длины волны, удовлетворяющей равенству (3.7).

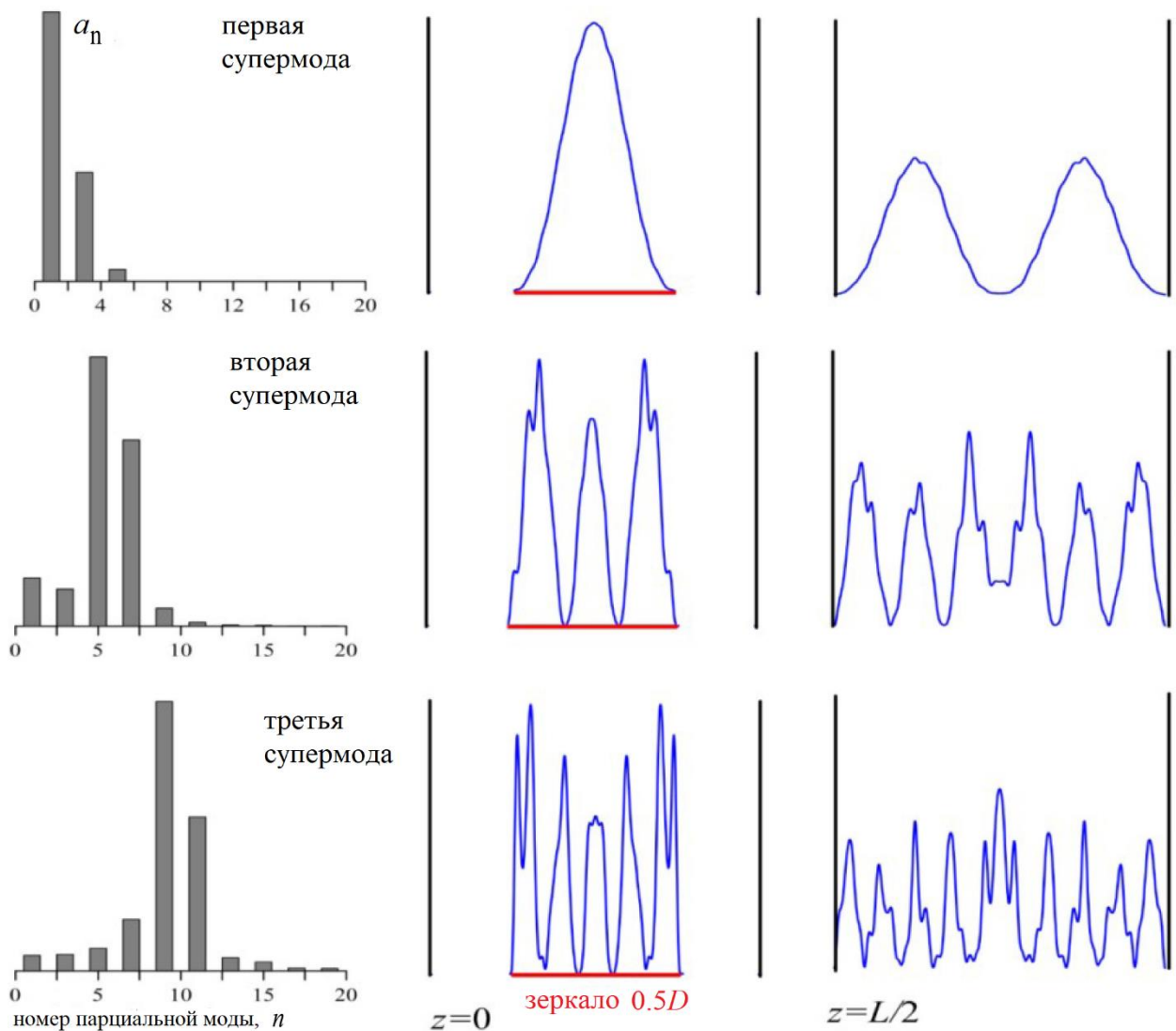


Рисунок 3.16. Спектры трех ортогональных супермод, а также структуры поперечных полей в сечениях $z = 0$ и $z = L/2$ ($d = 0,5 D$)

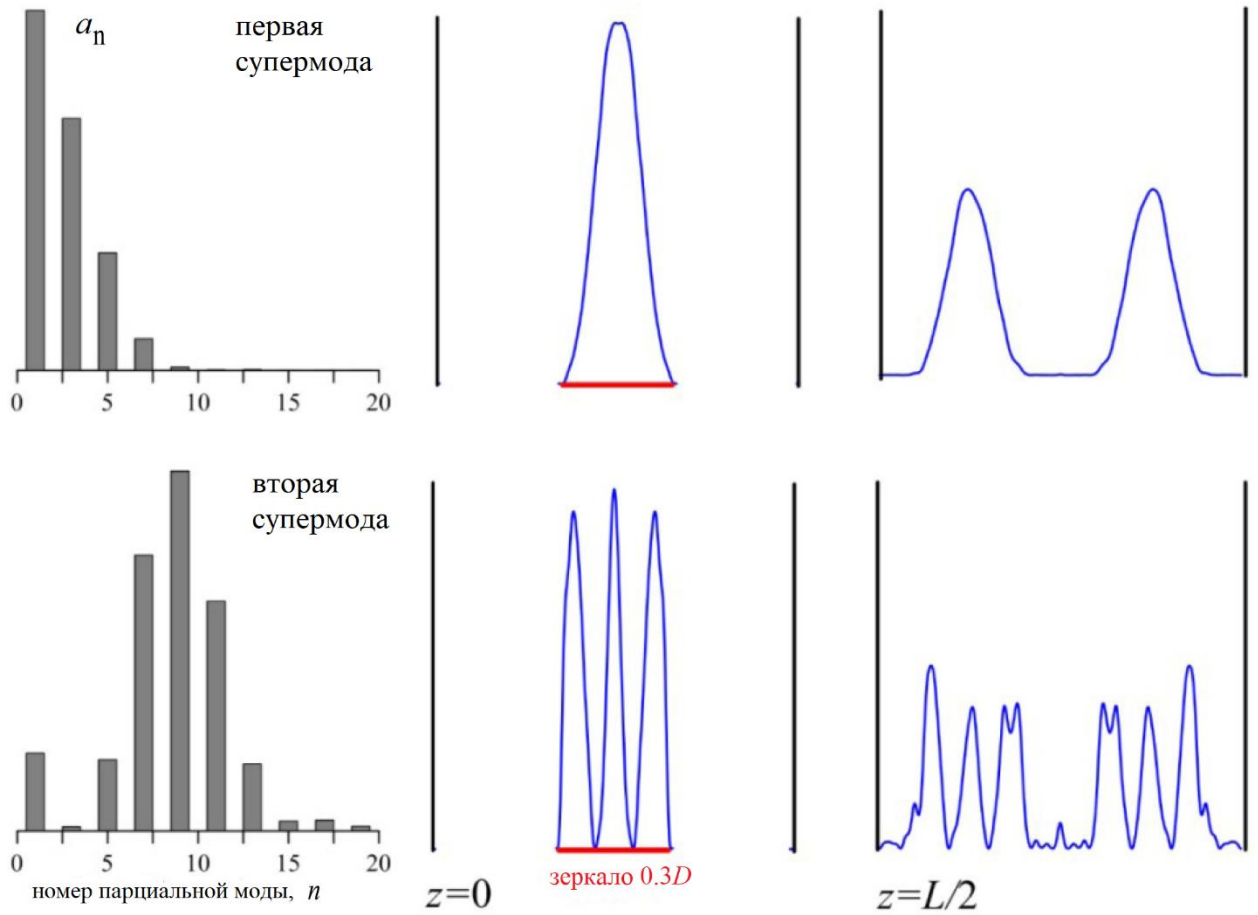


Рисунок 3.17. Спектры первых двух ортогональных супермод, а также структуры поперечных полей в сечениях $z = 0$ и $z = L/2$ ($d = 0,3 D$)

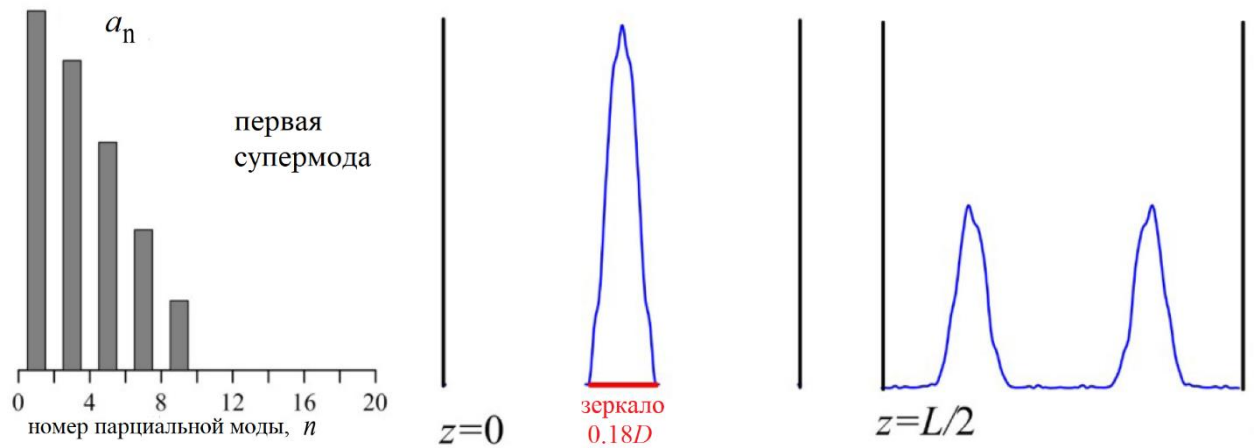


Рисунок 3.18. Спектр единственной супермоды, существующей в системе, при размере зеркала $d = 0,18 D$, а также структуры поперечных полей в сечениях $z = 0$ и $z = L/2$.

Супермода №		1	2	3
\hat{D}	d/D	потери [%]		
20	0.5	0.4	12	-
	0.3	6	-	-
	0.2	25	-	-
40	0.5	0.15	4.5	25
	0.3	1	40	-
	0.2	8	-	-
60	0.5	0.035	1.2	7
	0.3	0.5	15	80
	0.2	3.2	80	-

Таблица 3.1.
Потери мощности за проход, для первых трёх супермод при различных сверхразмерностях и размерах зеркал

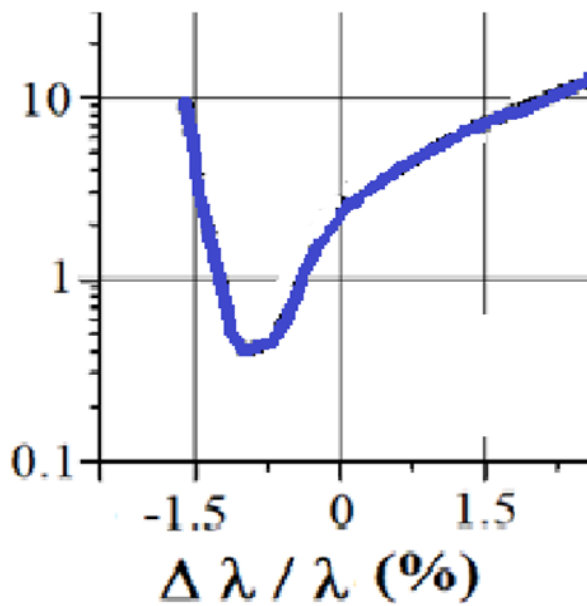


Рисунок 3.19.
Полоса первой супермоды в случае $\hat{D} = 20$ и размер зеркала $d/D=0.3$

3.2.2. Супермоды типа Тальбо в цилиндрическом резонаторе

Очевидно, что в случае трехмерных резонаторов с прямоугольным поперечным сечением волновода спектр поперечных волновых чисел также эквидистантен, и описанный в 3.2.2 подход может быть применен с минимальными изменениями. В случае же цилиндрического резонатора отличия более значительные.

Перейдём теперь к более сложному случаю цилиндрического волновода. Как отмечалось в п. 3.1.2, спектр поперечных мод в этом случае неэквидистантен, поэтому фазовый синхронизм для собственных поперечных мод нарушается.

В качестве примера рассмотрим несимметричные волноводные моды $TE_{1,n}$ и $TM_{1,n}$. Асимптотические формулы для функций Бесселя, описывающих структуру электрического поля:

$$J'_m \sim \frac{1}{\sqrt{x}} \sin\left(x - \frac{\pi m}{2} - \frac{\pi}{4}\right), \quad J_m \sim \frac{1}{\sqrt{x}} \cos\left(x - \frac{\pi m}{2} - \frac{\pi}{4}\right),$$

Отсюда асимптотическое выражение для нулей поля:

$$\mu_n \approx A + \pi \times n, \quad (3.58)$$

здесь, $A = -\pi/4$ для ТЕ мод и $A = \pi/4$ для ТМ мод. Соответственно, поперечные волновые числа этих мод $k_{\perp,n} = \mu_n/R_w$, тогда набег фазы для n -ой моды:

$$\phi_n = h_n L \approx kL - \Lambda \times \frac{\mu_n^2}{\pi}, \quad (3.59)$$

Здесь,

$$\Lambda = \frac{\lambda L}{4R_w^2} = \frac{\lambda L}{D^2}, \quad (3.60)$$

Λ – параметр, характеризующий точность эффекта Тальбо при данной длине волны, «точному» эффекту Тальбо соответствует $\Lambda = 1$, здесь $D = 2R_w$ – диаметр волновода.

Выразим через параметр Λ разницу набегов фаз двух соседних парциальных мод:

$$\phi_n - \phi_{n+1} \approx \Lambda \times \frac{\mu_{n+1}^2 - \mu_n^2}{\pi} = \Lambda \times \frac{1}{\pi} (\mu_{n+1} - \mu_n) \times (\mu_{n+1} + \mu_n)$$

Учитывая (3.58), получаем

$$\frac{\phi_n - \phi_{n+1}}{2\pi} \approx \Lambda \times \frac{(\mu_{n+1} + \mu_n)}{2\pi} = \Lambda \times (n + a), \quad (3.61)$$

Здесь,

$$a = \frac{2A + \pi}{2\pi}$$

для ТЕ мод $a = 1/4$, а для ТМ мод $a = 3/4$.

Для формирования супермоды необходимо, чтобы разность набегов фаз была кратна 2π :

$$\phi_n - \phi_{n+1} = 2\pi N, \quad (3.62)$$

В формировании супермоды участвуют парциальные моды, индексы которых удовлетворяют условию:

$$n_0 - \Delta n \leq n \leq n_0 + \Delta n, \quad (3.63)$$

Предположим, что центральная мода имеет достаточно большой индекс $n_0 \gg 1$, выберем Λ так, чтобы соседние моды сложились в нужной фазе:

$$\Delta\Phi(n_0) = \frac{\phi_{n_0} - \phi_{n_0+1}}{2\pi} \approx \Lambda \times (n_0 + a) = N, \quad (3.64)$$

Затем, для пары «крайних» мод набора, образующего супермоду ($n_0 + \Delta n - 1$ и $n_0 + \Delta n$), получаем:

$$\Delta\Phi(n_0 + \Delta n - 1) \approx \Lambda \times (n_0 + \Delta n - 1 + a) \approx N + \Lambda \times (\Delta n - 1), \quad (3.65)$$

Это значение должно быть приблизительно целым числом. Таким образом, условие Тальбо в цилиндрическом волноводе аналогично условию в 2-D волноводе. Однако очень важно, что в цилиндрическом волноводе это условие имеет приближенный характер. Для мод ТЕ ($a = 1/4$) оптимальный параметр Λ :

$$\Lambda_{\text{ТЕ}} \approx \frac{N}{n_0 + \frac{1}{4}}. \quad (3.66)$$

Для ТМ мод, аналогично получим:

$$\Lambda_{\text{ТМ}} \approx \frac{N}{n_0 + \frac{3}{4}}. \quad (3.67)$$

Очевидно, что параметр Λ не должен сильно отличаться от 1, чтобы условие Тальбо не нарушалось. Поэтому число N должно быть близко к n_0 .

На **рисунке 3.20** приведены спектры супермоды типа Тальбо в зависимости от параметра Λ для цилиндрического волновода с поперечной сверхразмерностью $\hat{D} = 20$, $d/D = 0.25$. «Центральной» парциальной моде ТЕ с радиальным индексом $n_0 = 3$ соответствует значение параметра $\Lambda_{\text{ТЕ}}$, слегка меньшее 0.9 (**рис. 3.20. а**), что хорошо согласуется с формулой (3.66) при $N = n_0$. Следующей высокочастотной моде с преобладанием парциальных мод ТЕ в составе соответствует $n_0 = 7$. Согласно результатам численного моделирования $\Lambda_{\text{ТЕ}}$ слегка превосходит 0.8, при $N = n_0 - 1$ формула (3.51) даёт $\Lambda_{\text{ТЕ}} \approx 0.83$. Аналогично для супермод с преобладанием парциальных ТМ мод в составе для $n_0 = 5$ в соответствии с (3.67) при $N = n_0 - 1$ получаем $\Lambda_{\text{ТМ}} \approx 0.87$, с помощью численного моделирования получено оптимальное значение параметра $\Lambda_{\text{ТМ}}$ в районе 0.85 (см. **рис. 3.20 б**). Так же из результатов численного моделирования видно, что

при $\Lambda > 1$ супермода не формируется. Ещё можно подчеркнуть, что при уменьшении параметра Λ полоса, в пределах которой существует мода с определённым спектральным составом, сужается (**рисунке 3.20**).

Оценим теперь Δn – число парциальных мод, которые участвуют в формировании супермоды. Оно может быть найдено из условия (3.63):

$$|\Lambda \times (\Delta n - 1) - 1 \times (\Delta n - 1)| \ll 1. \quad (3.68)$$

Учитывая (3.66) и (3.67) и для ТЕ-, и для ТМ-мод:

$$\Delta n \ll 4n_0. \quad (3.69)$$

Теория формирования супермод типа Гальбо в цилиндрическом волноводе имеет несколько особенностей. Во-первых, согласно соотношениям (3.66) и (3.67), различные супермоды имеют несколько разную длину волны, соответствующую наиболее точной реализации эффекта Гальбо. Благодаря этому эффекту устраняется вырождение супермод, имеющее место в системах с эквидистантным спектром собственных мод. Во-вторых, супермоды с преобладанием одного из типов парциальных мод ТЕ или ТМ реализуются на несколько разных длинах волн, что хорошо согласуется с результатами численного моделирования, приведёнными на **рис. 3.10**, при этом примесь мод другого типа будет незначительной (**рис. 3.13 б**) [A7].

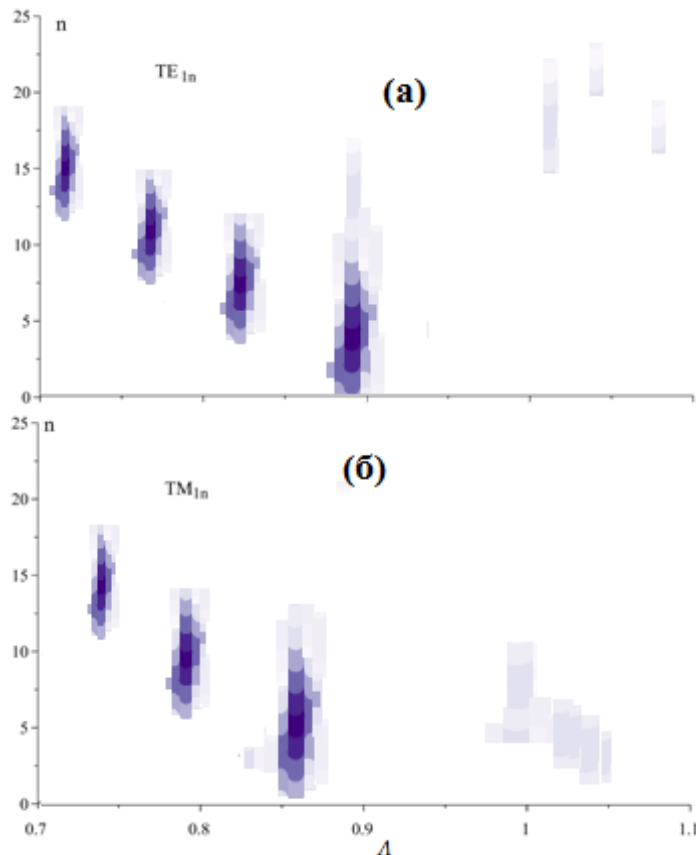


Рисунок 3.20.
Спектр супермоды в зависимости от параметра Λ

Заключение

В заключении формулируем основные результаты работы.

Основные результаты

1. Обнаружен и теоретически исследован эффект компрессии коротких электронных сгустков волновым полем, формирующимся в процесс когерентного спонтанного ондуляторного излучения сгустка в режимах, близких групповому синхронизму электронов с излучаемым ими волновым пакетом.
2. Описан процесс протяженного взаимодействия (генерации и последующего усиления) короткого электронного сгустка с одним циклом квазиуниполярного волнового импульса суб-терагерцового частотного диапазона. Стабилизация размера сгустка полем излучения дает возможность генерации интенсивного импульса (с пиковой амплитудой электрического поля на уровне 100 МВ/м) с высоким (на уровне 20%) КПД отбора энергии электронов волной.
3. В качестве метода повышения эффективности источников, основанных на когерентном спонтанном ондуляторном излучении коротких электронных сгустков, предложено использовать движение частиц в режиме отрицательной массы, обеспечивающем стабилизацию размеров сгустков. В расчетах продемонстрирована возможность достижения высоких (30% и выше) значений КПД электронно-волнового взаимодействия в источниках волновых импульсов суб-терагерцового частотного диапазона.
4. Предложен источник спонтанного когерентного циклотронного излучения коротких электронных сгустков, основанный на эффекте автокомпенсации кулоновского расталкивания в фазовом пространстве. Показано, что в режимах, близких к групповому синхронизму электронов с излучаемым ими волновым пакетом, увеличение длины сгустка из-за кулоновского расталкивания не приводит к увеличению фазового размера сгустка относительно излучаемой волны и, таким образом, не препятствует генерации волнового поля в высокоэффективном (с электронным КПД на уровне 10%) режиме когерентного спонтанного излучения.
5. Предложены и описаны высокоэффективные каскадные многоволновые механизмы ондуляторного и циклотронного излучения коротких электронных сгустков, в которых компрессия или микрогруппировка сгустков в поле генерируемого ими относительно длинноволнового излучения приводит к эффективному когерентному коротковолновому излучению. В частности, описан процесс захвата и адиабатического торможения высокочастотной волной электронного сгустка,

сжатого низкочастотным полем излучения, с электронным КПД на уровне 40%.

6. Предложена схема реализации мощного сильноточного электронного лазера, основанного на селективном возбуждении колебания с заданной пространственно-временной структурой (супермода Тальбо-типа) в относительно простой электродинамической системе с большой сверхразмерностью. Проведенные расчеты продемонстрировали возможность реализации МСЭ-генераторов терагерцового частотного диапазона с выходной мощностью на уровне нескольких ГВт.
7. Предложен метод разложения полей высокочастотных колебаний в резонаторах Тальбо-типа по набору собственных супермод системы. Показана возможность реализации ситуации, когда стартовый ток в электронном генераторе оказывается превышен только для одной (низшей) супермоды, что решает проблему конкуренции разных супермод, возбуждаемых электронным пучком на одной и той же частоте.

Список трудов автора по теме диссертации

[A1] Bandurkin I.V., Oparina Yu.S., Savilov A.V. Super-radiative self-compression of photo-injector electron bunches // Appl. Phys. Lett. 2017. 110(26), 263508.

[A2] Oparina Yu.S., Savilov A.V. Coherent Super-Radiative Undulator Emission of Ultra-Short THz Wave Pulses// Physics of Plasmas. 2021. 28, 093302.

[A3] Oparina Yu.S., Savilov A.V. Spontaneous superradiant subTHz coherent cyclotron emission from a short dense electron bunch //Physical Review Accelerators and Beams. 2019. 22, 030701.

[A4] Bandurkin I.V, Oparina Yu.S., Osharin I.V. and Savilov A.V, Spontaneous super-radiative cascade undulator emission from short dense electron bunches // Physics of Plasmas. 2019. 26, 113105.

[A5] Bratman V. L., Oparina Yu. S., Lurie Yu. Simultaneous High-Frequency Super-Radiance and Low-Frequency Coherent Spontaneous Radiation from Ultrarelativistic Electrons in a Waveguide // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2020. 976, № 164268.

[A6] Oparina Yu.S, Bratman V.L., Lurie Yu.. Efficiency enhancement of THz radiation from an electron bunch in a waveguide due to low-frequency stabilizing its length// Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1697(1), 012058.

[A7] Oparina Yu.S., Peskov N. Yu., and Savilov A.V., Electron rf Oscillator Based on Self-Excitation of a Talbot-Type Supermode in an Oversized Cavity // Physical Review Applied. 2019. 12, 044070.

[A8] Oparina Yu.S., Savilov A.V., Shchegolkov D.Yu., Supermodes of oversized Talbot-type cavities // Journal of Applied Physics. 2020. 128 (11), № 114502.

[A9] Oparina Yu.S., Bratman V.L., Lurie Yu. Efficiency enhancement of THz radiation from an electron bunch in a waveguide due to low-frequency stabilizing its length // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1697(1). 012058.

[A10] Bratman V., Lurie Yu., Oparina Yu., Savilov A. Capabilities of Terahertz Cyclotron and Undulator Radiation from Short Ultrarelativistic Electron Bunches // Instruments 2019. 3. p. 55.

[A11] Glyavin M.Y., Oparina Yu.S., Savilov A.V., Sedov, A.S. Optimal parameters of gyrotrons with weak electron-wave interaction// Physics of Plasmas. 2016. 23 (9), 093108.

[A12] Bandurkin, I.V., Oparina Yu.S. Savilov, A.V., Super-radiative self-compression of photo-injector electron bunches and the use of this effect for realization of a THz source based on spontaneous coherent emission from a short dense electron bunch // EPJ Web of Conferences 2017. 149. 05008.

[A13] Oparina Yu.S., Savilov A.V. Spontaneous coherent cyclotron THz super-radiation from a short dense photo-injector electron bunch // EPJ Web of Conferences 2017. 149. 05019.

[A14] Savilov A. V., Bandurkin I. V., Bratman V. L., Kurakin I.S., Oparina Yu.S., Balal N., and Lurie Yu. Axial and Phase Stabilization of Short Dense Photo-Injector Electron Bunches as a Way for Spontaneous Coherent THz Emission from These Bunches. Workshop booklet of Abstracts, Terahertz science at European XFEL. 01–02 June 2017, European XFEL, Schenefeld, Germany, p. 20.

[A15] Bandurkin I.V., Bratman V.L., Kurakin I.S., Oparina Yu.S., Savilov A.V., Balal N., Lurie Y., THz undulator radiation of dense electron bunches stabilized in the negative mass regime, IVEC 2017 - 18th International Vacuum Electronics Conference 2018-January, pp. 1-2.

[A15] Oparina Yu.S., Savilov A.V. Spontaneous Coherent Cyclotron THz Super Radiation from a Dense Electron Bunch, International Conference on Infrared// Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz 2018-September, Nagoya, Japan. 8510387.

[A16] Bandurkin I.V., Bratman V.L., Kurakin I.S., Oparina Yu.S., Savilov A.V., Balal N., Lurie Y. THz radiation of stabilized dense electron bunches // EPJ Web of Conferences. 2018. 195, 01016.

[A17] Savilov, A.V., Bandurkin, I.V., Glyavin, M.Y., Kalynov, Y.K., Oparina Yu.S., Osharin, I.V., Zavolsky, N.A., Highharmonic gyrotrons with irregular microwave systems // EPJ Web of Conferences. 2018. 195, 01015.

[A18] Oparina Yu.S., Savilov A.V., Pershin D.S., Bandurkin I.V., Selfcompression of dense photo-injector electron bunches // Journal of Physics: Conference Series. 2018. 1135(1).012018.

[A19] Bandurkin I.V., Bratman V.L., Kurakin I.S., Oparina Yu.S., Savilov A.V., Balal N., Lurie Y., Terahertz Undulator Radiation of Stabilized Dense Electron Beams // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2018. 82(12). pp. 1587-1591.

[A20] Oparina Yu.S., Savilov A.V. Spontaneous Cyclotron Radiation of a Dense Electron Bunch // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2018. 201882(12). pp. 1600-1603.

[A21] Oparina Yu.S., Savilov A.V., Improvement of Mode Selectivity of High-Harmonic Gyrotron by Using Operating Cavities with Short Output Reflectors// Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2018. 39(7). pp. 595-613.

[A22] Savilov A. V., Oparina Yu.S., Peskov N.Yu. Terahertz Free Electron Maser based on excitation of a Talbot-type super-mode in an oversized microwave system, 39th Free Electron Laser Conf, Hamburg, Germany, 2019-August.

[A23] Andrey V. Savilov, Yulia S. Oparina, Nikolai Yu. Peskov, Powerful Relativistic Oscillators of THz-band based on Excitation of Talbot-type Supermode in an Oversized Cavity, 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). 8874374.

[A24] Oparina Yu.S., Savilov A.V., Bandurkin I.V., Bratman V.L., Balal N., Lurie Yu., Spontaneous Coherent Radiation of Stabilized Dense Electron Bunches, Hamburg, Germany, 2019-August.

[A25] Oparina Yu. S., Peskov N. Yu., Savilov A. V., Shchegolkov D. Yu. Electron masers based on excitation of Talbot-type supermodes. // Proc. SPIE 11582, Fourth International

Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications, 115820I (17 November 2020).

[A26] Oparina Yu.S., Savilov A.V., Schegolkov D.Yu. Masers with selective excitation of Talbot-type supermode // Journal of Physics: Conference Series. 2020. 1697(1). 012059.

[A27] Bandurkin I. V., Bratman V. L., Oparina Yu. S., Savilov A. V., Lurie Yu. Mechanisms of stabilization and terahertz radiation of short dense electron bunches // Proc. SPIE 11582, Fourth International Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications, 115820 (17 November 2020).

[A28] Опарина Ю. С., Савилов А.В., Песков Н.Ю. Источники мощного терагерцового излучения, основанные на когерентном спонтанном излучении электронных сгустков, формируемых фотоинжекторами // Известия вузов. Радиофизика.2020 63 (5-6), с. 422–429

[A29] Oparina Yu.S., Savilov A.V. Spontaneous Coherent Super-Radiative Emission of Ultra-Short Terahertz Wave Pulse// IVEC 2021 – 22 th International Vacuum Electronics Conference 2021-April.

[A30] Oparina Yu.S., Peskov N. Yu. Savilov A.V. Free-Electron Masers Based on Excitation of Talbot-Type Supermodes// IVEC 2021 – 22 th International Vacuum Electronics Conference 2021-April.

[A31] Oparina Yu.S., Savilov A.V. Spontaneous Coherent Super-Radiative Emission of Ultra-Short Terahertz Wave Pulse // Proceedings of International Union of Radio Science General Assembly & Scientific Symposium, Rome, Italy, 2021.

[A32] Oparina Yu.S., Savilov A.V. Generation of ultrashort pulses in the THz frequency range// Journal of Physics: Conference Series, 2021.

[A33] Krygina D., Oparina Yu.S., Peskov N. Yu., Savilov A.V. Frequency Multiplication In Powerful THz-Band FEL Driven By Intense Relativistic Electron Beam, International Conference on Infrared// Millimeter, and Terahertz Waves 2021.

[A34] Bandurkin I.V., Martianov I., Oparina Yu.S., Savilov A.V. Krygina D., Oparina Yu.S., Peskov N. Yu., Savilov A.V. Frequency Multiplication In Powerful THz-Band FEL Driven By Intense Relativistic Electron Beam, International Conference on Infrared// Millimeter, and Terahertz Waves 2021.

Список цитируемой литературы

- [1] Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. // Изв.вузов – Радиофизика. 1967.10. N.9-10. с.1414.
- [2] Релятивистская высокочастотная электроника. Сборник статей под редакцией Гапонова-Грехова. А. В. Горький: ИПФ АН СССР, 1979.
- [3] Гапонов-Грехов А.В., Петелин М.И. Релятивистская высокочастотная электроника. // Вест. АН СССР. 1979. 4. с.11.
- [4] Генераторы когерентного излучения на свободных электронах. Сборник статей. М.: Мир, 1983.
- [5] Bratman V.L. et al. Common properties of free electron lasers // Optics Communications. 1979. 30(3), с. 409-412.
- [6] Генераторы когерентного излучения на свободных электронах. Сборник статей. М.: Мир, 1983.
- [7] Benford J., Swegle J. High-Power Microwaves. Norwood, MA: Artech House, 1992.
- [8] Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. М: Наука, 1991.
- [9] Thumm, M. State-of-the-Art of High-Power Gyro-Devices and Free Electron Masers (2020) Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 41 (1).
- [10] Российская вакуумная СВЧ электроника. Сборник статей под ред. М.И.Петелина. Н.Новгород: ИПФ РАН, 2002.
- [11] Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. М.: Физматлит, 2003.
- [12] Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые генераторы и их возможные применения // УФН. 2006. 176 (10).
- [13] Pellegrini C. et al. The physics of x-ray free-electron lasers// Reviews of Modern Physics. 2016. 88 (1). 015006.
- [14] Ковалев Н.Ф. и др. Приборы типа "О", основанные на индуцированном черенковском и переходном излучении релятивистских электронов. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С.76.
- [15] Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. Физические процессы в многоволновых черенковских генераторах. // Релятивистская высоко частотная электроника. Вып.5. Горький: ИПФ АН СССР,1990. С.78.

- [16] Chen C. et al. X-band relativistic backward-wave oscillator // IEEE Transactions on Plasma Science. 2002. 30. p.1108.
- [17] Korovin S.D. et al. Generation of Cherenkov superradiance pulses with a peak power exceeding the power of the driving short electron beam // Physical Review E. 2006. 74. p. 016501.
- [18] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Розенталь Р.М., Шпак В.Г., Яландин М.И., Фелпс А.Д.Р., Кросс А.В. Генерация субнаносекундных микроволновых импульсов на основе эффекта черенковского сверхизлучения. // ЖТФ. 2002. Т.72, вып.3. С.53-60.
- [19] Ельчанинов А. А., Коровин С.Д., Пегель И.В., Ростов В.В. Генерирование коротких мощных СВЧ-импульсов в режиме пространственного накопления электромагнитной энергии. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения. 2003. № 4. С.20-25.
- [20] Ростов В.В., Тотменинов Е.М., Яландин М.И. Мощные релятивистские СВЧ-генераторы на основе лампы обратной волны с модулирующим резонансным рефлектором. // ЖТФ. 2008. Т.78, вып.11. С.85-92
- [21] Xiao R. et al. Efficiency enhancement of a high power microwave generator based on a relativistic backward wave oscillator with a resonant reflector, Journal of Applied Physics. 2009. 105. 053306.
- [22] Zhang D. et al. Analysis of the mode composition of an X-band overmoded O-type Cerenkov high-power microwave oscillator // Physics of Plasmas. 2012. 19. 103102.
- [23] Xiao R. et al. Efficiency enhancement of a high power microwave generator based on a relativistic backward wave oscillator with a resonant reflector, Journal of Applied Physics. 2009. 105. 053306.
- [24] Rostov V.V et al, Superradiant Ka-band Cherenkov oscillator with 2-GW peak power, Physics of Plasmas 2016, 23, 093103.
- [25] Malkin, A.M. et al. Development of High-Power Millimeter-Wave Surface-Wave Generators Based on Relativistic Ribbon Electron Beams. Radiophysics and Quantum Electronics, 63 (5-6), pp. 458-468.
- [26] Nusinovich N.S. Introduction to the physics of gyrotrons, Baltimore, MD, Johns Hopkins Univ. Press, 2004, p. 352.
- [27] Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Авторезонансное движение частиц в поле плоской волны // Докл. Акад. Наук. СССР. 1962. 145. с. 1259–1261.

- [28] Давыдовский В.Я. Возможность ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в однородном магнитном поле. Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики 1962. 43. с. 886–888.
- [29] Sprangle P. Stimulated cyclotron resonance scattering and production of powerful submillimeter radiation// Appl. Phys. Lett. 1974. 25. p. 377.
- [30] Петелин М.И. К теории ультрарелятивистских мазеров на циклотронном авторезонансе. // Изв.вузов – Радиофизика, 1974, Т.17, N.6, С. 902.
- [31] Bratman V.L., Moiseev M.A. Conditions for self-excitation of a cyclotron resonance maser with a nonresonant electrodynamic system // Radiophys. Quantum Electron., 1975. 17 (7).
- [32] Братман В.Л, Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С., Петелин М.И., В.К.Юлпатов. Циклотронные и синхротронные мазеры // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.1. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С.157.
- [33] Запезалов В.Е. и др. Гиротроны на второй гармонике циклотронной частоты // Гиротроны, Сборник научных трудов, Институт прикладной физики АН СССР, 1980.
- [34] Bratman V. L., Ginzburg N. S., Nusinovich G. S., M. I. Petelin, and P. S. Strelkov// Int. J. Electron. 1981. 51. 541.
- [35] Vecerra L.R. et al. Dynamic nuclear polarization with a cyclotron resonance maser at 5 T // Phys. Rev. Lett. 1993. 71 (21), p. 3561.
- [36] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. Циклотронное сверхизлучение движущегося электронного сгустка в условиях группового синхронизма. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т.60, вып.7. С.501-506
- [37] Ginzburg, N.S. et al. Experimental observation of cyclotron superradiance under group synchronism conditions // Physical Review Letters. 1997. 78 (12), pp. 2365-2368.
- [38] Chu, K.R. The electron cyclotron maser (2004) Reviews of Modern Physics, 76 (2), pp. 489-540
- [39] Bratman V.L. et al. // Effective Co-Generation of Opposite and Forward Waves in Cyclotron-Resonance Masers. Phys. Rev. Lett. 2000. 85, 3424.
- [40] Denisov G.G. et al. Development in Russia of high-power gyrotrons for fusion // Nuclear Fusion. 2008. 48, p. 054007.
- [41] Denisov G.G. et al. Enhancement of cavity selectivity in relativistic gyrotrons operated at axisymmetric modes // Radiophys. Quantum Electron. 2008. 51 (10), pp. 756–767.
- [42] Bratman V.L. et al. Large-orbit gyrotron operation in the terahertz frequency range // Phys. Rev. Lett. 2009. 102, 245101.

- [43] Hoffmann M.C. et al. Coherent single-cycle pulses with MV/cm field strengths from a relativistic transition radiation light source // *Optics Letters*. 2011. 36(23). pp. 4473-4475.
- [44] Glyavin M.Yu. et al. A 670 GHz gyrotron with record power and efficiency, *Applied Physics Letters* 2012. 101. 153503.
- [45] Ronald He W. et al. Gyro-BWO experiments using a helical interaction waveguide // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2005. 52 (5), pp. 839-844.
- [46] Ginzburg N. S. et al. Electromagnetic noise of a nanosecond magnetized high-current electron beam // *Phys. Rev. Lett.* 2015. 115. 114802.
- [47] Bandurkin I.V. et al. Terahertz Large-Orbit High-Harmonic Gyrotrons at IAP RAS: Recent Experiments and New Designs // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2018. 65. p 2287.
- [48] Bratman V.L. et al. Submillimeter-wave large-orbit gyrotron // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2005. 48 (10-11). pp. 731-736.
- [49] Братман В. Л. и др. «Циклотронные и синхротронные мазеры», материалы всесоюзного семинара «Релятивистская ВЧ электроника». Горький, сентябрь 1978 года.
- [50] Bratman V.L. et al. FEL's with Bragg Reflection Resonators: Cyclotron Autoresonance Masers Versus Ubitrons // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1983. 19 (3), pp. 282-296.
- [51] Sprangle P. et al. Nonlinear Formulation and Efficiency Enhancement of Free-Electron // *Phys.Rev.Lett.* 1979. 43. pp. 1932-1936
- [52] Motz H. Applications of the Radiation from Fast Electron Beams // *Journal of Applied Physics* 1951. 22. p. 527.
- [53] Kroll N. M. et al. Enhanced energy extraction in free-electron lasers by means of adiabatic decrease of resonant energy. // *Phys.Quant.Electron.*, 1980, Vol.7, P.113.
- [54] Kroll N. M. et al. Free-electron lasers with variable parameter wigglers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1981. 17. p. 1436.
- [55] Bratman V.L. et al. Simulations of the build-up of transverse and longitudinal structures of the microwave field in the Fusion FEM // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1998. 407 (1-3), pp. 40-44
- [56] Marshall T. C. *Free Electron Lasers* (Macmillan, New York, 1985), p. 78.
- [57] Antonsen T.M. et al. Mode competition and suppression in free electron laser oscillators // *Physics of Fluids B*. 1989. 1(5), p. 1097-1108.
- [58] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Динамика ЛСЭ генераторов с резонаторами произвольной добротности // *Журнал технической физики*. 1991. т. 61, вып. 6.

- [59] Denisov G.G., Lukovnikov D.A., Shmelyov M.Yu. Microwave Systems Based on the Effect of Image Multiplication in Oversized Waveguides, Digest of 18 Int. Conf. on IR and MM Waves, Colchester, UK , p. 485, 1993.
- [60] Bratman V.L. et al. Nonresonant excitation and nonlinear suppression of parasitic transverse modes in free-electron masers // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1993 14, p. 2119.
- [61] Gover A. et al. Time and Frequency Domain Analysis of Superradiant Coherent Synchrotron Radiation in a Waveguide Free-Electron Laser // Phys. Rev. Lett. 1994. vol. 72, p. 1192.
- [62] Bratman V.L., Savilov A.V. Competition of longitudinal modes and the scenario of single-mode regime build-up for the FOM-Fusion-FEM project // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A. 1995. 358. p. 182.
- [63] Zhukovsky K., Kalitenko A. Phenomenological and numerical analysis of power evolution and bunching in single-pass X-ray FELs // Journal of Synchrotron Radiation. 2019. 26 (1). pp. 159-169.
- [64] Freund, H.P. et al. (1996) Principles of Free-Electron Lasers. (Chapman & Hall, London).
- [65] Bratman V.L. et al. Simulations of the build-up of transverse and longitudinal structures of the microwave field in the Fusion FEM // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1998. 407. p.40.
- [66] Cross A.W. et al. Experimental studies of two-dimensional coaxial Bragg structures for a high-power free-electron maser // Applied Physics Letters. 2002. 80. 1517.
- [67] Doria A. et al. Enhanced Coherent Emission of Terahertz Radiation by Energy-Phase Correlation in a Bunched Electron Beam // Phys. Rev. Lett. 2004. 93, 264801.
- [68] Ginzburg N.S. et al. Tunable terahertz band planar Bragg reflectors// Appl. Phys. Lett. 2009. 95. 043504.
- [69] Knyazev B.A. et al. Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements // Meas. Sci. Technol. 2010. 21 (5), p. 54017.
- [70] Vinokurov N.A. Free electron lasers as a high-power terahertz sources// J. Infrared, Millimeter THz Waves. 2011. 32, 1123.
- [71] Tan P. et al. Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications// Sci. China Inf. Sci. 2012. 55 (1), pp. 1–15.
- [72] Ginzburg N.S. et al. Improving selectivity of free electron maser with 1D Bragg resonator using coupling of propagating and trapped waves //Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams.2015. 8 (4), 040705, pp. 38-42.

- [73] Arzhannikov A.V. et al. Using Two-Dimensional Distributed Feedback for Synchronization of Radiation from Two Parallel-Sheet Electron Beams in a Free-Electron Maser// *Physical Review Letters*. 2016. 117 (11). 11480.
- [74] Ayvazyan V. et al. Generation of GW radiation pulses from a VUV free-electron laser operating in the femtosecond regime// *Physical Review Letters*. 2002. 88 (10). 104802. pp. 1048021-1048024
- [75] Dattoli, G. et al. Nonlinear harmonic generation in high-gain free-electron lasers// *Journal of Applied Physics*. 2005. 97 (11). 113102.
- [76] Zhukovsky K. Generation of coherent soft X-ray radiation in short FEL with harmonic multiplication cascades and two-frequency undulator// *Journal of Applied Physics*. 2017. 122 (23). 233103.
- [77] Ginzburg N.S., Peskov N.Y. Nonlinear theory of a free electron laser with a helical wiggler and an axial guide magnetic field// *Phys. Rev. ST-AB*. 2013. 16. 090701.
- [78] Balal N. et al. Negative-mass mitigation of Coulomb repulsion for terahertz undulator radiation of electron bunches // *Appl. Phys. Lett.* 2015. 107. p. 163505.
- [79] Bandurkin I.V. et al. Cyclotron radiation cooling of a short electron bunch kicked in an undulator with guiding magnetic field// *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2015. 18 (11). 110702.
- [80] Kulipanov G.N. et al. Novosibirsk Free Electron Laser-Facility Description and Recent Experiments // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2015. 5, 798.
- [81] Pellegrini C. et al. The physics of x-ray free-electron lasers // *Rev. Mod. Phys.* 2016. 88. p. 015006.
- [82] Ceccuzzi S. et al. Traditional vs. advanced Bragg reflectors for oversized circular waveguide// *Fusion Engineering and Design*. 2017. 123. p. 477.
- [83] Bandurkin I. V., Kurakin I. S., Savilov A. V. Compression of a photoinjector electron bunch in the negativemass undulator// *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2017. 20. p. 020704.
- [84] Kuzikov S. V. and Savilov A. V. Regime of “multi-stage” trapping in electron masers// *Phys. Plasmas*. 2018. 25. 113114.
- [85] Zhao H. et al. Terahertz Wave Generation From Noble Gas Plasmas Induced by a Wavelength-Tunable Femtosecond Laser// *IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology*. 2018. 8, p. 299.
- [86] Blaga C.I. et al. Strong-field photoionization revisited// *Nat. Phys.* 2009. 5, p. 335.
- [87] Liu M. et al. Terahertz-field-induced insulator-to-metal transition in vanadium dioxide metamaterial// *Nature*. 2012. 487. p. 345.

- [88] Wang T. et al. Ultrabroadband THz time-domain spectroscopy of a free-flowing water film//IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology. 2014. vol. 4, p. 425.
- [89] Mics Z. et al. Thermodynamic picture of ultrafast charge transport in graphene// Nat. Commun. 2015. 6. p.1.
- [90] Kulipanov G.N. et al. Novosibirsk Free Electron Laser-Facility Description and Recent Experiments// IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology. 2015. 5. p. 798.
- [91] Zalden P. et al. Picosecond electric field induced threshold switching in phase-change materials// Phys. Rev. Lett. 2016. 117. p. 67601.
- [92] Zhang W. et al. Ultrafast terahertz magnetometry//Nature Communications. 2020. 11. p. 4247.
- [93] Tanaka K. et al. THz nonlinear spectroscopy of solids// IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology. 2011. 1 p. 301.
- [94] Y. Tan, H. Zhao, R. Zhang, C. Zhang, Y. Zhao, L. Zhang, “Ultrafast optical pulse polarization modulation based on the terahertz-induced Kerr effect in low-density polyethylene”, Optics Express, vol. 28, p. 35330, 2020.
- [95] Kubacka T. et al. Large-amplitude spin dynamics driven by a THz pulse in resonance with an electromagnon// Science. 2014.vol. 343, p. 1333.
- [96] Bonetti S. et al. THz-Driven Ultrafast Spin-Lattice Scattering in Amorphous Metallic Ferromagnets// Phys. Rev. Lett. 2016, vol. 117, p. 87205.
- [97] Fomenkov, I. V., La Fontaine, Bruno, Brown, Daniel, Ahmad, Imtiaz, Baumgart, Peter, et. al. Development of stable extreme-ultraviolet sources for use in lithography exposure systems//J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS, 2012vol. 11, no. 2, p. 021110.
- [98] Fomenkov I. et. al. Light sources for high-volume manufacturing EUV lithography: technology, performance, and power scaling// Adv. Opt. Technol. 2017. 6. no. 3-4. pp. 173-186.
- [99] Abramov I. S. et al. Extreme-ultraviolet light source for lithography based on an expanding jet of dense Xenon plasma supported by microwaves// Phys. Rev. Appl. 2018. 10 no. 3. p. 034065.
- [100] Kalmykov S. G. et al. Xe laser-plasma EUV radiation source with a wavelength near 11 nm – optimization and conversion efficiency//J. Appl. Phys. 2019. 126, p. 103301.
- [101] Wenninger R. et al. Advances in the physics basis for the European DEMO design// Nuclear Fusion. 2015. 55. 063003.
- [102] Garavaglia S. et al. EU DEMO EC system preliminary conceptual design// Fusion Engineering and Design. 2018. 136. 1173.

- [103] Blaga C.I. et al. Strong-field photoionization revisited// *Nat. Phys.* 2009. 5. 335.
- [104] Shalaby M. et al. Concurrent field enhancement and high transmission of THz radiation in nanoslit arrays// *Applied Physics Letters*. 2011. 99. 041110.
- [105] Liu M. et al. Terahertz-field-induced insulator-to-metal transition in vanadium dioxide metamaterial// *Nature*. 2012. 487. 345.
- [106] Mics Z. et al. Thermodynamic picture of ultrafast charge transport in graphene// *Nat. Commun.* 2015. 6. p. 1.
- [107] Zalden P. et al. Picosecond electric field induced threshold switching in phase-change materials// *Phys. Rev. Lett.* 2016. 117. 67601.
- [108] Schneidmiller E.A. et al. Tunable IR/THz source for pump probe experiments at the European XFEL, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. 2013. 8778. 877811.
- [109] Skorobogatiy M. et al. Statistical Models for Averaging of the Pump-Probe Traces: Example of Denoising in Terahertz Time-Domain Spectroscopy// *IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology*. 2018. 8. p. 287.
- [110] Shayduk R. et al. Nanosecond laser pulse heating of a platinum surface studied by pump-probe X-ray diffraction// *Applied Physics Letters*. 2016. 109. 043107.
- [111] Nanni E.A. et al. Terahertz-driven linear electron acceleration// *Nature Communications*. 2015. 6. p. 8486.
- [112] Fakhari M. et al. THz cavities and injectors for compact electron acceleration using laser-driven THz sources// *Physical Review Accelerators and Beams*. 2017. 20. p. 041302.
- [113] Tran T.M. et al. Free-Electron Lasers with Electromagnetic Standing Wave Wigglers// *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1987. 23. 1578.
- [114] Tantawi S. et al. Experimental demonstration of a tunable microwave undulator// *Physical Review Letters*. 2014. 112. 164802.
- [115] Kuzikov S.V. et al. Flying radio frequency undulator// *Applied Physics Letters*. 2014. 105. 033504.
- [116] Yalandin M.I. et al.// *Proceedings of the IEEE*. 2004. 92. pp. 1166-1178.
- [117] Logachev P.V. et al. LIU-2 linear induction accelerator// *Instruments and Experimental Techniques* 56, 672 (2013).
- [118] Akimov A. et al. Triple-pulse modulator for 20-MeV, 2-kA linear induction accelerator power supply// *Digest of Technical Papers-IEEE International Pulsed Power Conference*. 2015 art. no. 7296931.
- [119] Power J. G. Overview of photoinjectors// *AIP Conf. Proc.* 2010. 1299. 20.

- [120] Rosenzweig J. B. et al. Design and applications of an X-band hybrid photoinjector// Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2011. 657. 107.
- [121] Bashmakov, Y.A., Bondarenko, T.V., Komarov, D.A., Polozov, S.M., Rashchikov, V.I., Shchedrin, I.S., Smirnov, A.V., Voronkov, A.V., Tishchenko, A.A., «RF photogun and Cherenkov decelerating system for a high power radiation source in sub-mm region»// Problems of Atomic Science and Technology, pp. 92-95, 2012.
- [122] C. Gulliford, A. Bartnik, I. Bazarov, B. Dunham, and L. Cultrera, “Demonstration of cathode emittance dominated high bunch charge beams in a DC gun-based photoinjector,” Appl. Phys. Lett. 2015. 106, 094101.
- [123] Sheverdin, K., Nause, A. High-power RF Conditioning of a Hybrid e-Gun at Ariel University (2019) Instruments and Experimental Techniques, 62 (6), pp. 809-812.
- [124] Ginzburg, V.L. On radiation of microradiowaves and their absorption in air. Akad. Nauk SSSR 1947, 11, 1651
- [125] Motz, H. Applications of the radiation from fast electron beams. J. Appl. Phys. 1951, 22, 527–535.
- [126] Talbot H.F. Facts relating to optical science No. IV, London, Edinburgh Philosophical Mag. Dec., 1836. J. Sci., vol.9, pp.401-407.
- [127] Rivlin L.A., Shil'dyaev V.S., Polyharmonic waveguide for coherent light// Radiophysics and Quantum Electronics, April 1968, Volume 11, Issue 4, pp 318- 321.
- [128] Kuzikov S.V., Wavebeam multiplication phenomena to RF power distribution systems of high-energy linear accelerators// Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1998. 19. 1523.
- [129] Marks H.S., Gover A. Talbot Effect mm-Wave Resonator for an Electrostatic Accelerator Free Electron Laser// IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2018. 66. 3.
- [130] A.J. MacLachlan, C.W. Robertson, I.V. Konoplev, A.W. Cross, A.D.R. Phelps, K. Ronald, Resonant Excitation of Volume and Surface Fields on Complex Electrodynamic Surfaces, Physical Review Applied. 2019. 11, 034034.
- [131] Tarakanov, V.P.(1992) User's Manual for Code KARAT. (Berkley Research Associates (BRA), Springfield, VA)
- [132] Pinhasi, Y., Lurie, Y., Yahalom, A. Model and simulation of wide-band interaction in free-electron lasers (2001) Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 475 (1-3), pp. 147-152.

- [133] Balal, N., Bratman, V.L., Magory, E. New varieties of helical undulators// Nucl. Inst. and Methods, Sect. A: Accelerators. 2020. 971
- [134] Haus A. Mode-locking of lasers// IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. 2000. 6. 1173.
- [135] Danilov Y.Y.et al. A Coaxial 2D-Periodic perforated directional coupler// Radiophysics and Quantum Electronics. 2012. 54. 731.
- [136] Vainstein L.A., Electromagnetic Waves. Second Edition, Moscow, Radio i Sviaz, 1988.