Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»

*На правах рукописи*

Логинов Павел Владимирович

# РАЗРАБОТКА ИМПУЛЬСНЫХ МИКРООНДУЛЯТОРОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ КОГЕРЕНТНОГО КОРОТКОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1.3.4. — Радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук,
Бандуркин Илья Владимирович

Нижний Новгород — 2026

# ОГЛАВЛЕНИЕ

**ВВЕДЕНИЕ** . . . . . **4**

**ГЛАВА 1. Разработка и экспериментальное исследование импульсных микроондуляторов.** . . . . . **17**

1.1 Планарный импульсный микроондулятор для генерации излучения релятивистскими электронными сгустками с малым поперечным сечением. . . . . 20

1.1.1 Аналитическая модель . . . . . 21

1.1.2 Выбор параметров и организация плавного входа . . . . . 23

1.1.3 Оценка предельных параметров рабочего импульса . . . . . 26

1.1.4 Экспериментальное тестирование . . . . . 30

1.2 Планарный импульсный микроондулятор для систем с сильноточными ленточными электронными пучками, фокусируемыми ведущим магнитным полем . . . 32

1.2.1 Выбор параметров . . . . . 34

1.2.2 Расчёт механической прочности ондулятора . . . . . 35

1.2.3 Обеспечение плавной раскачки ондуляторных колебаний. . . . . 38

1.2.4 Экспериментальное тестирование . . . . . 40

1.3 Спиральный импульсный ондулятор . . . . . 44

1.4 Основные результаты главы 1 . . . . . 47

**ГЛАВА 2. Моделирование субтерагерцового ЛСЭ на основе микроондулятора и сильноточного ленточного релятивистского электронного пучка.** . . . . . **49**

2.1 Моделирование в рамках модели усреднённых уравнений . . . . . 49

2.1.1 Элементарная аналитическая теория. . . . . 49

2.1.2 Оценка параметров для ускорителя «СИНУС» . . . . . 52

2.1.3 Оценка параметров для ускорителя «СИНУКИ». . . . . 54

2.1.4 Моделирование ЛСЭ . . . . . 54

2.2 Прямое трехмерное моделирование . . . . . 60

2.2.1 Моделирование динамики ленточного РЭП . . . . . 60

2.2.2 Подготовка численной модели . . . . . 60

2.2.3 Моделирование ЛСЭ в однопроходном режиме усиления . . . . . 64

2.2.4 Моделирование резонатора на основе модифицированных брэгговских отражателей. . . . . 73

2.2.5 Экспериментальная проверка резонатора на основе модифицированных брэгговских отражателей . . . . . 76

2.2.6 Моделирование временной динамики ЛСЭ . . . . . 80

2.3 Основные результаты главы 2 . . . . . 86

**ГЛАВА 3. Моделирование генераторов излучения ИК и ЭУФ диапазонов при пролёте интенсивных электронных сгустков через микроондулятор . . . . . 87**

3.1 Излучение ИК диапазона пикосекундными релятивистскими электронными сгустками, формируемыми фотоинжекторным ускорителем . . . . . 87

3.1.1 Квазиоптическая модель сверхизлучения . . . . . 87

3.1.2 Результаты моделирования . . . . . 89

3.2 Излучение ИК диапазона умеренно релятивистскими электронными пучками, формируемыми линейными индукционными ускорителями . . . . . 92

3.2.1 Постановка задачи и выбор параметров . . . . . 92

3.2.2 Моделирование в модели усреднённых уравнений . . . . . 93

3.2.3 Моделирование в коде Genesis 1.3 . . . . . 96

3.3 Излучение ЭУФ диапазона электронными сгустками, получаемыми в плазменном ускорителе с кильватерным полем . . . . . 98

3.3.1 Аналитические оценки . . . . . 98

3.3.2 Моделирование в коде Genesis 1.3 . . . . . 99

3.3.3 Моделирование в квазиоптической модели . . . . . 101

3.4 Основные результаты главы 3 . . . . . 103

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ . . . . . 105**

**СПИСОК ЧАСТО ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ . . . . . 107**

**СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ . . . . . 108**

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ . . . . . 109**

**СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ . . . . . 117**

# ВВЕДЕНИЕ

## Актуальность темы

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) [1—3] являются одним из ключевых типов источников когерентного электромагнитного излучения, перекрывающим диапазон частот от сверхвысокочастотного до жёсткого рентгеновского. В основе их работы лежит индуцированное излучение релятивистских электронов, совершающих колебания в периодическом поперечном магнитном поле ондулятора. Спонтанное излучение быстрых электронов в периодическом магнитном поле было рассмотрено и впервые исследовано экспериментально Моцем в начале 1950-х годов [4; 5], а индуцированное взаимодействие электронного пучка с попутной электромагнитной волной в периодическом магнитном поле было положено в основу убитрона, мощного генератора СВЧ-диапазона [6]. Теория индуцированного тормозного излучения электронов в периодическом магнитном поле, предложенная Мейди [7], стимулировала эксперименты в оптическом диапазоне: в 1976 г. было зарегистрировано усиление излучения на длине волны 10,6 мкм [8], а в 1977 г. получена генерация на длине волны 3,4 мкм при энергии электронов 43 МэВ [9]. Нелинейная теория ЛСЭ, рассматривающая их работу как вынужденное рассеяние волн на релятивистских электронных пучках, развита в работе [1]. Длина волны излучения ЛСЭ определяется условием синхронизма $\lambda \approx \lambda_u(1 + K^2)/(2\gamma^2)$, где $\lambda_u$ — период ондуляторного поля, $K$ — ондуляторный параметр, $\gamma$ — релятивистский масс-фактор электронов. Эта зависимость обеспечивает возможность перестройки частоты генерации в широких пределах за счёт изменения энергии частиц, а также периода и амплитуды ондуляторного поля.

В длинноволновых диапазонах ЛСЭ, как правило, работают в режиме генератора, в котором обратная связь обеспечивается открытым или волноводным резонатором. В коротковолновой части УФ спектра и в рентгеновском диапазоне, где создание резонаторов с малыми потерями затруднено, основным является однопроходный режим самоусиления спонтанного излучения (self-amplified spontaneous emission, SASE), теория которого была развита в работах [10; 11]. Пространственный инкремент усиления в этом режиме определяется параметром Пирса, который возрастает с ростом тока пучка и ондуляторного параметра и убывает с ростом энергии частиц [2]. По этой причине длина ондуляторов рентгеновских ЛСЭ, работающих на пучках с энергией в единицы и десятки ГэВ, составляет десятки метров и более.

Практическое освоение коротковолнового диапазона началось с установки FLASH, на которой была получена генерация от экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона до так называемого окна прозрачности воды [12]. В 2010 г. на установке LCLS впервые получена генерация в ангстремном диапазоне длин волн [13]. Для этого использовался участок линейного ускорителя SLAC с энергией электронов до 13,6 ГэВ и ондулятор с пе-

риодом 3 см, состоящий из 33 секций общей длиной около 132 м. Впоследствии были введены в строй рентгеновские ЛСЭ SACLA [14; 15], PAL-XFEL [16; 17], European XFEL [18] и SwissFEL [19]. Существенно, что уменьшение габаритов и стоимости подобных установок во многом достигается за счёт уменьшения периода ондулятора. Так, в установке SACLA применение вакуумных ондуляторов с периодом 18 мм вместе с ускоряющими структурами С-диапазона позволило ограничиться энергией электронов 8 ГэВ при полной длине установки около 700 м [14; 15]. В установке SwissFEL излучение с длиной волны 1 Å генерируется пучком с энергией 5,8 ГэВ в вакуумных ондуляторах с периодом 15 мм [19; 20], тогда как в European XFEL, где используется сверхпроводящий линейный ускоритель на энергию 17,5 ГэВ, период ондуляторов жёсткого рентгеновского диапазона составляет 40 мм [18]. Вместе с тем даже в наиболее компактных из этих установок длина ускорителя измеряется сотнями метров, а период ондулятора остаётся сантиметровым.

Мощные источники коротковолнового когерентного излучения востребованы, кроме прочего, в промышленных технологиях. В ЭУФ-литографии, работающей на длине волны 13,5 нм, согласованной с полосой отражения многослойных Mo/Si-зеркал, используются источники на основе лазерной плазмы олова. К 2017 г. их мощность на производственных площадках составляла около 125 Вт [21], в настоящее время в массовом производстве применяются источники мощностью 250 Вт, однако для подавления стохастических дефектов при переходе к технологическим нормам 3 нм и менее, по имеющимся оценкам, потребуется мощность более 1 кВт [22]. Поэтому рассматривается возможность создания источников ЭУФ-излучения на основе ЛСЭ [21—23]. В частности, разработан проект ЛСЭ на базе ускорителя-рекуператора с энергией электронов 800 МэВ, в котором расчётная мощность излучения превышает 10 кВт [22]. Подобные проекты, однако, также предполагают использование крупных ускорительных комплексов.

В последние годы существенный прогресс достигнут в развитии компактных ускорителей нового поколения. Лазерно-плазменные ускорители с кильватерным полем обеспечивают ускоряющие градиенты, более чем на три порядка превышающие достижимые в высокочастотных ускорителях [24; 25]. Уже в 2006 г. при каналировании лазерного импульса с пиковой мощностью 40 ТВт в газонаполненном капилляре длиной 3,3 см были получены электронные пучки с энергией 1 ГэВ [26], а позднее с использованием петаваттного лазера энергия квазимоноэнергетических сгустков была доведена до 7,8 ГэВ [27]. Препятствием для применения таких пучков в ЛСЭ долгое время оставалось их сравнительно низкое качество, характеризующееся значительными энергетическим разбросом и угловой расходимостью. Тем не менее в 2021 г. было продемонстрировано экспоненциальное усиление ондуляторного излучения на длине волны 27 нм при использовании сгустков лазерно-плазменного ускорителя с энергией частиц около 500 МэВ и зарядом 30 пКл [25]. Затем была получена генерация в ИК диапазоне на пучке плазменного ускорителя длиной 3 см с возбуждением кильватерного поля электронным сгустком [28] и реализован ЛСЭ на лазерно-плазменном ускорителе с внешним затравочным сигналом [29]. Состояние и перспективы этого направления обсуждаются в обзорах [30; 31]. Следует отметить, что в эксперименте [25] ондулятор

с периодом 2,5 см имел длину 4,5 м, многократно превышающую масштаб ускоряющей плазменной структуры. Для пучков с энергией в сотни МэВ сокращение длины волны излучения при сохранении компактности схемы естественно связывать с уменьшением периода ондулятора.

Широко используются ЛСЭ и в более длинноволновых, инфракрасном (ИК) и терагерцовом (ТГц), диапазонах, где они служат источниками излучения для центров коллективного пользования. К таким установкам относятся, например, ЛСЭ FELIX [32], ЛСЭ Лаборатории им. Джефферсона, на котором с использованием сверхпроводящего ускорителя с рекуперацией энергии получена непрерывная генерация мощностью 1,72 кВт на длине волны 3,1 мкм [33], и Новосибирский ЛСЭ на основе многооборотного ускорителя-рекуператора, лазеры которого перекрывают, в частности, диапазоны 80–240 мкм и 40–80 мкм при средней мощности до 0,5 кВт и пиковой мощности около 1 МВт [3; 34]. Интерес к мощным источникам ТГц и ИК излучения обусловлен широким кругом их приложений в спектроскопии, материаловедении, биомедицине и диагностике [35]. Перечисленные установки обладают уникальными характеристиками, но представляют собой крупные ускорительные комплексы с энергией электронов в десятки МэВ.

Более компактной альтернативой являются фотоинжекторные ускорители, способные формировать пикосекундные сгустки с энергией 3–5 МэВ, зарядом до 1 нКл и малым эмиттансом [36; 37]. Разработанные изначально как источники электронов для рентгеновских ЛСЭ, они в последние годы рассматриваются и как самостоятельные драйверы ЛСЭ ТГц диапазона. На фотоинжекторном стенде PITZ с использованием ондулятора установки LCLS получена однопроходная генерация на длине волны 100 мкм с энергией импульса более 100 мкДж при энергии электронов около 17 МэВ и заряде сгустка около 2,4 нКл [38]. В работе [39] на пучке с энергией 5,5 МэВ и зарядом 200 пКл в спиральном ондуляторе длиной 0,96 м с сильным профилированием поля и волноводом, согласующим скорости волны и частиц, достигнута эффективность преобразования энергии пучка в излучение на частоте 0,16 ТГц около 10%; возможность продвижения таких схем в область более высоких частот исследована в работе [40]. Источники когерентного спонтанного ТГц-излучения на основе сгустков фотоинжектора с энергией 5,5 МэВ предложены в работах [41; 42], а теория ондуляторного сверхизлучения коротких электронных сгустков развита в работах [43; 44]. Частота излучения таких источников ограничена сравнительно малой энергией частиц на выходе фотоинжектора. Так, при энергии электронов 5 МэВ и $K = 1$ ондулятор с периодом 3 см обеспечивает длину волны излучения около 260 мкм (частоту около 1,2 ТГц), тогда как уменьшение периода до 3 мм переводит генерацию в дальний ИК диапазон с частотой более 10 ТГц.

В миллиметровом и сантиметровом диапазонах ЛСЭ, называемые в этом случае также мазерами на свободных электронах (МСЭ), традиционно строятся на сильноточных пучках линейных индукционных ускорителей (ЛИУ) и ускорителей прямого действия с энергией частиц от сотен кэВ до единиц МэВ. На установке ELF в усилителе на частоте 34,6 ГГц с профилированным ондулятором была получена выходная мощность 1 ГВт при КПД 34% [45],

а позднее излучение МСЭ на частоте 140 ГГц использовалось в экспериментах по нагреву плазмы в токамаке МТХ [46]. МСЭ миллиметрового диапазона для задач управляемого термоядерного синтеза разрабатывались также в рамках проекта FOM [47]. Широкий цикл исследований МСЭ, в том числе с брэгговскими резонаторами, выполнен в совместных работах ИПФ РАН, ОИЯИ и ИЯФ СО РАН [48]. В частности, на ускорителе ЛИУ-3000 (0,8 МэВ, 200 А) реализованы широкополосный усилитель диапазона 30 ГГц с выходной мощностью около 20 МВт [49] и МСЭ-усилитель в режиме нерезонансного захвата с мощностью до 25–28 МВт в диапазоне 30–36 ГГц [50]. Сильноточные ЛИУ формируют пучки с током более 1 кА при энергии частиц до 10 МэВ и длительности импульса от 100–200 нс до 1,5 мкс [51—55], и на их основе разрабатываются мощные длинноимпульсные ЛСЭ субмиллиметрового и ТГц диапазонов [56; 57]. Для пучка ЛИУ с энергией 10 МэВ уменьшение периода ондулятора до нескольких миллиметров позволило бы перейти в средний ИК диапазон, включающий длину волны $CO_2$-лазера около 10 мкм.

Ещё более компактными являются сильноточные взрывоэмиссионные ускорители прямого действия [58—61], формирующие релятивистские электронные пучки (РЭП) с током в килоамперы при субмегавольтной энергии частиц. На ленточном РЭП ускорителя «СИНУКИ» (650 кэВ, 1 кА) в ИПФ РАН реализованы релятивистские генераторы поверхностной волны планарной геометрии с выходной мощностью 25 МВт на частоте 75 ГГц [62] и 30 МВт на частоте 160 ГГц [63; 64]. Однако при столь малой энергии частиц применение ЛСЭ с ондуляторами сантиметрового периода для продвижения в субтерагерцовый диапазон невозможно. Действительно, при энергии электронов 500 кэВ и периоде ондулятора 3 см частота излучения в попутную волну даже в пределе малого ондуляторного параметра составляет около 60 ГГц, а для получения частоты порядка 300 ГГц период должен быть уменьшен до нескольких миллиметров.

Таким образом, для всех рассмотренных классов компактных ускорителей (плазменных, фотоинжекторных, индукционных и взрывоэмиссионных) уменьшение периода ондулятора позволяет существенно повысить частоту излучения при заданной энергии частиц либо снизить энергию, необходимую для работы в заданном диапазоне. Кроме того, при переходе к короткопериодному ондулятору можно ожидать сокращения длины пространства взаимодействия и снижения чувствительности ЛСЭ к угловой расходимости электронного пучка.

Традиционные ондуляторы строятся на постоянных магнитах, в том числе в гибридной конфигурации с полюсами из магнитомягкого материала, а также на электромагнитах, включая сверхпроводящие [65—69]. Амплитуда поля на оси таких систем экспоненциально убывает с ростом отношения зазора к периоду [65; 69], поэтому уменьшение периода при сохранении ондуляторного параметра требует одновременного уменьшения зазора и повышения индукции. Размещение магнитной структуры в вакууме позволяет уменьшить зазор до нескольких миллиметров [20], а охлаждение постоянных магнитов до криогенных температур повышает амплитуду поля на 30–50% [70]. Сверхпроводящие ондуляторы [71; 72] позволяют получать ещё более сильные поля; в частности, в ондуляторе с периодом 10 мм

на основе объёмных высокотемпературных сверхпроводников при зазоре 4 мм получено рекордное для таких параметров поле 2,1 Тл [73], что соответствует ондуляторному параметру около 2. Для периодов в единицы миллиметров предлагались микроондуляторы на постоянных магнитах, размещённых в соленоиде [74], гибридные ондуляторы на постоянных магнитах с периодом 2,7 мм [75], спиральные ондуляторы, основанные на перераспределении однородного магнитного поля соленоида ферромагнитной спиралью [42], и схемы с наведёнными вихревыми токами [76]. Созданы электромагнитные микроондуляторы, в том числе с ферромагнитными сердечниками: планарный с периодом 1 см и полем на оси 0,46 Тл [77], импульсный 70-периодный с периодом 8,8 мм и полем 0,42 Тл [78], спиральный с периодом 7,9 мм и полем 0,3 Тл [79]; исследовались также импульсные микроондуляторы с периодом 9 мм, где был достигнут ондуляторный параметр $\sim 1$ [80]. Предложены микроондуляторы, изготавливаемые методами микромеханической обработки поверхности, с периодом от 12,5 мкм до 1 мм; в аналогичных микроэлектромеханических индукторах экспериментально получены поля 0,1–0,5 Тл в зазорах шириной до 15 мкм, а расчётное поле при зазоре 50 мкм достигает 1,5 Тл [81], что при периоде 1 мм соответствует $K \approx 0{,}14$.

Наряду с магнитными системами рассматриваются ондуляторы, в которых поперечные колебания электронов возбуждаются электромагнитными или плазменными полями. В СВЧ-ондуляторе экспериментально получены эквивалентные период 13,9 мм и магнитное поле 0,65 Тл [82], а для ВЧ-ондулятора с периодом 1,75 мм на частоте 91,4 ГГц обеспечение эквивалентного ондуляторного параметра 0,1 требует мощности накачки около 1,4 МВт [83]. Предложены также ВЧ-ондулятор, в котором роль ондуляторного поля играет мощный короткий импульс, распространяющийся вместе с электронным сгустком в спирально гофрированном волноводе [84], схемы ЛСЭ с оптическим (лазерным) ондулятором [85], плазменный ондулятор с субмиллиметровым периодом на основе кильватерных полей, возбуждаемых лазерным импульсом в плазменном канале [86], и ондулятор, образованный полем импульсного тока, который возбуждается в тонкой металлической проволоке фемтосекундным лазерным импульсом [87]. Такие системы способны обеспечить очень малый период, однако либо дают малый ондуляторный параметр, либо требуют мощных источников накачки и её точной синхронизации с электронным пучком, что существенно усложняет их реализацию.

Основная трудность создания эффективного микроондулятора миллиметрового масштаба состоит, таким образом, в обеспечении достаточного ондуляторного параметра: для $K \sim 1$ при $\lambda_u = 1$ мм требуется ондуляторное поле на уровне 10 Тл, что недостижимо в схемах на основе постоянных магнитов и ферромагнитных сердечников, ограниченных полем насыщения ферромагнетиков ($\sim$2 Тл), и в несколько раз превышает поля, полученные в ондуляторах других типов с периодом менее 1 см. Перспективным решением является применение токовых ондуляторов, в которых сильное ондуляторное поле создаётся пропусканием тока по периодической системе проводников без магнитных сердечников [56; 71—73]. В импульсном режиме сравнительно просто достигаются токи в десятки килоампер, чего, в принципе, достаточно для сильной раскачки ондуляторных колебаний при миллиметровом

периоде. При этом ключевыми ограничениями становятся джоулев нагрев проводников и действующие на них пондеромоторные силы, которые определяют предельные параметры импульса тока и требования к конструкции. Сочетание импульсного токового микроондулятора с компактными ускорителями нового поколения открывает путь к построению практически реализуемых компактных источников когерентного излучения терагерцового, ИК и ЭУФ диапазонов, востребованных в спектроскопии, биомедицине, диагностике плазмы [35] и ЭУФ-литографии следующего поколения [22]. Сказанное определяет актуальность темы настоящей диссертационной работы.

**Цели и задачи исследования**

**Цель работы** — разработка импульсных микроондуляторов периодом менее 1 см и ондуляторным параметром порядка единицы и моделирование компактных схем лазеров на свободных электронах на их основе, работающих в диапазоне от субтерагерцового до экстремального ультрафиолетового.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Разработка конструкции импульсного планарного микроондулятора с миллиметровым пространственным периодом и ондуляторным полем на уровне 10 Тл, построение аналитической и численной моделей формирования ондуляторного поля и определение предельных по нагреву и механической нагрузке параметров рабочего импульса тока. Экспериментальное тестирование конструкции на электромеханическую прочность.
2. Проектирование двухслойных биметаллических вариантов микроондулятора, способных обеспечить достаточную электромеханическую прочность конструкции при работе в присутствии сильных внешних магнитных полей и/или в спиральной конфигурации.
3. Самосогласованное численное моделирование субтерагерцового ЛСЭ-генератора на основе сильноточного ленточного РЭП и двухслойного планарного импульсного микроондулятора с использованием как одномерной модели усреднённых уравнений, так и прямого трёхмерного PIC-моделирования; оптимизация резонатора ЛСЭ на основе модифицированных брэгговских отражателей.
4. Моделирование различных вариантов ЛСЭ дальнего ИК диапазона, работающих на основе микроондуляторов и умеренно-релятивистских фотоинжекторных и линейных индукционных ускорителей электронов.
5. Анализ возможности и преимуществ использования микроондулятора с периодом 1 мм в схеме ЭУФ-генератора на электронных сгустках лазерно-плазменного кильватерного ускорителя.

**Научная новизна**

В диссертации впервые получены следующие результаты:

1. Предложена и реализована концепция планарного импульсного микроондулятора с периодом 1 мм, в котором сильное, порядка 10 Тл, ондуляторное поле с соответствующим ему рекордным для данного периода ондуляторным параметром около единицы формируется протеканием короткого мощного импульса тока по системе из пары проводящих пластин с периодическими встречными разрезами.
2. Предложены двухслойные биметаллические планарные и спиральные конструкции микроондулятора, обеспечивающие достаточную механическую жёсткость и теплоотвод при работе, в том числе, в условиях сильного ведущего магнитного поля.
3. Проведена оптимизация субтерагерцового ЛСЭ-генератора на основе импульсного двухслойного микроондулятора с периодом 5 мм и сильноточного ленточного РЭП с энергией электронов 500 кэВ; численно продемонстрирована возможность генерации когерентного излучения мощностью порядка 20 МВт на частоте 289 ГГц при электронном КПД около 10%.
4. Предложены и промоделированы компактные мультимегаваттные схемы генераторов и усилителей дальнего ИК диапазона на основе микроондуляторов и умеренно-релятивистских электронных пучков.
5. Показано, что в ЛСЭ диапазона экстремального ультрафиолета на основе лазерно-плазменного ускорителя электронов уменьшение периода ондулятора при условии поддержания значительного ондуляторного параметра позволяет снизить требуемую энергию электронов, чувствительность к угловой расходимости пучка и полную длину генератора.

**Научная и практическая значимость работы**

Значимость работы определяется продемонстрированной в ней возможностью обеспечения значительного параметра ондулятора при уменьшении его периода вплоть даже до 1 мм. Это открывает возможности реализации компактных и коротковолновых ЛСЭ на базе таких микроондуляторов и различных компактных же вариантов электронных ускорителей. Так, двухслойный микроондулятор с периодом 5 мм совместно с сильноточным ленточным РЭП может обеспечить выходную мощность порядка 20 МВт на частоте около 300 ГГц при компактных размерах пространства взаимодействия (125–150 мм). Применение микроондулятора с периодом 3 мм в схеме сверхизлучения на пикосекундных сгустках фотоинжектора даёт возможность достижения пиковой мощности в десятки МВт на частоте около 15 ТГц. Усилитель сигнала $CO_2$-лазера на пучке ЛИУ и микроондуляторе с периодом 5 мм допускает усиление до 50 дБ и выходную мощность более 100 МВт при длине усилителя 35 см (однородная схема) и около 28 см (схема клистронного типа). Использование микроондулятора с периодом 1 мм в схеме на пучке лазерно-плазменного кильватерного ускорителя позволяет получить ЭУФ-излучение с длиной волны 18,75 нм и пиковой мощностью до 100 ГВт на длине пространства взаимодействия менее 10 см. Полученные результаты востребованы при создании компактных когерентных источников ТГц, ИК и ЭУФ диапазонов для биомедицины, ЭУФ-литографии, нелинейной ИК-спектроскопии и диагностики плазмы.

**Основные положения, выносимые на защиту**

1. В планарном импульсном токовом ондуляторе ондуляторный параметр, близкий к единице, обеспечивается двумя проводящими металлическими пластинами с периодической системой тонких встречных разрезов при ондуляторном периоде вплоть до 1 мм. При меньших периодах джоулев нагрев приводит к разрушению структуры вне зависимости от длительности импульсов питающего тока из-за скин-эффекта.
2. Биметаллическая конструкция ондулятора с сильно различающейся удельной проводимостью материалов слоев позволяет одновременно обеспечить близкий к единице ондуляторный параметр и достаточную механическую прочность конструкции в присутствии внешних магнитных полей, требуемых для транспортировки умеренно-релятивистских сильноточных электронных пучков.
3. Использование планарных микроондуляторов с близким к единице ондуляторным параметром в схемах ЛСЭ с мегавольтным ленточным сильноточным электронным пучком позволяет обеспечить мультимегаваттный уровень мощности излучения в субтерагерцовом диапазоне.
4. Использование ондуляторов с периодом в несколько миллиметров и близким к единице ондуляторным параметром совместно с мультимегавольтными электронными пучками, формируемыми фотоинжекторами или линейными индукционными ускорителями, позволяет реализовать компактные генераторы и усилители дальнего инфракрасного диапазона с мультимегаваттным уровнем мощности.
5. Использование микроондулятора позволяет на порядок уменьшить длину ЛСЭ диапазона экстремального ультрафиолетового излучения на основе компактного лазерно-плазменного ускорителя электронов по сравнению с традиционными ондуляторами сантиметрового периода. Также значительно снижается чувствительность к угловой расходимости используемого электронного пучка.

**Степень достоверности и апробация результатов**

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается согласованием значений ондуляторного поля и предельных параметров рабочего импульса, полученных в рамках аналитической модели, методом конечных элементов и в экспериментах. Результаты численного моделирования субтерагерцового ЛСЭ согласуются между собой в двух независимых подходах (одномерная модель усреднённых уравнений и прямое трёхмерное PIC-моделирование) по частоте, выходной мощности и электронному КПД. Результаты 3D-квазиоптического моделирования ЛИУ-усилителя независимо подтверждены расчётами в коде Genesis 1.3.

**Апробация результатов** проведена путем выполнения докладов на следующих российских и международных конференциях и научных школах:

- Всероссийская научно-техническая конференция «Электроника и Микроэлектроника СВЧ» (Санкт-Петербург, 2023 и 2024 г.);

- Школа для молодых учёных «Актуальные проблемы мощной вакуумной электроники СВЧ: источники и приложения» (Санкт-Петербург, 2023 г.);
- Международная конференция «Терагерцевое и микроволновое излучение: генерация, детектирование и приложения» (Москва, НИЯУ МИФИ, 2023 г.);
- 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC, 2023 г.);
- Photonics & Electromagnetics Research Symposium (Чэнду, Китай, 2024 г.);
- Международная конференция «Frontiers of Nonlinear Physics» (Россия, 2024 г.);

а также посредством публикации результатов в ведущих рецензируемых журналах. Результаты диссертационной работы использовались при выполнении научного проекта поддержанного грантом РНФ №21-72-30027. Всего по теме диссертации опубликовано 12 работ [A1–A12], из них 5 статей в рецензируемых журналах, 3 статьи в сборниках трудов конференций, и 4 тезиса докладов.

**Личный вклад автора в проведенные исследования**

Все результаты, включенные в диссертационную работу и вошедшие в работы [A1–A12], получены лично автором либо при его непосредственном участии. Постановка задач, обсуждение и интерпретация результатов проводились совместно с научным руководителем и соавторами. Результаты, полученные в расширенном коллективе авторов, включают в себя проектирование и экспериментальное исследование ондуляторов, которое проводились совместно с А. Э. Федотовым, а также моделирование схем ЛСЭ в модели усредненных уравнений, которое проводилось совместно с М. Н. Вилковым с применением программного кода, разработанного А. С. Сергеевым.

**Структура и объём работы**

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, списка обозначений и сокращений, списка литературы из 105 источников и списка публикаций автора. Общий объём основного текста составляет 118 страниц, включает 79 рисунков, 8 таблиц и 74 нумерованные формулы.

Во **введении** обоснована актуальность исследования, сформулированы цель и задачи работы, аргументированы новизна и научная и практическая значимость работы, представлены выносимые на защиту положения, обоснована достоверность полученных результатов, приведены данные об апробации работы, публикациях по теме диссертации, личном вкладе автора, структуре и объеме диссертации.

**Глава 1** посвящена разработке и экспериментальному исследованию импульсных планарных микроондуляторов миллиметрового масштаба периода. Предложена концепция планарного импульсного микроондулятора с парой проводящих пластин с периодическими встречными разрезами; развита аналитическая модель формирования ондуляторного поля и предельных параметров рабочего импульса; численно и экспериментально исследованы

однослойный (период 1 мм, для компактных пучков), двухслойный медно-стальной (период 5 мм, для сильноточных ленточных РЭП) и спиральные варианты микроондулятора.

В **разделе 1.1** рассмотрен простейший вариант микроондулятора, предназначенный для использования в ЛСЭ с компактными электронными пучками, не требующими для своего сопровождения сильных внешних магнитных полей. Такой ондулятор составлен из пары тонких медных пластин, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга с обеих сторон от траектории электронного пучка и имеющих каждая систему периодических встречных разрезов [А1, А6–-А9]. Ондуляторное поле при этом создаётся электрическим током, протекающим вдоль пластин по искривлённой траектории, огибающей разрезы. При предельно малом периоде импульсного токового ондулятора 1 мм аммлитуда ондуляторного параметра $K = 1$ достигается при токе через пластины $I \approx 8$ кА. Конструкция допускает простую реализацию плавного нарастания ондуляторного поля вдоль траектории пучка путем изменения глубины вырезов на первых периодах, что может быть полезно для предотвращения поперечного дрейфа частиц ондуляторе, возникающего при резком влёте в сильное поле.

Основной фактор, ограничивающий максимально допустимый ток через пластины — омический нагрев. Показано, что уменьшать длительность токового импульса имеет смысл только до определенного предела, связанного со скин-эффектом; в выбранной геометрии этот предел составляет 3 мкс. Верхний предел длительности импульса рассчитан, исходя из температуры плавления меди, и составляет примерно 6 мкс. Способность микроондулятора выдерживать пропускание импульсов тока требуемой величины была исследована экспериментально, для чего были изготовлены и протестированы несколько прототипов пластин. В ходе эксперимента по пластинам удалось пропустить синусоидальный импульс тока с амплитудой до 10,5 кА длительностью 6 мкс, что подтверждает достижимость таким микроондулятором магнитного поля величиной 10 Тл [А1].

**Раздел 1.2** посвящен разработке варианта планарного микроондулятора, предназначенного для раскачки интенсивных пространственно-развитых и относительно слаборелятивистских электронных пучков, которые могут быть сформированы, например, ускорителями прямого действия со взрывоэмиссионными катодами. Для транспортировки таких пучков необходимо сильное ведущее магнитное поле, которое в течение импульса ондуляторного тока оказывает значительную нагрузку на более пространственно-развитый ондулятор. Это обязывает предпринимать дополнительные усилия для обеспечения достаточной механической прочности системы. Для решения этой проблемы была разработана модифицированная конструкция планарного ондулятора, в которой пластины имеют двухслойную биметаллическую структуру. Тонкий токопроводящий медный слой соединен с массивным слоем из нержавеющей стали, который за счёт низкой относительно меди удельной проводимости вносит лишь небольшой вклад в пропускание ондуляторного тока, но при этом обеспечивает требуемую механическую жёсткость конструкции [А4, А12].

Для использования в конструкции ЛСЭ субтерагерцового частотного диапазона с ленточным релятивистским электронным пучком (РЭП) был разработан двухслойный он-

дулятор с периодом 5 мм. Ориентируясь на результаты моделирования соответствующего ЛСЭ, описанные в главе 2, выбрано значение амплитуды ондуляторного поля на оси ондулятора в 1 Тл, что соответствует ондуляторному параметру $K = 0,33$ и требует пропускания по ондулятору тока 6,6 кА. Результаты численного моделирования показали пренебрежимо малую деформацию двухслойных пластин с таким током под действием ведущего и ондуляторного магнитных полей. Плавное нарастание ондуляторного поля вдоль траектории пучка удобно реализовать путем добавления в зазор между пластинами проводящих клиньев, которые за счет импульсного характера ондуляторного поля частично экранируют поле в области пучка.

Для проверки величины ондуляторного поля в ондуляторе такой конструкции были изготовлены масштабные модели с увеличенным периодом 15 мм. Были проведены измерения с малым постоянным током 50 А, которые с высокой точностью совпали с результатами численного моделирования, что говорит об адекватности модели распределения тока в двухслойных пластинах. Для демонстрации работоспособности ондулятора в ведущем магнитном поле были изготовлены макеты двухслойных пластин с проектным периодом 5 мм. Пластины были испытаны в соленоиде, создававшем ведущее поле до 4 Тл. В ходе испытаний на пластины были поданы более 10 импульсов тока амплитудой 10 кА длительностью 38 мкс. После этого не было обнаружено никаких деформаций или следов пробоев на самих пластинах и использовавшейся в испытаниях оснастке.

В **разделе 1.3** в качестве альтернативы рассмотрен ондулятор спиральной геометрии, выполненный в виде двухслойной биметаллической бифилярной спирали. В такой геометрии ондуляторный параметр остаётся постоянным на всём ондуляторном периоде, повышая параметр Пирса в $\sqrt[3]{2} = 1{,}25$ раза. При периоде такого ондулятора в 5 мм, пропускание по нему тока в 10 кА создаёт на оси спиральное ондуляторное поле с амплитудой 1,18 Тл, что соответствует постоянному ондуляторному параметру $K = 0,55$. В качестве более простой в производстве модели ондулятора рассмотрена система из четырёх планарных пластин. Каждая следующая по часовой стрелке пластина сдвинута на $\lambda_u/4$ по продольной оси, образуя квази-спиральную геометрию. Такая конструкция микроондулятора совмещает в себе преимущества спиральной (увеличенный ондуляторный параметр) и планарной (простота изготовления и реализации плавного входа) геометрий, что делает её перспективной при использовании в ЛСЭ с пучками малых поперечных размеров. Амплитуда магнитного поля при пропускании по пластинам тока в 10 кА достигает 1,08 Тл, что соответствует ондуляторному параметру $K = 0,5$.

**Глава 2** содержит численное моделирование субтерагерцового ЛСЭ-генератора на основе ленточного релятивистского электронного пучка и двухслойного импульсного микроондулятора, расзработанного в главе 1. Используются два независимых подхода: одномерная модель усреднённых уравнений с учётом дифракции и обратной связи и прямое трёхмерное PIC-моделирование. Оптимизирован резонатор на основе сочетания классического и модифицированного брэгговских отражателей, проведены измерения изготовленного макета, результаты хорошо совпадают с численным моделированием. Показана возможность

генерации когерентного излучения мощностью около 20 МВт на частоте 289 ГГц.

В **разделе 2.1** ключевые параметры ЛСЭ оцениваются в рамках одномерных усредненных уравнений движения частиц. Приведен краткий вывод этих уравнений, после чего выполнены оценки частоты генерации, обратного инкремента роста мощности рабочей волны и оптимальных периодов ондулятора для двух вариантов сильноточных ускорителей в ИПФ РАН. Оптимальных результатов удалось достичь с параметрами пучка из ускорителя «СИНУС» с ускоряющим напряжением 500 кВ и током 1 кА: при периоде ондулятора в 5 мм частота выходного сигнала составляет около 300 ГГц. Результаты численного моделирования с использованием квазиоптического приближения для рабочей волны и граничных условий, соответствующих реальной схеме огранизвации обратной связи в ЛСЭ с использованием модифицированных брэгговских отражателей, показали возможность достижения в такой схеме выходной мощности около 21 МВт/см.

**Раздел 2.2** посвящен прямому трехмерному PIC-моделированию планарного ЛСЭ с ленточным РЭП и микроондулятором с периодом 5 мм на основе кода CST Studio Suite. Показана возможность безпрепятственного прохождения электронного пучка в планарном волноводе при рабочем значении ондуляторного параметра $K = 0,33$. При резком «включении» ондуляторного поля к ондуляторным колебаниям добавляются циклотронные с другим периодом, и траектория частиц перестаёт быть синусоидальной, что приводит к увеличению скоростного разброса и оседанию частиц на стенках волновода при меньшем ондуляторном поле, что подтверждает необходимость механизма плавного нарастания поля в ондуляторе.

Предварительные расчеты проводились с моделированием отдельных проходов рабочей волны через пространство взаимодействия. По полученным результатам можно сделать вывод об оптимальных частоте генерации, длине ондуляторной части, коэффициенте отражения брэгговских зеркал в резонаторе и максимальном КПД системы. На основе этой информации был спроектирован резонатор с использованием модифицированного и обычного брэгговского отражателей для организации обратной связи в ЛСЭ-генераторе. Для экспериментального измерения характеристик резонатора с помощью векторного анализатора цепей был спроектирован и изготовлен макет методом фотополимерной 3D печати с последующей металлизацией. Результаты измерений коэффициента прохождения через резонатор с хорошей точностью совпали с численным моделированием.

На основе параметров, полученных в однопроходном моделировании, были проведены нестационарные расчёты временной динамики ЛСЭ с полным резонатором. В расчетах использовались различные резонаторные системы, лучших результатов удалось достичь в классической компановке — с модифицированным брэгговским отражателем с катодного конца и классическим широкополосным брэгговским отпражателем с коллекторного конца, максимальная выходная мощность при этом составила 20 МВт.

**Глава 3** посвящена моделированию ЛСЭ-схем дальнего ИК- и ЭУФ-диапазонов на основе импульсного токового микроондулятора. Рассмотрены три класса схем: сверхизлучение пикосекундных сгустков фотоинжектора на частоте 15,5 ТГц, усиление сигнала $CO_2$-лазера на пучке ЛИУ и ЭУФ-генерация на электронных сгустках лазерно-плазменного киль-

ватерного ускорителя на длине волны 18,75 нм. Результаты квазиоптической модели для ЛИУ-схемы перекрёстно верифицированы в коде Genesis 1.3.

В **разделе 3.1** исследована генерация инфракрасного излучения в режиме сверхизлучения при прохождении коротких плотных электронных сгустков, формируемых фотоинжекторным ускорителем, через микроондулятор [A2, A10]. С помощью квазиоптической модели, учитывающей разложение поля по поперечным модам и дифракцию, продемонстрировано формирование электромагнитных импульсов в схеме без использования брэгговских отражателей. Результаты численного моделирования для электронного пучка с энергией 5 МэВ подтверждают достижимость пиковой мощности до 20 МВт при длительности импульса около 0,3 пс на центральной частоте 15,5 ТГц.

**Раздел 3.2** посвящен разработке компактных ЛСЭ-усилителей инфракрасного диапазона на базе интенсивных пучков линейных индукционных ускорителей (ЛИУ). Использование токового микроондулятора с периодом 5 мм позволяет обеспечить усиление до 50 дБ и выходную мощность до 170 МВт на длине взаимодействия всего 35–40 см [A5]. Для дальнейшей минимизации продольных габаритов устройства дополнительно рассмотрена конфигурация усилителя клистронного типа с выделенной дрейфовой секцией. Независимая верификация с помощью трехмерного кода Genesis 1.3 подтвердила корректность результатов квазиоптической модели, а также позволила детально учесть влияние продольного пространственного заряда и энергетического разброса частиц на эффективность генерации.

В **разделе 3.3** проанализированы перспективы использования микроондуляторов с плазменными кильватерными ускорителями электронов для создания источников излучения экстремального ультрафиолетового диапазона. Моделирование динамики электронного сгустка с использованием кода Genesis 1.3 показало, что применение ондулятора с миллиметровым периодом позволяет получить излучение на длине волны около 19 нм при существенно меньшей, чем при использовании классических ондуляторов, требуемой энергии частиц. Установлено, что использование таких короткопериодных систем не только радикально сокращает общую длину установки, но и обеспечивает значительную устойчивость процесса усиления к энергетическому и угловому разбросу электронов по сравнению с длиннопериодными аналогами [A3, A11].

В **заключении** сформулированны основные результаты диссертационной работы.

# ГЛАВА 1. Разработка и экспериментальное исследование импульсных микроондуляторов

Принцип работы лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) основан на когерентном индуцированном излучении частиц, движущихся по криволинейным траекториям в периодическом поперечном магнитном поле. Такое магнитное поле создаётся специальным устройством — ондулятором. На данный момент предложено и используется значительное количество вариантов конструкции ондулятора [56; 65—69; 72], различающихся способом создания магнитного поля, и, как следствие, режимами работы (постоянное или импульсное поле), величиной пикового значения ондуляторного поля, величиной пространственного периода. Связь параметров рабочей волны ЛСЭ, электронного пучка и ондулятора диктуется условием электронно-волнового синхронизма

$$\omega \approx \langle \Omega_u + h_\parallel v_\parallel \rangle, \tag{1.1}$$

где $\omega$ — круговая частота рабочей волны, $h_\parallel = k/\beta_{ph}$ и $k = \omega/c$ — её продольное (вдоль направления электронного пучка) и вакуумное волновые числа, соответственно, $\beta_{ph}$ — фазовая скорость волны, нормированная на скорость света $c$, $v_\parallel$ — продольная скорость частиц, $\Omega_u = 2\pi v_\parallel/\lambda_u$ — баунс-частота осцилляций электронов в ондуляторном поле с периодом $\lambda_u$, а $\langle \ldots \rangle$ означает усреднение по периоду ондуляторных колебаний (в случае колеблющейся продольной скорости частиц). Это соотношение выражает также эффект доплеровского преобразования периода ондуляторного поля при рассеянии его на релятивистском пучке в бегущую попутную волну и может быть выражено в более явном виде

$$\lambda \approx \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \frac{2\Big(1 + \langle p_\perp^2 \rangle + \gamma^2(\beta_{ph}^2 - 1)\Big)}{\langle \beta_\parallel \rangle \beta_{ph}(1 + \langle \beta_\parallel \rangle)}, \tag{1.2}$$

где $\lambda$ — рабочая длина волны ЛСЭ, $\gamma = 1 + E_k/mc^2$ — релятивистский масс-фактор частиц, $E_k$ — их кинетическая энергия, $\beta_\parallel = v_\parallel/c$, $p_\perp$ — приобретаемый в ондуляторе поперечный импульс частиц, нормированный на $mc$ ($m$ — масса электрона).

В отсутствие дополнительного (например, ведущего) магнитного поля поперечный импульс определяется только параметрами ондулятора,

$$p_\perp = K = \frac{\lambda_u}{2\pi} \frac{eB_u}{mc^2}, \tag{1.3}$$

где $B_u$ — ондуляторное поле на траектории электрона, в связи с чем введённая таким образом не зависящая от характеристик пучка величина $K$ характеризует эффективность накачки баунс-осцилляций и носит название ондуляторного параметра. При наложении допол-

нительных внешних магнитных полей поперечный импульс уже не определяется простым выражением (1.3), однако в нулевом приближении остаётся пропорциональным ондуляторному параметру [2].

В предельном случае излучения ультрарелятивистских ($\beta_{\parallel} \approx 1$) частиц в попутную волну в вакууме ($\beta_{ph} = 1$) в отсутствие ведущего магнитного поля выражение (1.2) принимает простой вид

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2}(1 + K_{rms}^2), \quad K_{rms} = \sqrt{\langle K^2 \rangle}, \tag{1.4}$$

более явно демонстрирующий основные преимущества ЛСЭ — возможность достижения очень высоких частот излучения — вплоть до рентгена — при увеличении энергии частиц, а также принципиальную возможность перестройки частоты излучения в широких пределах за счёт регулировки параметров пучка и ондулятора. В частности, видно, что увеличение ондуляторного параметра приводит к снижению частоты генерации за счёт уменьшения продольной скорости и, соответственно, доплеровского преобразования при сильной раскачке поперечных баунс-осцилляций. В то же время, ондуляторный параметр входит и в выражение для параметра Пирса, характеризующего интенсивность электронно-волнового взаимодействия. В ультрарелятивистском пределе последний определяется относительно простым выражением [2]

$$\rho^3 = \frac{K_{rms}^2 \mathrm{JJ}_0^2(b) \lambda_u^2}{4\pi^2 \gamma^3 \beta^2} \frac{I}{a_\perp^2 I_A}, \tag{1.5}$$

где $I$ — ток электронного пучка, $I_A = mc^3/e$ — альфеновский ток, $a_\perp$ — поперечный радиус электронного пучка, $\mathrm{JJ}_0(b) = \mathrm{J}_0(b) - \mathrm{J}_1(b)$ — выраженный через функции Бесселя *JJ*-фактор, зависящий от параметра

$$b = \frac{K_{rms}^2}{2(1 + K_{rms})}. \tag{1.6}$$

Из сравнения (1.4) и (1.5) видно, что при выборе ондуляторного параметра приходится искать компромисс между увеличением интенсивности электронно-волнового взаимодействия при увеличении ондуляторного параметра, и повышением частоты генерации при его уменьшении. Оптимальным в большинстве случаев можно считать ондуляторный параметр $K_{rms}$ порядка единицы.

Традиционно, для продвижения в более коротковолновые диапазоны в ЛСЭ используется квадратичная зависимость длины волны от энергии частиц в (1.4). Такой подход позволяет достичь рентгеновского диапазона при ГэВ-ных энергиях электронов и, что очень важно, при этом достаточно эффективно удаётся решать проблему обеспечения необходимого качества электронного пучка — при увеличении релятивистской массы частиц эффект их взаимодействия, приводящего к росту скоростного и энергетического разброса в пучке, ослабевает. Типичные примеры подобных установок [13; 14; 16—19] включают в себя ускорители длиной сотни метров и ондуляторы с периодом несколько сантиметров. Однако в последние годы наблюдается также значительный прогресс в реализации компактных плазменных ускорителей с кильватерным полем, позволяющих получать электронные сгустки

с энергией частиц ГэВ-ного уровня на длине трассы ускорения порядка 1 см [24; 25]. Основным недостатком таких ускорителей является довольно низкое качество электронных пучков, характеризующееся значительными разбросом по энергиям (единицы процентов) и угловым расхождением, что долгое время сдерживало использование их в ЛСЭ. Тем не менее, недавно появилось заметное количество работ, демонстрирующих возможность реализации ЛСЭ и на основе плазменных ускорителей [25; 28—31], что открывает дорогу для реализации очень компактных схем генераторов. В этой связи интерес представляет альтернативная возможность укорочения рабочей длины волны ЛСЭ, связанная с уменьшением периода ондуляторного поля в (1.4).

Действительно, реализация ондулятора с малым периодом может быть привлекательной по нескольким причинам. Как уже было сказано, укорочение периода имеет следствием уменьшение энергии электронов, необходимой для работы в заданном частотном диапазоне. Кроме того, можно ожидать (это подтверждается в следующих разделах), что уменьшение периода можно совместить с уменьшением размеров всего ондулятора, что снизит его стоимость и ещё повысит компактность всей схемы. Наконец, укорочение длины пространства электронно-волнового взаимодействия должно положительно сказываться на чувствительности ЛСЭ к угловой расходимости электронов, приводящей, в том числе, к линейному спаданию плотности электронного тока с координатой вдоль пучка.

Подобные соображения позволяют задумываться и о возможности использования микроондуляторов в ЛСЭ, основанных на других типах компактных ускорителей, например, сильноточных слаборелятивистских (с энергией частиц $\leq$ 1 МэВ) ускорителях прямого действия со взрывоэмиссионным катодом [58—61] и умеренно-релятивистских (несколько МэВ) фотоинжекторных ускорителях [36; 37]. Основным преимуществом от использования микроондуляторов здесь была бы возможность заметного повышения частоты генерации.

Главной сложностью при уменьшении периода ондулятора является поддержание достаточной связи электронного пучка с рабочей волной. Действительно, как следует из (1.3), при фиксированном параметре ондулятора требуемое магнитное поле растёт обратно пропорционально периоду и для $\lambda_u = 1$ мм и $K = 1$ составляет примерно 10 Тл. Очевидно, что данное требование накладывает весьма существенные ограничения на конструкцию ондулятора. Так, подобные значения магнитного поля не могут быть обеспечены системой постоянных или наведённых магнитов [42; 74; 75], поскольку поле насыщения всех ферромагнитных материалов ограничено величиной около 2 Тл, а индукция магнитных материалов не превышает единиц тесла. Расчёты периодических проводящих структур, создающих ондуляторное поле за счёт наведения вихревых токов в быстроменяющемся сильном однородном поле [76], также показывают, что достижимые амплитуды полей в них значительно меньше требуемой. Другие варианты микроондуляторов, такие как плазменные [86] или микроволновые [82—84] системы, хотя и способны обеспечить достаточную раскачку электронного пучка, всё же либо слишком энергозатратны, либо довольно сложны в реализации. Наиболее перспективными являются, по-видимому, ондуляторы на основе токовых проводников [56; 71—73], поскольку они сочетают в себе относительную простоту конструкции

и возможность использовать для создания магнитного поля в значительной мере произвольные токи. В данной главе для создания ондуляторных полей большой величины предлагается использовать сильные импульсные токи малой длительности, пропуская их через проводники относительно простых периодических конфигураций.

Следует особо подчеркнуть, что, по-видимому, ЛСЭ с микроондулятором не является пока оптимальным выбором, если речь идёт о реализации максимально эффективной схемы, особенно в коротковолновой части спектра, поскольку в этой области определяющим фактором является качество электронного пучка, для достижений высоких значений которого требуется всё же значительная энергия частиц. Здесь, судя по всему, преимущество ещё значительное время может оставаться за классическими схемами с более традиционными ускорителями. В данной работе исследуются, прежде всего, возможности повышения эффективности именно компактных схем, основанных на компактных ускорителях, поскольку интерес к таким решениям всё равно так или иначе возникает в различных исследовательских группах.

## 1.1 Планарный импульсный микроондулятор для генерации излучения релятивистскими электронными сгустками с малым поперечным сечением

В данном разделе рассмотрен простейший вариант микроондулятора, предназначенный для использования в ЛСЭ с компактными электронными пучками, не требующими для своего сопровождения сильных внешних магнитных полей. В первую очередь имеются в виду пучки, получаемые в лазерно-плазменном или пучково-плазменном ускорителе с кильватерным полем, а также пучки, формируемые фотоинжекторными ускорителями. В качестве такой системы предлагается использовать систему двух тонких медных пластин, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга с обеих сторон от траектории электронного пучка и имеющих каждая систему периодических встречных разрезов (рисунок 1.1) [А1, А6–А9]. Ондуляторное поле в такой системе создаётся электрическим током, протекающим вдоль пластин по искривлённой траектории, огибающей разрезы.

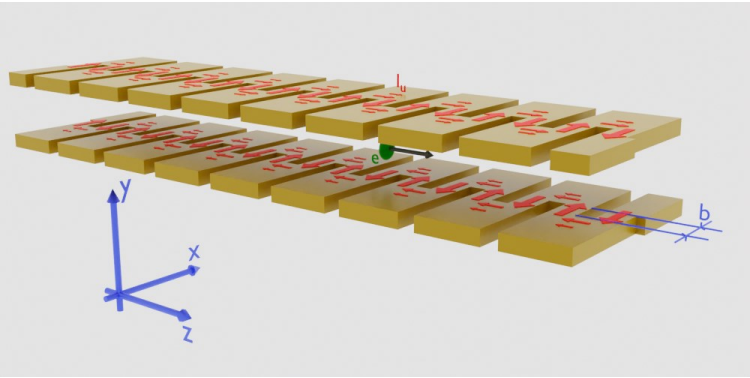



Рисунок 1.1 — Схематичное изображение микроондулятора, состоящего из пары проводящих пластин с системой встречных вырезов, формирующих искривлённые линии импульсного ондуляторного тока $I_u$.

### 1.1.1 Аналитическая модель

Магнитное поле пластин токового микроондулятора в самом общем случае может быть найдено из уравнения Максвелла $\mathrm{rot}\,\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}$ с источником в виде ондуляторного тока, однако его аналитическое решение для произвольной конфигурации проводников вряд ли возможно. Тем не менее, если величина перекрытия встречных разрезов ($b$ на рисунке 1.1) велика по сравнению с периодом, выражение для синхронной с пучком гармоники магнитного поля может быть легко получено из решения двумерной задачи о распределении скалярного потенциала безвихревого магнитного поля, создаваемого периодической системой бесконечных проводников прямоугольного сечения (рисунок 1.2).

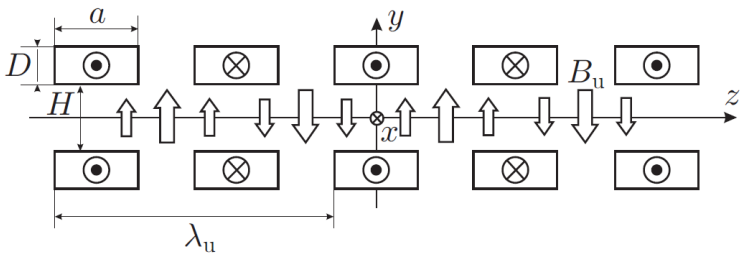



Рисунок 1.2 — Геометрия ондулятора в двумерном приближении бесконечно длинных разрезов

Сначала найдём поле периодической системы тонких, $D \ll a$, проводников с током, расположенных в плоскости $y = 0$, что соответствует полю одной тонкой пластины ондулятора. В двумерной задаче весь ток направлен вдоль оси $x$, поэтому магнитное поле имеет только компоненты $B_y$ и $B_z$. Из симметрии системы следуют соотношения для магнитного поля:

$$\mathbf{B}(y, z) = \mathbf{B}(y,\ z + \lambda_u), \tag{1.7}$$

$$B_y(y, z) = B_y(-y,\ z). \tag{1.8}$$

Из того, что токи протекают только по поверхности проводников, следует $\mathrm{rot}\,\mathbf{B} = 0$ во всём пространстве, кроме плоскости ондулятора, что позволяет представить магнитное поле как градиент скалярного потенциала:

$$\mathbf{B} = \nabla\psi. \tag{1.9}$$

При учёте уравнения $\mathrm{div}\,\mathbf{B} = 0$, соотношение (1.9) приводит к уравнению Лапласа:

$$\Delta\psi = 0. \tag{1.10}$$

Используя соотношение (1.7), которое для потенциала $\psi$ имеет тот же вид, последний можно представить в виде ряда Фурье по координате $z$:

$$\psi(y, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_n(y)\, e^{i\frac{2\pi n}{\lambda_u} z}. \tag{1.11}$$

Для определения зависимости коэффициентов ряда $\psi_n$ от $y$, подставим (1.11) в уравнение (1.10).

Тогда

$$-\frac{4\pi^2 n^2}{\lambda_u^2}\,\psi_n(y) + \frac{\partial^2 \psi_n(y)}{\partial y^2} = 0. \tag{1.12}$$

Решение однородного дифференциального уравнения второго порядка с учётом граничных условий на бесконечности записывается в виде

$$\psi_n(y) = \begin{cases} C_{1n}\, e^{\frac{2\pi n}{\lambda_u} y}, & ny \le 0, \\ C_{2n}\, e^{-\frac{2\pi n}{\lambda_u} y}, & ny > 0. \end{cases} \tag{1.13}$$

Потенциал $\psi$ непрерывен, поэтому $C_{1n} = C_{2n} \equiv C_n$. Запишем спадающее решение для области над пластиной ($y > 0$):

$$\psi(y > 0, z) = \sum_{n=-\infty}^{0} C_n\, e^{\frac{2\pi n}{\lambda_u} y} e^{i\frac{2\pi n}{\lambda_u} z} + \sum_{n=0}^{\infty} C_n\, e^{-\frac{2\pi n}{\lambda_u} y} e^{i\frac{2\pi n}{\lambda_u} z}. \tag{1.14}$$

Объединяя под одной суммой и учитывая, что $C_n = -C_{-n}$, получаем

$$\psi(y > 0, z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n\, e^{-\frac{2\pi n}{\lambda_u} y} \left( e^{i\frac{2\pi n}{\lambda_u} z} - e^{-i\frac{2\pi n}{\lambda_u} z} \right) = \sum_{n=0}^{\infty} 2iC_n\, e^{-\frac{2\pi n}{\lambda_u} y} \sin\left( \frac{2\pi n}{\lambda_u} z \right). \tag{1.15}$$

Далее, подставляя полученное выражение в (1.9), получаем выражения для компонент магнитного поля

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty} B_n\, e^{-nh_u y} \cos(nh_u z), \tag{1.16}$$

$$B_y = -\sum_{n=1}^{\infty} B_n\, e^{-nh_u y} \sin(nh_u z), \tag{1.17}$$

где $B_n = 2iC_n nh_u$, $h_u = 2\pi/\lambda_u$. Для определения значения магнитного поля $B_n$, создаваемого данной системой, необходимо рассмотреть граничные условия при $y = 0$. Тогда, учитывая $B_z(y + 0) = -B_z(y - 0)$, граничные условия можно записать как

$$B_z(y + 0) = \frac{\mu_0}{2}\, i_x, \tag{1.18}$$

где $i_x$ — компонента поверхностного тока ($\mathbf{j} = \mathbf{i} \cdot \delta(y)$). Распределение плотности тока внутри проводников, подчиняясь уравнениям токовой статики, является одновременно безвихревым ($\operatorname{rot} \mathbf{j} = 0$) и соленоидальным ($\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$), что для однородного проводника даёт постоянную по его сечению плотность тока; в пределах ширины проводника это отвечает поверхностной плотности $I/a$. По координате $z$ ток периодичен, поэтому его можно разложить в

ряд Фурье:

$$i_x = \begin{cases} \dfrac{I}{a}(-1)^m, & |z - m\lambda_u/2| < a/2, \\ 0, & \text{иначе}, \end{cases} \qquad = \sum_{n=1}^{\infty} i_n \cos(n h_u z), \tag{1.19}$$

где $a$ — ширина пластины вдоль оси $z$, а целое $m$ нумерует проводники. Из этих выражений интересующая нас основная гармоника ондуляторного поля может быть просто найдена в виде:

$$B_1 = \frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{2}{\lambda_u} \left[ \int_{-a/2}^{a/2} \frac{I}{a} \cos(h_u z)\, dz + \int_{\frac{\lambda_u}{2}-\frac{a}{2}}^{\frac{\lambda_u}{2}+\frac{a}{2}} \left(-\frac{I}{a}\right) \cos(h_u z)\, dz \right] = \frac{2\mu_0 I}{\pi a} \sin\left(\frac{h_u a}{2}\right) \tag{1.20}$$

Далее учтём конечную толщину пластины вдоль оси $y$, усреднив вклад тонких слоёв тока по её толщине, и вычислим поле в середине зазора ($y = H/2$):

$$B_y = B_1 \sin(h_u z) \cdot \frac{1}{D} \int_0^D e^{-h_u\left(\frac{H}{2}+\delta\right)}\, d\delta = \frac{2\mu_0 I}{\pi a} \cdot \frac{1 - e^{-D h_u}}{D h_u} \sin\left(\frac{h_u a}{2}\right) \sin(h_u z)\, e^{-\frac{h_u H}{2}}, \tag{1.21}$$

где $a$ — ширина пластин, $D$ — толщина пластины, $H$ — зазор между пластинами (рисунок 1.2).

Таким образом, окончательное выражение для ондуляторного поля между двумя пластинами токового микроондулятора имеет вид

$$B_u = \frac{4\mu_0 I}{\pi a} \cdot \frac{1 - e^{-D h_u}}{D h_u} \sin\left(\frac{h_u a}{2}\right) \cdot \sin(h_u z) \cdot e^{-\frac{h_u H}{2}}. \tag{1.22}$$

Данное выражение описывает также характерное для периодических систем экспоненциальное спадание поля при удалении от источников, что ограничивает как толщину пластин $D$, так и расстояние между ними $H$.

### 1.1.2 Выбор параметров и организация плавного входа

Выражение (1.22) позволяет сделать начальную оценку требуемых параметров ондулятора, исходя из желаемой величины магнитного поля. Представляет интерес рассмотреть сразу предельный (как показано далее) случай, соответствующий периоду 1 мм и амплитуде ондуляторного параметра $K = 1$. Из (1.3) следует, что требуемая для этого величина магнитного поля близка к 10 Тл. При выбранных геометрических размерах системы, которые собраны в таблице 1.1, данная амплитуда достигается при токе $I \approx 8$ кА. Вообще, выражение (1.22) показывает, что минимальная величина тока достигается в пределе бесконечно тонких проводов $h_u a \to 0$ и в данном случае составляет около 6,6 кА, однако такой вариант, очевидно, неприемлем с точки зрения джоулева нагрева. Если же исходить из условия минимальной плотности тока $I_u/a$, оптимальная ширина проводников $a$ соответствует половине периода, $h_u a = \pi$. Значение ширины в таблице 1.1 меньше этого значения и учитывает технологическое ограничение 0,2 мм на ширину разрезов в пластинах (расстояние между

проводниками в двумерной модели), надёжно препятствующее короткому замыканию между соседними ондуляторными проводниками. Из подобных соображений расстояние между пластинами $H$ также принято равным 0,2 мм, хотя быстрое спадание поля при удалении от пластин вынуждает минимизировать этот размер. Такое расстояние не препятствует прохождению электронного пучка из плазменного ускорителя, поскольку его характерные поперечные размеры составляют порядка 10 микрон, однако может представлять проблему, например, для фотоинжекторных сгустков с типичными размерами в несколько десятых долей миллиметра. В последнем случае необходимо рассматривать системы с бóльшим периодом или бóльшим расстоянием $H$ и, возможно, менее интенсивной раскачкой.

Таблица 1.1 — Геометрические размеры микроондулятора, использованные в расчётах, моделировании и экспериментах.

| Параметр | Обозначение | Значение |
|---|---|---|
| Период ондулятора | $\lambda_u$, мм | 1 |
| Ширина токоведущих частей | $a$, мм | 0,3 |
| Зазор между пластинами | $H$, мм | 0,2 |
| Толщина пластин | $D$, мм | 0,2 |
| Глубина перекрытия вырезов | $b$, мм | 0,2 |

Выбор толщины пластин $D$ продиктован, с одной стороны, стремлением уменьшить их толщину в соответствии с (1.22), а с другой стороны — ограничением на допустимую плотность тока, что подробнее рассматривается в следующем разделе. Что касается величины перекрытия вырезов $b$ (длины ондуляторных проводников), определяющей ширину ондуляторного поля, то, поскольку здесь предполагается, в основном, осесимметричная геометрия электронных пучков, этот размер выбран равным расстоянию между пластинами $H$. Априори (соответствующие расчёты будут сделаны в разделе 1.1.3) ожидается, что такая комбинация размеров с близкими длиной, шириной и толщиной ондуляторных проводов обеспечивает достаточную жёсткость системы при генерации короткоимпульсных магнитных полей.

Также стоит отметить, что в трёхмерной геометрии возможны два варианта включения ондуляторных пластин. В первом случае пластины идентичны и ток по ним протекает в одну сторону относительно оси $z$, что наиболее просто достигается параллельным включением пластин. Недостатком буквально такого варианта, очевидно, является вдвое большее, по сравнению с каждой пластиной, значение полного тока в цепи ондулятора. Во втором случае пластины симметричны друг другу относительно оси $z$ (это также соответствует повороту вокруг этой оси на 180 градусов), и ток по ним протекает во встречных направлениях. Далее всегда предполагается именно такое наиболее удобное последовательное включение пластин, при котором они замыкаются с катодного конца системы, а ток подводится к ним с коллекторной стороны. Этот вариант позволяет свести к минимуму возможные, связанные с присоединением подводящих проводов, искажения ондуляторного поля на входе в ондулятор.

Численное трёхмерное моделирование системы (рисунок 1.3) с очень хорошей точ-

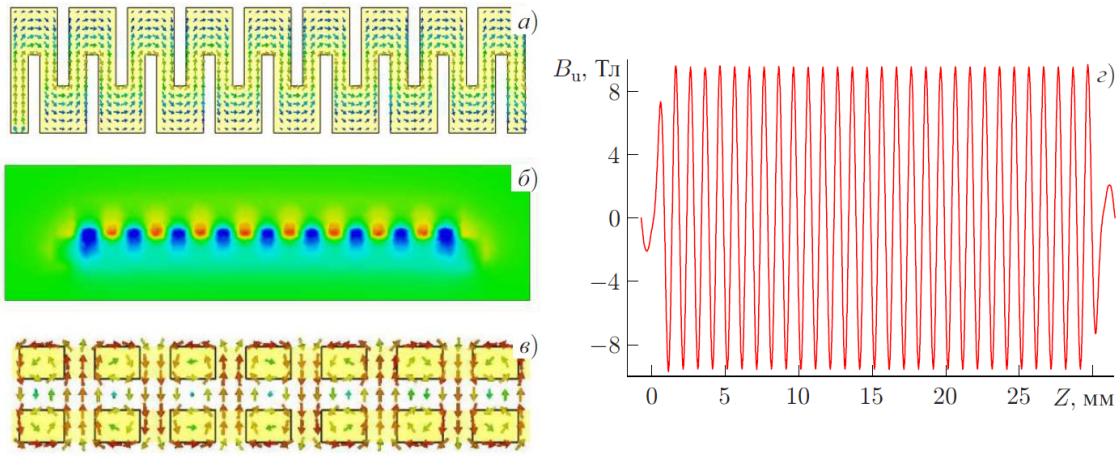



Рисунок 1.3 — Результаты численного моделирования ондулятора методом конечных элементов: распределение плотности ондуляторного тока в пластине (*а*), распределение компоненты $B_u$ магнитного поля рядом с одной пластиной (*б*), распределение магнитного поля в плоскости $y$–$z$ (*в*), $B_u$ — компонента магнитного поля двух пластин с параметрами из таблицы 1.1 на оси $z$ при ондуляторном токе 8 кА (*г*). На панелях *а*–*в* значения соответствующих величин увеличиваются от синего к красному, на панели *б* оттенки синего соответствуют отрицательным значениям, оттенки красного — положительным.

ностью согласуется в центральном сечении с аналитической оценкой (расчётная амплитуда ондуляторного поля $B_u = 10{,}2$ Тл, результат выражения (1.22) — $B_u = 10{,}48$ Тл) и, кроме того, показывает, что ожидаемая величина ондуляторного поля при заданном токе вдоль пластин достигается и при величине перекрытия встречных вырезов, сравнимой с периодом ондулятора, и даже меньшей его. Более того, изменение величины перекрытия вырезов и, соответственно, кривизны линий ондуляторного тока вдоль пластин представляет собой удобный способ профилирования ондуляторного поля вдоль траектории электронного пучка, что может быть полезным для организации плавного ввода частиц в пространство взаимодействия.

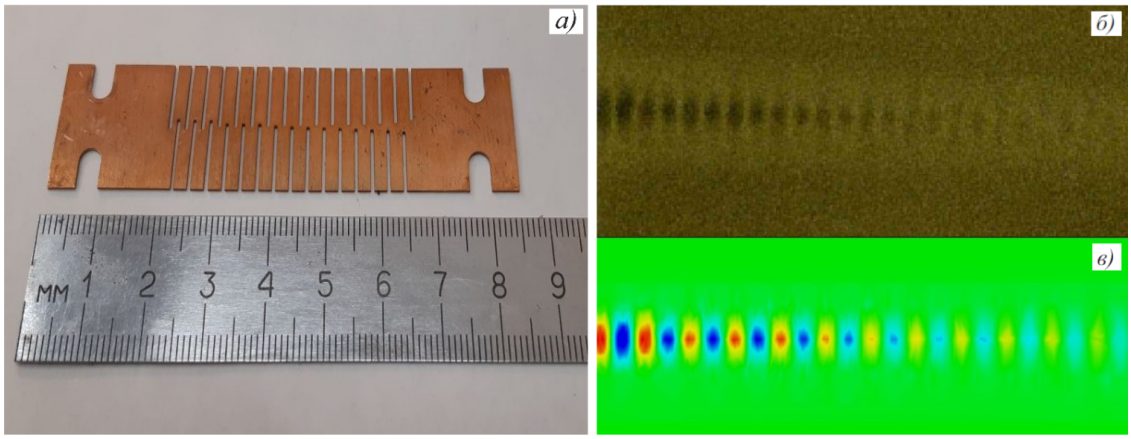



Рисунок 1.4 — Масштабная модель ондулятора с периодом 3 мм и плавным включением ондуляторного поля. Фотография одной пластины (*а*), след магнитного поля на жидкокристаллической плёнке между двумя пластинами при их встречном включении (*б*) и распределение поперечной компоненты того же поля, полученное при помощи численного моделирования (*в*). Тёмный цвет на плёнке соответствует поперечному полю.

Для демонстрации такой возможности была изготовлена масштабная модель ондулятора с периодом 3 мм (таблица 1.2) и, с помощью жидкокристаллической плёнки, чувствительной к величине и направлению магнитного поля, было визуализировано ондуляторное поле при токе в пластинах около 10 А (встречное включение). Полученное распределение хорошо совпадает с результатами моделирования (рисунок 1.4).

Таблица 1.2 — Геометрические размеры масштабной модели микроондулятора с варьирующейся глубиной перекрытия вырезов, изготовленной для визуализации плавного нарастания ондуляторного поля.

| Параметр | Обозначение | Значение |
|---|---|---|
| Период ондулятора | $\lambda_u$, мм | 3 |
| Ширина токоведущих частей | $a$, мм | 0,9 |
| Толщина пластин | $D$, мм | 0,5 |
| Глубина перекрытия вырезов | $b$, мм | от −1,8 до 1,6 |

### 1.1.3 Оценка предельных параметров рабочего импульса

Очевидно, что высокие требуемые значения рабочего тока могут быть обеспечены только в импульсном режиме работы ондулятора. В данном разделе подробно исследуются ограничения на длительность рабочих импульсов.

Во-первых, как уже отмечалось, важным ожидаемым преимуществом планарной конструкции является повышенная механическая прочность, обусловленная малым отношением длины создающих магнитное поле проводников к их толщине и пространственной развитостью конструкции в одном из поперечных направлений, дающей возможность надёжной фиксации проводников. Так, для обсуждаемого микроондулятора с полем на оси в 10 Тл, это поле достигает величины в 17 Тл вблизи пластин. Импульсная микросекундная сила, действующая со стороны такого поля на проводники с током в 10 кА, не превышает 5 кг на период, благодаря чему токоведущие части практически не подвержены деформации. Эти оценки подтверждаются результатами численного моделирования, предсказывающими пренебрежимо малую деформацию конструкции в рабочем режиме токов и магнитных полей (рисунок 1.5). При токе в 10 кА, максимальная деформация пластин ондулятора шириной 2 мм составляет около 0,02 мм. Учитывая, что электронные пучки не требуют настолько широких каналов транспортировки, по краям пластин можно поместить диэлектрические подпорки, уменьшив длину деформируемых частей до десятых долей миллиметра. Более того, поскольку в реальном приборе ондулятор будет зафиксирован в оснастке с использованием, например, эпоксидной смолы, эффектами деформации можно полностью пренебречь.

Пространственная развитость конструкции также позволяет рассчитывать на устойчивость ондулятора к перегреву в режиме работы с частотой повторения. Массивные боковые части пластин (рисунок 1.6) с исчезающе малой плотностью тока не нагреваются в течение импульса, а в промежутках между импульсами служат хорошим стоком тепла из участков пластин, более подверженных нагреву. Максимальная плотность тока в импульсе достигается, очевидно, в узких поперечных участках между разрезами. Моделирование

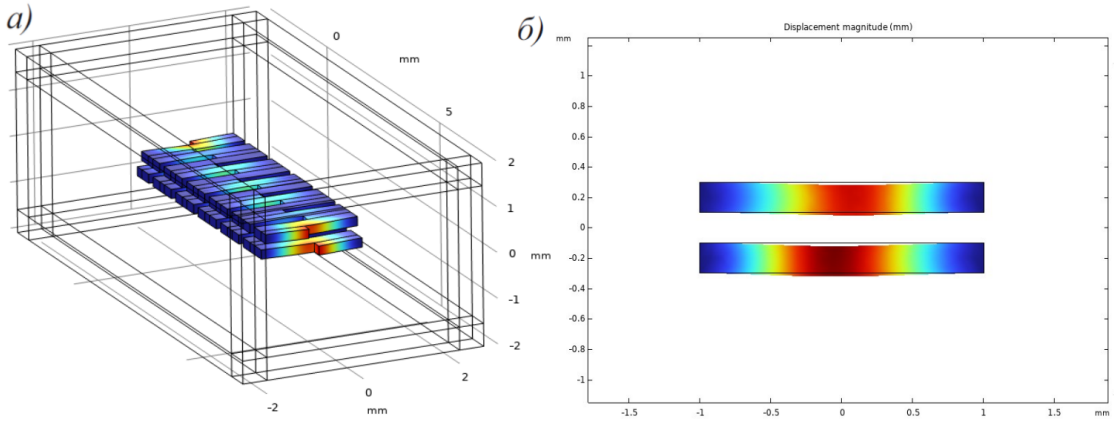



Рисунок 1.5 — Результаты численного моделирования деформации пластин ондулятора: трёхмерный вид (*а*) и сечение в плоскости $z = \text{const}$ (*б*).

показывает, что характерное время остывания этих участков за счёт диссипации тепла в боковые части (вдоль оси $x$ на рисунке 1.6) для ондулятора с периодом 1 мм, геометрические параметры которого приведены в предыдущем разделе, составляет 1 мс, что позволяет использовать его с частотами повторения в десятки герц.

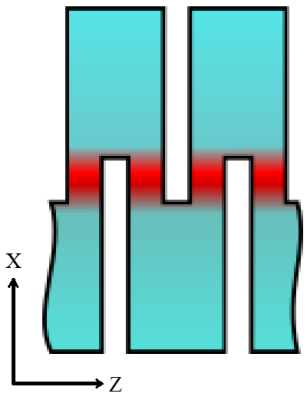



Рисунок 1.6 — Качественная иллюстрация распределения интенсивности нагрева ондуляторной пластины в течение импульса тока.

Для оценки изменения температуры узких проводников в течение импульса можно использовать элементарные формулы для джоулева нагрева током с объёмной плотностью $j$, учитывающие температурную зависимость удельного сопротивления $\rho$ и объёмной теплоёмкости $c_V$ материала пластин:

$$\frac{dT}{dt} = j^2 \frac{\rho(T)}{c_V(T)}. \tag{1.23}$$

Интересно, что для меди отношение сопротивления к теплоёмкости в диапазоне температур от комнатной до температуры плавления (около 1080 °C) с очень хорошей точностью пропорционально абсолютной температуре: $\rho(T)/c_V(T) = \alpha_T T$, где $\alpha_T = 16{,}6$ мм$^4$кА$^{-2}$с$^{-1}$. Это даёт возможность получить в пренебрежении теплопроводностью простое выражение для

конечной температуры проводников

$$T = T_0 \exp\left( \frac{\alpha_T}{S_\perp^2} \int_0^\tau I^2(t)\, dt \right), \tag{1.24}$$

где $T_0$ — начальная температура пластин, $S_\perp$ — площадь поперечного сечения проводника и $\tau$ — длительность импульса. Для импульса тока $I(t) = I_{max} \sin(\pi t/\tau)$ с амплитудой $I_{max} = 10$ кА и ондулятора с периодом 1 мм, описанного выше, из этого выражения следует связанное с плавлением проводников ограничение на максимальную длительность импульса $\tau_{max} \approx 6$ мкс (рисунок 1.7).

Следует отметить, что микросекундная длительность импульса не противоречит его использованию для запитки микроондулятора, поскольку характерные длительности электронных сгустков, получаемых в фотоинжекторных или плазменных ускорителях, на много порядков меньше этой величины. Также, как показано в следующем разделе, такая длительность не является препятствием с точки зрения высоковольтной импульсной электроники. Вместе с тем необходимо учитывать, что выражение (1.22) для величины магнитного поля, создаваемого ондулятором, было получено для статического случая. В случае коротких импульсов тока начинает играть роль скин-эффект, приводящий к существенно неоднородному распределению тока по сечению проводника и, соответственно, к изменению распределения магнитного поля. Для точного расчёта этого эффекта требуется решение нестационарной задачи, учитывающей реальную геометрию ондулятора, зависимость диэлектрической проницаемости металла от частоты и изменение проводимости в процессе импульса из-за нагрева проводника. Однако качественные оценки влияния скин-эффекта могут быть сделаны довольно просто.

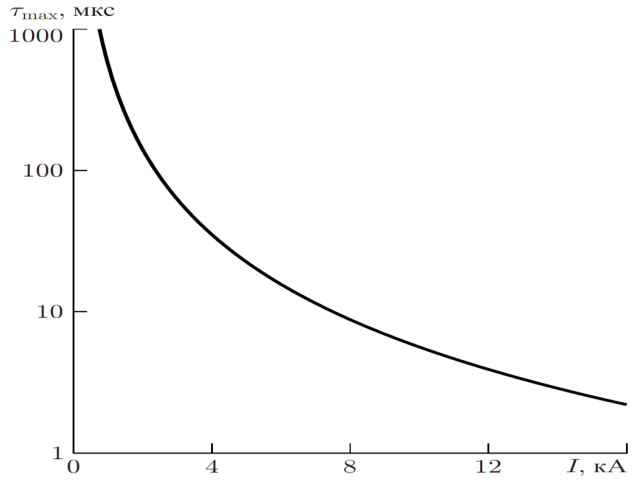



Рисунок 1.7 — Зависимость длительности импульса, соответствующей нагреву микроондулятора с параметрами из таблицы 1.1 на 800 °C относительно комнатной температуры, от амплитуды импульсного тока.

Будем считать, что глубина скин-слоя постоянна и определяется частотой, равной обратной удвоенной длительности импульса, $f_{pulse} = 1/(2\tau)$. Также пренебрежём изменением пространственного распределения тока в плоскости пластин и будем учитывать только

изменение распределения тока в вертикальном направлении. При глубине скин-слоя $\delta \propto 1/\sqrt{f_{pulse}}$ меньшей, чем толщина пластины микроондулятора, ток будет сосредоточен около верхнего и нижнего краёв пластины. Поскольку величина рабочей пространственной гармоники магнитного поля быстро спадает в поперечном направлении на масштабе $\lambda_u/(2\pi)$, при достаточно малой глубине скин-слоя ток на дальней стороне пластины практически не будет вносить вклада в увеличение требуемого магнитного поля. Этот эффект ограничивает возможность увеличения магнитного поля микроондулятора за счёт укорочения длительности импульса. Действительно, в соответствии с (1.24) максимальная плотность тока обратно пропорциональна квадратному корню из длительности импульса, $j_{max} \propto 1/\sqrt{\tau} = \sqrt{2f_{pulse}}$, поэтому произведение этой плотности тока на толщину скин-слоя не зависит от длительности импульса: $j_{max}\delta = \mathrm{const}(\tau)$. В пределе очень коротких импульсов это произведение равно максимальной поверхностной плотности тока, протекающего по ближней стороне пластины. Поскольку магнитное поле вблизи поверхности пропорционально поверхностному току, оно тоже перестаёт зависеть от длительности импульса. Для описанного выше миллиметрового микроондулятора глубина скин-слоя становится меньше толщины пластины при длительности импульса менее 3 мкс, что соответствует максимально достижимой амплитуде поля на оси ондулятора около 15 Тл.

Ещё одним следствием скин-эффекта является невозможность существенно повысить достижимое в ондуляторе магнитное поле за счёт охлаждения проводника до низких температур, например, в жидком азоте. Действительно, мощность, рассеиваемая в единице объёма с проводимостью $\sigma$, определяется законом $P_{vol} = j^2/\sigma$. При фиксированном ондуляторном поле, а значит и фиксированном полном токе через пластину, необходимая плотность тока будет увеличиваться обратно пропорционально толщине скин-слоя, которая, в свою очередь, зависит от проводимости как $\delta \propto 1/\sqrt{\sigma}$. Поэтому скорость выделения энергии в пределе коротких импульсов не зависит от проводимости, а значит и скорость нагрева ондулятора будет слабо зависеть от температуры. Разумеется, полное изменение температуры криогенного импульсного ондулятора в течение импульса может быть выше за счёт меньшей начальной температуры, что позволяет получить некоторый выигрыш в величине достижимого магнитного поля по сравнению с ондулятором при комнатной температуре, однако поскольку температура растёт экспоненциально, этот выигрыш увеличивается медленно (логарифмически) при уменьшении начальной температуры и составляет лишь около 40% для температуры жидкого азота.

Таким образом, при вышеописанной геометрии и амплитуде импульса тока в 8 кА, необходимой для достаточной раскачки электронного сгустка в ондуляторе, длительность импульса оказывается ограничена в небольшой области параметров между $\tau_{min} \approx 3$ мкс и $\tau_{max} \approx 6$ мкс. Это подтверждает сделанное в начале предыдущего раздела утверждение о близости рассматриваемых параметров к предельным.

### 1.1.4 Экспериментальное тестирование

Способность микроондулятора выдерживать пропускание импульсов тока требуемой величины была исследована экспериментально, для чего были изготовлены и протестированы несколько прототипов пластин с геометрическими размерами, ориентированными на таблицу 1.1.

Первый, пробный, вариант изготавливался электроэрозионным методом из медной пластинки толщиной 0,3 мм с последующим креплением клеем на текстолитовом основании. Из-за особенностей процесса (излишне большой радиус использованной эрозионной проволоки) ширина проводов $a_{edm} \approx 0{,}18$ мм оказалась заметно меньше ожидаемого значения (рисунок 1.8), так что результирующее сечение ондуляторных проводников на 10% уступало проектному. Дополнительным недостатком такого метода изготовления является малая жёсткость пластины с прорезями до её фиксации на основании, что может приводить к механическим повреждениям и нарушениям геометрии.

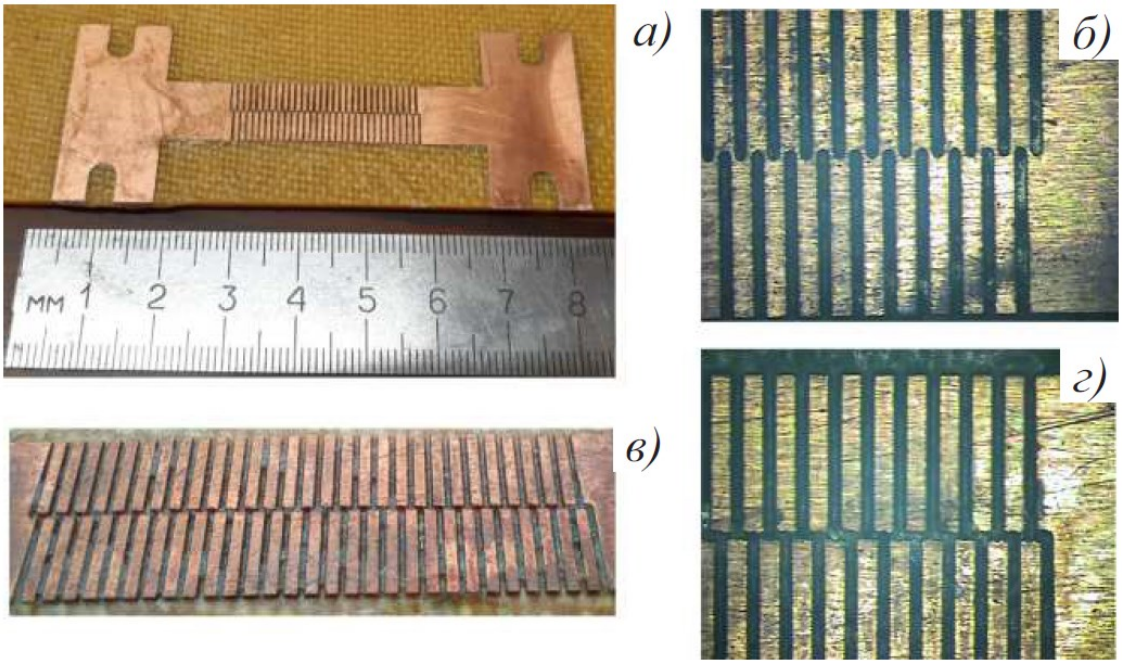



Рисунок 1.8 — Пластина миллиметрового микроондулятора, изготовленная электроэрозионным способом: до (*а*, *б*) и после (*в*, *г*) разрушения ондуляторных проводников импульсом тока примерно 3,5 кА с длительностью 50 мкс, общие фотографии (*а*, *в*) и увеличенные фотографии (*б*, *г*).

Второй вариант изготавливался фрезерным способом из меднёной текстолитовой пластины. Предварительно перед этим толщина медного слоя была увеличена до проектного значения $D = 0{,}2$ мм гальваническим методом. Точность изготовления ондулятора определялась на измерительном микроскопе, погрешность не превышала 0,01 мм. Кроме более аккуратной проработки прорезей (рисунок 1.9), преимуществом такого метода является сохранение механической жёсткости ондуляторной пластины на всех этапах работы.

Для создания импульса тока большой величины пластина ондулятора включалась в цепь колебательного контура на основе высоковольтного конденсатора (рисунок 1.10). В ка-

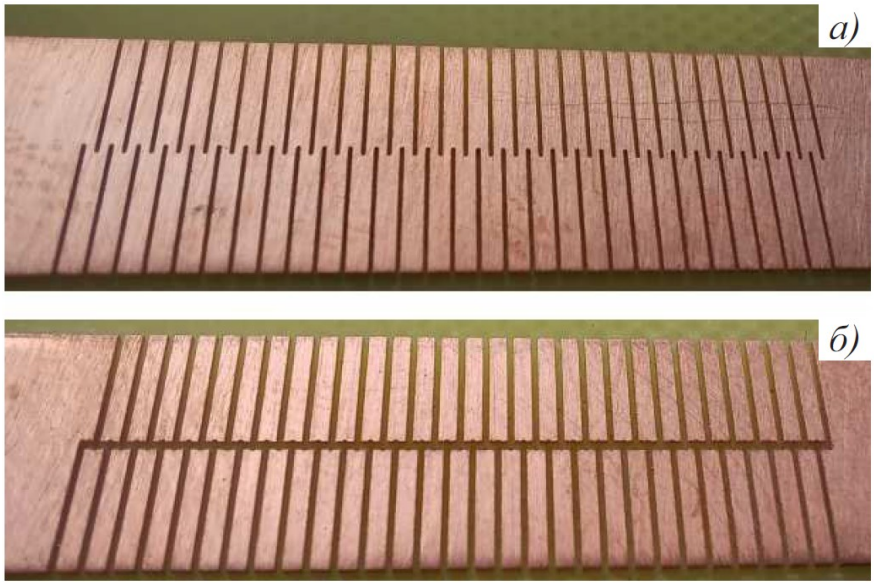



Рисунок 1.9 — Пластина миллиметрового микроондулятора, изготовленная фрезерным способом, до (*а*) и после (*б*) разрушения ондуляторных проводников импульсом тока примерно 10,5 кА с длительностью 6 мкс.

честве индуктивности в данном контуре выступали сам ондулятор и соединительные провода. Конденсатор заряжался от высоковольтного источника до уровня нескольких киловольт, после чего цепь контура замыкалась мощным высоковольтным тиристором. Ток в контуре измерялся при помощи пояса Роговского.

При испытаниях первой пластины, изготовленной электроэрозионным способом, ёмкость конденсатора составляла 100 мкФ, а результирующая длительность импульса около 50 мкс. Максимальная амплитуда тока, который удалось пропустить через эту пластину без её разрушения, достигала 3 кА, а при повышении напряжения на конденсаторе до значения, соответствующего току 3,5 кА, произошло разрушение структуры с равномерным выгоранием ондуляторных проводников по всей длине пластины (рисунок 1.8). Такой результат можно считать закономерным, учитывая меньшую, чем расчётная, толщину проводников и большую длительность импульса.

Для испытаний второй пластины, изготовленной фрезерным методом, ёмкость конденсатора была уменьшена до 20 мкФ, а длина соединительных проводов сведена к минимуму. Это позволило сократить длительность импульса тока до 6 мкс и продемонстрировать не приводящее к разрушению структуры пропускание тока величиной 8 кА, что соответствует расчётной величине 10 Тл нужной гармоники магнитного поля и величине ондуляторного параметра 1. При этом попытка пропустить ток около 10,5 кА снова привела к равномерному выгоранию всех ондуляторных проводников (рисунок 1.9). Дальнейшее уменьшение ёмкости конденсатора до 4 мкФ позволило сократить длительность импульса до 3 мкс, ввиду чего представляется возможным пропускание по пластинам импульса тока амплитудой порядка 15 кА, что соответствует ондуляторному полю с расчетной величиной более 18 Тл. Таким образом, экспериментально подтверждена способность микроондулятора выдерживать необходимые значения импульсного тока, причём оценки предельных параметров хорошо

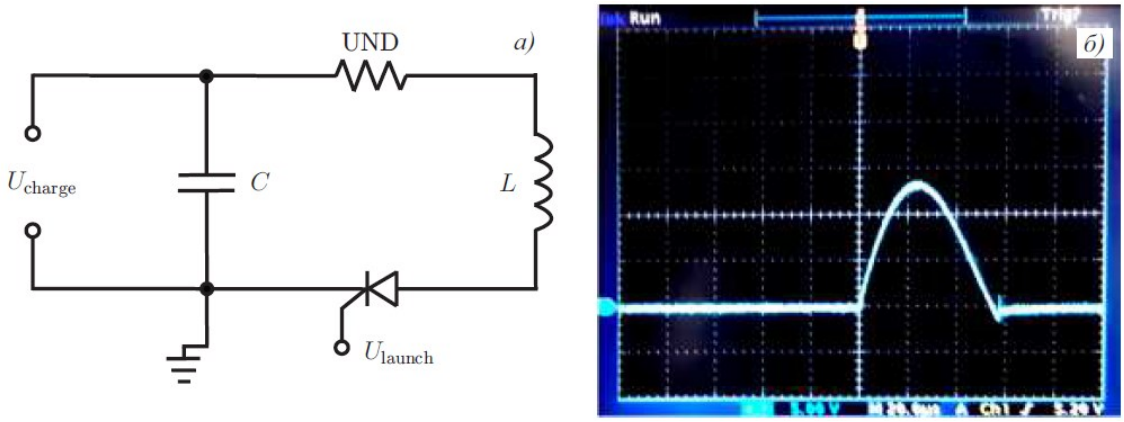



Рисунок 1.10 — Высоковольтная схема, использованная при испытаниях ондуляторных пластин (UND — ондулятор, $U_{charge}$ — высоковольтный источник зарядного напряжения, C — высоковольтный конденсатор, L — индуктивность, связанная с соединительными проводами, $U_{launch}$ — источник управляющего импульса для открывающего тиристора), и характерный импульс тока с амплитудой 3 кА, полученный с её помощью (фото осциллограммы).

совпадают с результатами тестов.

Нужно отметить, что хотя из формулы (1.22) следует, что при пропорциональном масштабировании структуры необходимый для достижения заданного ондуляторного параметра ток определяется только самим этим параметром и не зависит от геометрического масштаба, выражение (1.24) содержит линейный геометрический размер в четвёртой степени. Это, с одной стороны, означает, что дальнейшее укорочение периода ондулятора при сохранении сильной раскачки вряд ли возможно, поскольку предельные параметры, определяющие выносливость структуры, уже практически достигнуты при периоде 1 мм. С другой стороны, можно утверждать, что при увеличении периода техническая сложность задачи быстро уменьшается и реализация ондулятора с периодом 5 мм или даже 1,5 мм не будет представлять практически никаких проблем с точки зрения омического нагрева.

## 1.2 Планарный импульсный микроондулятор для систем с сильноточными ленточными электронными пучками, фокусируемыми ведущим магнитным полем

В данном разделе рассматривается вариант планарного микроондулятора, предназначенного для раскачки интенсивных пространственно-развитых и относительно слаборелятивистских электронных пучков, которые могут быть сформированы, например, ускорителями прямого действия со взрывоэмиссионными катодами. Важной особенностью таких пучков является необходимость в относительно сильном ведущем магнитном поле для их транспортировки. В течение импульса ондуляторного тока это поле оказывает значительную нагрузку на ондулятор, чья геометрия, следуя геометрии электронного пучка, также оказывается более пространственно-развитой, поэтому необходимо предпринимать дополнительные усилия для обеспечения достаточной механической прочности системы.

Данную проблему предлагается решить за счёт модифицированной конструкции планарного ондулятора. Эта конструкция основана, как и в разделе 1.1, на паре металлических

пластин с системой встречных периодических вырезов, формирующих траекторию тока, однако в модифицированном варианте пластины имеют двухслойную структуру, в которой тонкий токопроводящий слой меди соединён с массивным слоем из нержавеющей стали (рисунок 1.11) [А4, А12]. Последний, за счёт низкой относительно меди проводимости стали (по данным [88], для стали марки 12х18н10т отличие может достигать 45 раз) вносит лишь небольшой вклад в пропускание ондуляторного тока, но при этом обеспечивает требуемую механическую жёсткость конструкции. Важно, что предлагаемая конструкция допускает использование планарного тонкостенного волновода, расположенного между ондуляторными пластинами и необходимого для каналирования относительно низкочастотного излучения, генерируемого слаборелятивистским пучком. Кроме того, за счёт значительной теплоёмкости стальной слой может служить стоком тепла для медного слоя в промежутках между рабочими импульсами.

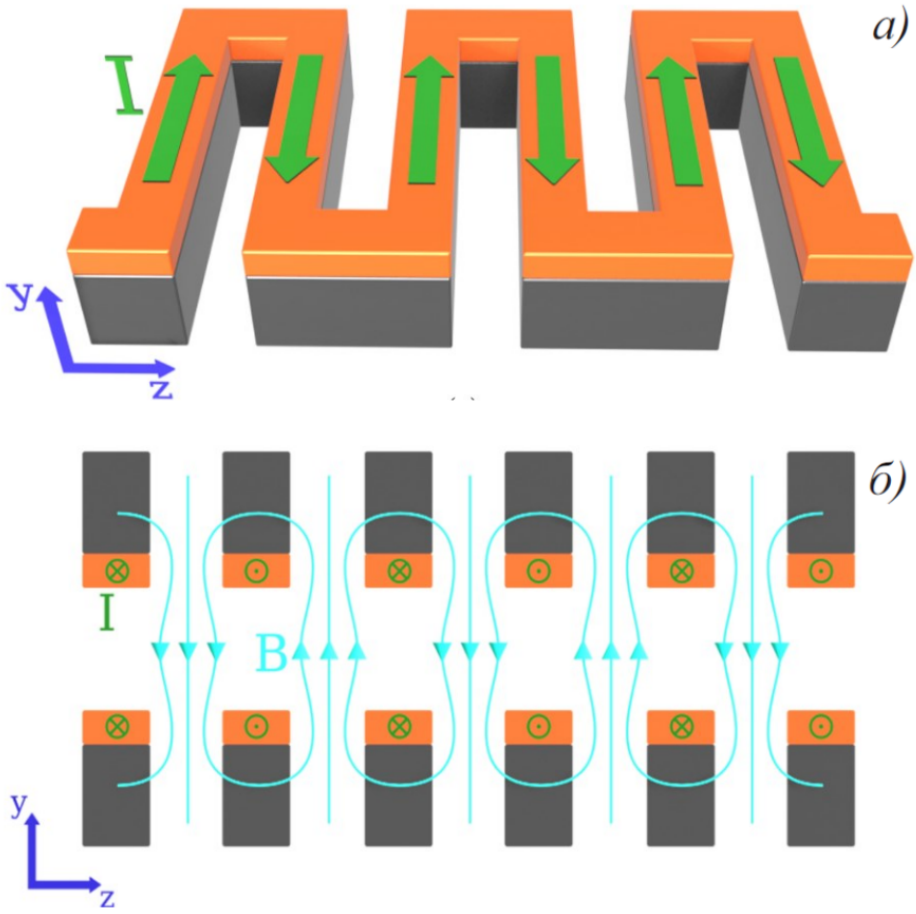



Рисунок 1.11 — Схематичное изображение двухслойной пластины ондулятора. Оранжевым цветом обозначен медный слой, серым — стальной. Зелёными стрелками обозначено направление протекания тока (*а*), голубыми — линии магнитного поля ондулятора (*б*).

### 1.2.1 Выбор параметров

Разрабатываемый ондулятор планируется использовать в конструкции ЛСЭ субтерагерцового частотного диапазона с ленточным релятивистским электронным пучком (РЭП). Подобный пучок с параметрами, приведёнными в таблице 1.3, был реализован в ИПФ РАН и успешно использовался в конструкции планарных генераторов поверхностной волны на частотах 75 [62] и 150 [63] ГГц. Учитывая относительно большую толщину пучка, в данном случае приемлемых результатов удаётся достичь при периоде ондулятора не менее 5 мм. Согласно выражению (1.2), такой минимальный период при параметрах пучка из таблицы 1.3 соответствует рабочей частоте генерации около 300 ГГц.

Таблица 1.3 — Параметры ленточного РЭП

| Параметр | Обозначение | Значение |
|---|---|---|
| Ускоряющее напряжение | $U$, кВ | 500–700 |
| Ток пучка | $I$, А | 1000 |
| Длительность импульса | $\tau_{beam}$, нс | 20 |
| Толщина пучка | $h_{beam}$, мм | 0,3–0,5 |
| Ширина пучка | $w_{beam}$, мм | 20 |
| Ведущее поле | $B_0$, Тл | 3 |

Для формирования качественного электронного пучка с рассматриваемыми параметрами в электронно-оптической системе со взрывоэмиссионным катодом и его дальнейшей транспортировки требуется ведущее поле не менее 3 Тл [63]. Кроме того, для предотвращения потери качества при возбуждении паразитных циклотронных колебаний в ондуляторе, ведущее поле $B_0$ должно быть достаточно далёким от резонансного значения, определяемого из условия равенства циклотронной $\Omega_c = eB_0/mc\gamma$ и ондуляторной $\Omega_u = v_{\parallel} h_u$ частот [2; 56; 89]. В данном случае это резонансное значение близко к $B_{res} \approx 4$ Тл. С учётом этих фактов, для рабочей величины ведущего поля принята оценка $B_0 = 5$ Тл. Что касается проектной величины ондуляторного поля, то, ориентируясь на результаты моделирования соответствующего ЛСЭ (подробно описано в главе 2), выбрано значение амплитуды этого поля на оси ондулятора в 1 Тл, что соответствует, согласно (1.3), ондуляторному параметру $K = 0{,}33$.

В рассматриваемом слаборелятивистском случае и, кроме того, в условиях относительной близости к ондуляторно-циклотронному резонансу, раскачка пучка в ондуляторе существенно влияет на его поперечный размер, что необходимо учитывать при выборе расстояния между пластинами ондулятора. Амплитуды колебаний вдоль осей $x$ и $y$ задаются выражениями [2; 89] (вывод подробно описан в главе 2):

$$a_x = \frac{K\lambda_u}{2\pi\gamma},$$

$$a_y = a_x \frac{\Omega_c}{\Omega_u},$$

где $x$ — ось поперечного сечения, параллельная пластинам, а $y$ — ось, перпендикулярная им.

В отличие от случая отсутствующего или слабого ведущего поля, когда ондуляторные колебания направлены, в основном, вдоль оси $x$, при ведущем поле больше резонансного раскачка частиц вдоль оси $y$ имеет большую амплитуду, чем вдоль оси $x$, что объясняет заметное влияние этих колебаний на толщину пучка. Оценка минимального зазора между пластинами $2a_y + h_{beam}$ даёт, для выбранных параметров, значение $H_{min} = 1{,}5$ мм. В дальнейшем, чтобы обеспечить необходимый запас для свободного прохождения пучка в тонкостенном планарном волноводе, расположенном внутри ондулятора, величина зазора принимается равной $H = 2{,}3$ мм. При толщине токоведущей части ондулятора 0,5 мм, формула (1.22) позволяет оценить требуемый ондуляторный ток выражением

$$I = \frac{B\lambda_u\, e^{\pi H/\lambda_u}}{16\pi},$$

которое для выбранных параметров даёт величину $I = 6$ кА.

Таблица 1.4 — Геометрические размеры двухслойного микроондулятора

| Параметр | Обозначение | Значение |
|---|---|---|
| Период ондулятора | $\lambda_u$, мм | 5 |
| Ширина токоведущих частей | $a$, мм | 2 |
| Зазор между пластинами | $H$, мм | 2,3 |
| Толщина медного слоя | $D_{Cu}$, мм | 0,5 |
| Толщина стального слоя | $D_{St}$, мм | 2 |
| Глубина перекрытия вырезов | $b$, мм | 22 |

Целесообразность использования двухслойной конструкции подтверждается численным моделированием. Было проведено сравнение расчётов поля на оси ондулятора в двухслойной и однослойной (без стального слоя) моделях для конструкции с геометрическими размерами, указанными в таблице 1.4. Доля тока, протекающего в медной части двухслойной пластины, составила 89% от общего, в результате чего при переходе к двуслойной конструкции ондуляторное поле при общем токе в 10 кА уменьшается с 1,18 Тл до 1,09 Тл (рисунок 1.12). Таким образом, для поддержания ондуляторного параметра на уровне однослойной медной пластины, в двухслойной конфигурации необходимо увеличивать рабочий ток всего на 10%, что в расчетном режиме составляет 6,6 кА вместо 6 кА и не вызывает трудностей.

### 1.2.2 Расчёт механической прочности ондулятора

Для оценки механической прочности предложенной двухслойной конструкции было проведено численное моделирование напряжений в пластинах ондулятора под действием ондуляторного и ведущего магнитных полей при токе в 10 кА, ведущем поле в 5 Тл и геометрических размерах, указанных в таблице 1.4. Результаты расчётов показали, что деформация однослойного медного ондулятора под воздействием силы Ампера довольно значительна (рисунок 1.13 *а*): максимальное смещение проводящих частей достигает 1,5 мм, что недопустимо при толщине зазора в 2,3 мм. Для двухслойного ондулятора максимальная де-

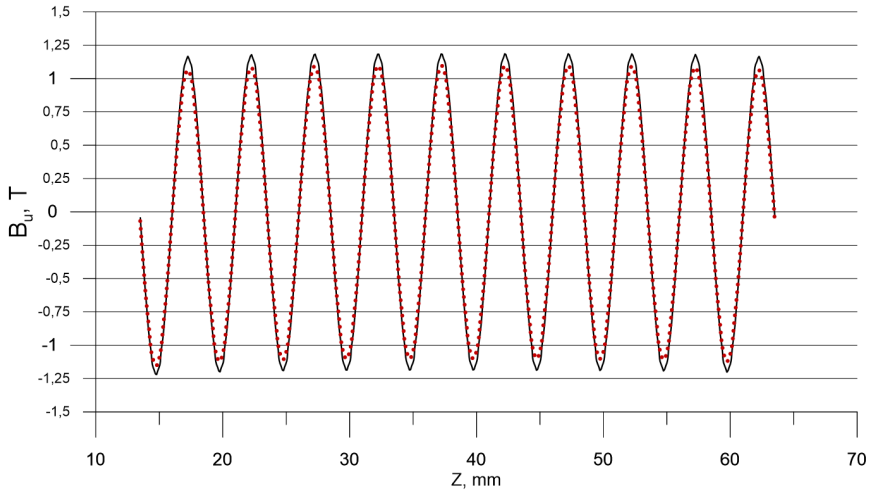



Рисунок 1.12 — Ондуляторное поле однородного медного ондулятора (чёрным) в сравнении с двухслойным ондулятором (красным пунктиром).

формация при тех же условиях составила около 0,1 мм (рисунок 1.13 *б*). Стоит отметить, что сила, действующая на проводники со стороны внешнего поля, существенно превышает силу их взаимного притяжения, в связи с чем параллельные провода деформируются в одном направлении, но с несколько различающейся амплитудой (рисунок 1.13 *в*). Дальнейший учет в расчетах того, что пластины ондулятора закрепляются в оснастке при помощи эпоксидной смолы, обеспечивающей дополнительную жёсткость конструкции, снижает деформации до значений, меньших 0,005 мм. Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают возможность использования выбранной конструкции при параметрах, соответствующих рабочему режиму ЛСЭ.

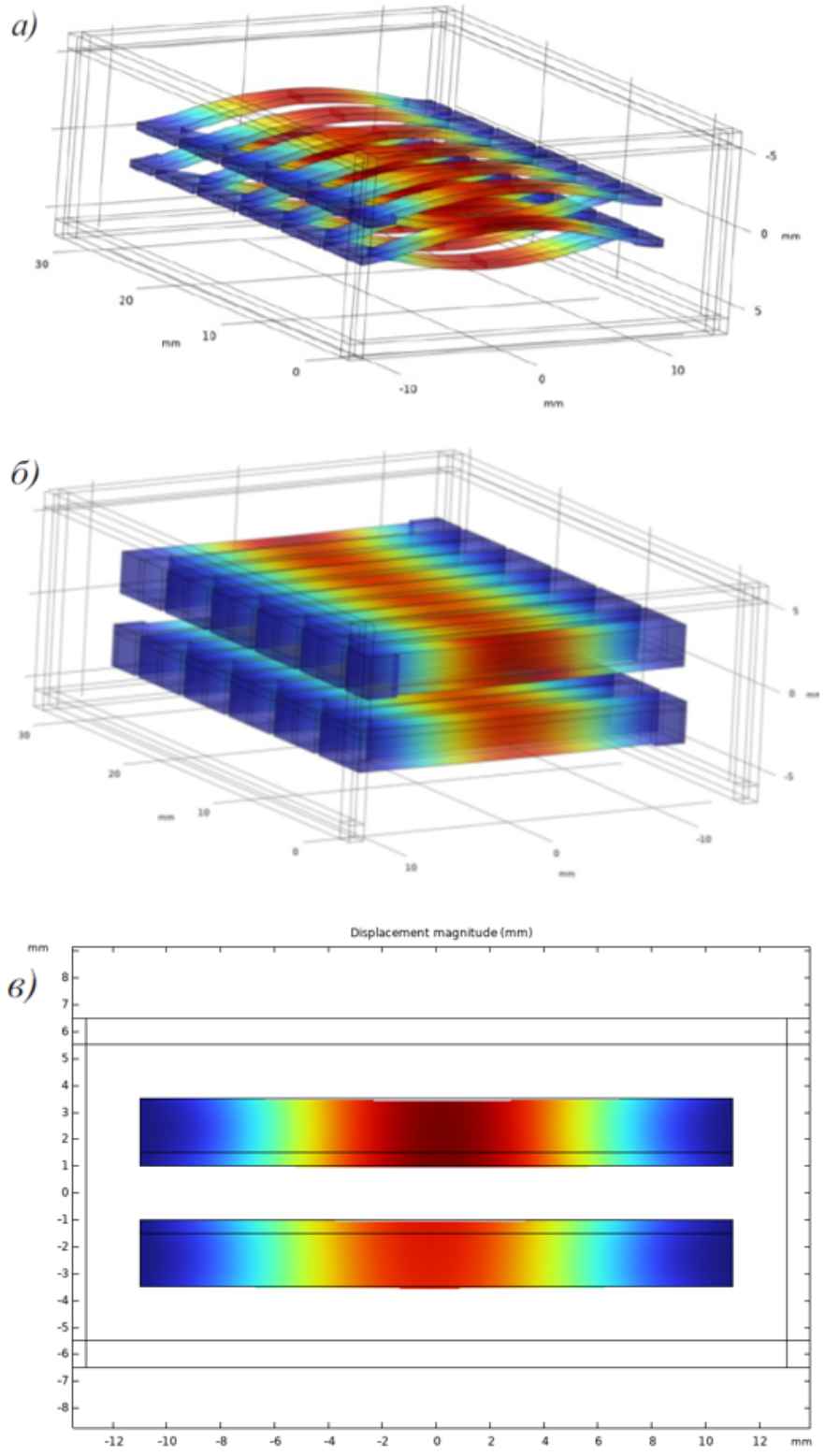



Рисунок 1.13 — Результаты численного моделирования деформации пластин ондулятора ($I = 10$ кА, $B_0 = 5$ Тл) для однородной медной (*а*) и двухслойной (*б*) конструкций. (*в*) — сечение двухслойного ондулятора плоскостью $z = \text{const}$, деформация верхнего проводника — 0,1 мм, нижнего — 0,083 мм.

### 1.2.3 Обеспечение плавной раскачки ондуляторных колебаний

Даже в условиях значительного отличия величины ведущего поля от резонансного, при резком нарастании амплитуды ондуляторного поля на траектории электронного пучка в последнем, помимо рабочих «вынужденных» баунс-осцилляций частиц, возбуждаются паразитные «собственные» циклотронные колебания электронов (рисунок 1.14 *а*). Этот нежелательный эффект можно значительно уменьшить (рисунок 1.14 *б*), обеспечив плавное нарастание амплитуды ондуляторного поля в области влёта пучка в ондулятор. В предлагаемой конструкции ондулятора этого можно достичь несколькими способами.

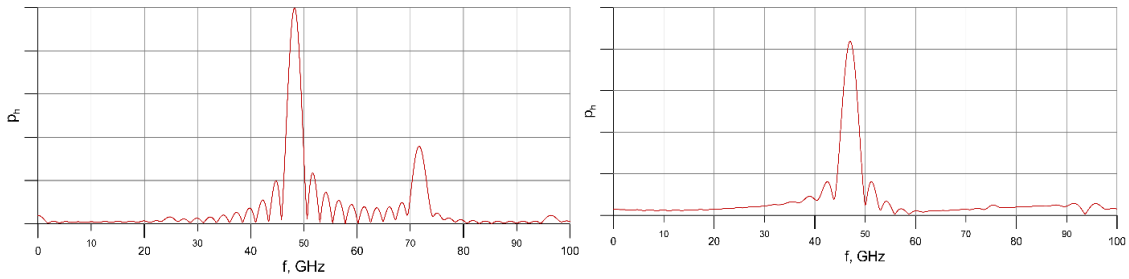



Рисунок 1.14 — Временной спектр поперечного импульса электронов в ондуляторе, полученный путем Фурье-преобразования ($y$)-компоненты импульса одной частицы. В отсутствие плавного входа помимо ондуляторной раскачки пучка на частоте $\Omega_u \approx 48$ ГГц возникают циклотронные колебания ($\Omega_c \approx 72$ ГГц) (левый график). При наличии плавного входа они отсутствуют (правый график).

Простейший вариант предусматривает добавление дополнительной перемычки на половине первого периода на входе в ондулятор (рисунок 1.15 *а*). Такой способ обеспечивает более плавное нарастание ондуляторного поля на первом периоде (рисунок 1.15 *б*), что может оказаться достаточным в отдельных случаях.

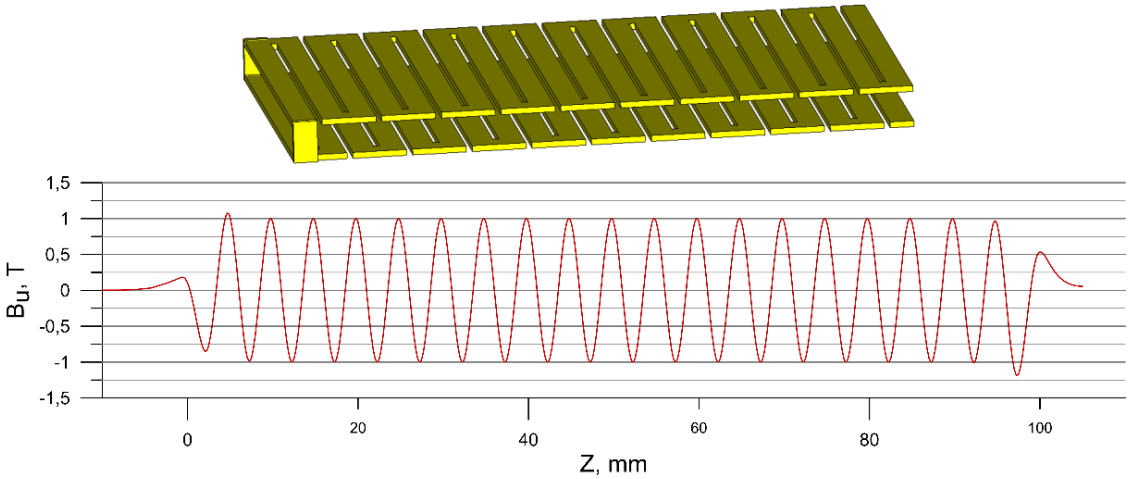



Рисунок 1.15 — Внешний вид ондулятора с двумя перемычками на конце пластин (сверху) и его ондуляторное поле (снизу).

Более выраженного эффекта можно достичь при плавном уменьшении зазора между пластинами до рабочего на нескольких периодах входа в ондулятор (рисунок 1.16). Такая

конструкция в принципе позволяет легко варьировать скорость нарастания поля путём изменения угла сближения пластин, однако реализация её на практике может быть затруднительной.

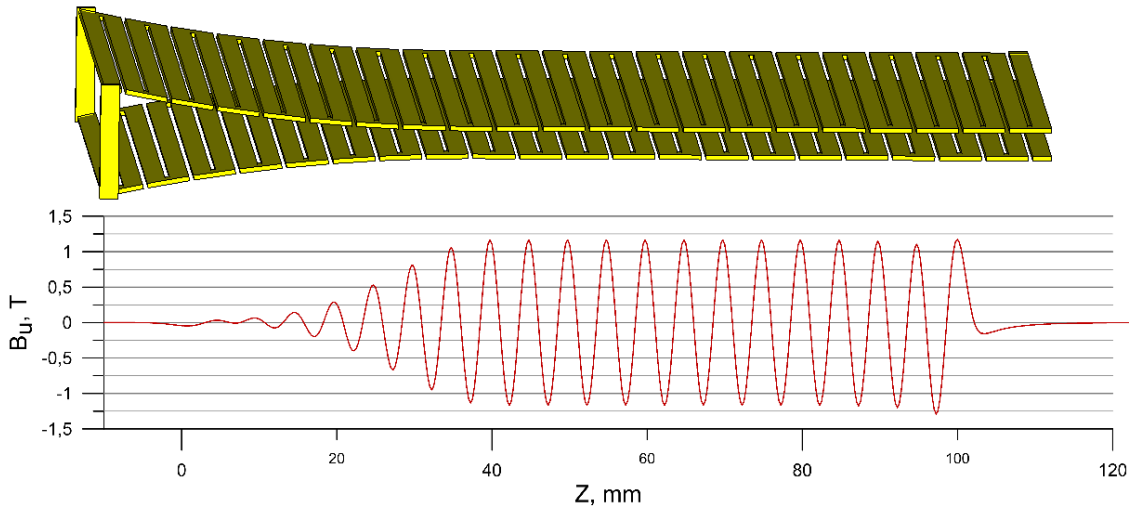



Рисунок 1.16 — Внешний вид ондулятора с раскрывом пластин (сверху) и его ондуляторное поле (снизу).

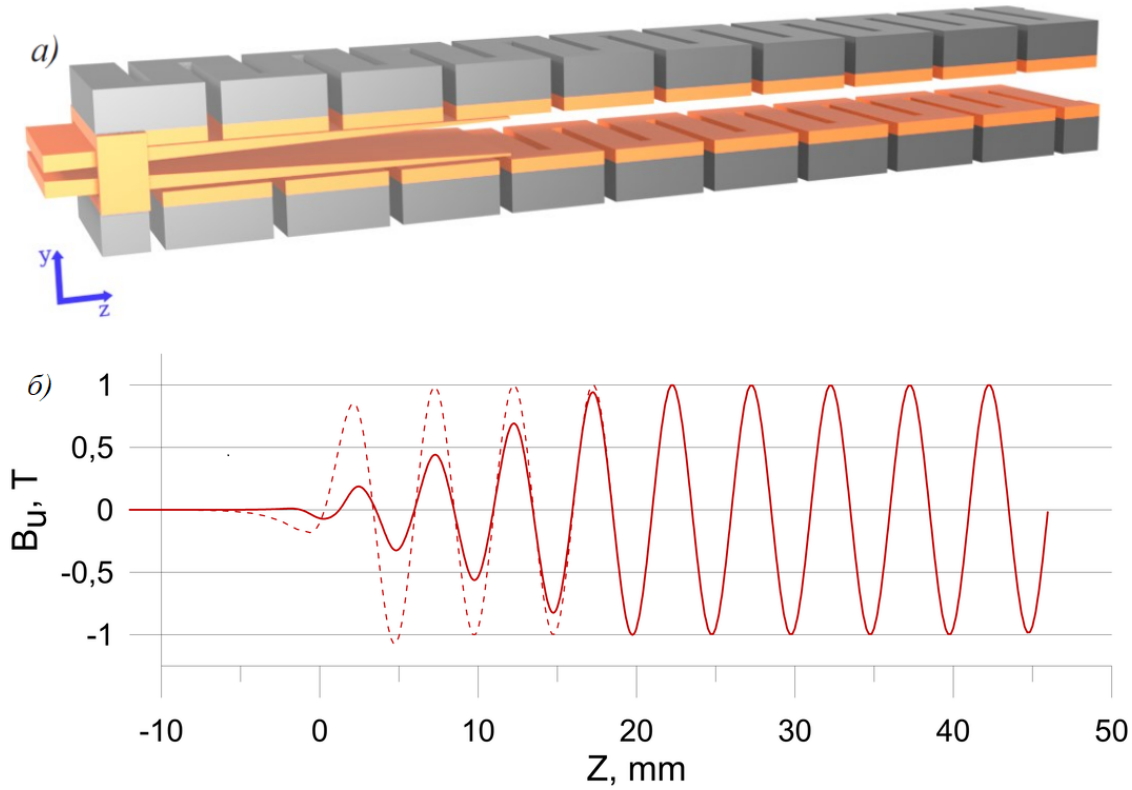



Рисунок 1.17 — Микроондулятор с перемычками по краям и клиновидными медными пластинами в области влёта пучка в ондуляторное поле (*а*), ондуляторное магнитное поле на оси ондулятора (*б*), чёрным — с использованием клиньев, пунктиром — без них.

Ещё один, более удобный, способ использует импульсный характер ондуляторного поля и заключается в добавлении в зазор между пластинами проводящих клиньев, частично

экранирующих поле в области пучка (рисунок 1.17). Ввиду простоты производства и возможности совмещения этой конструкции с тонкостенным волноводом, для использования в конструкции ондулятора был выбран именно этот вариант. Согласно результатам нестационарного моделирования, при комбинировании этого способа с добавлением дополнительной перемычки между пластинами, можно получить плавное, близкое к линейному нарастание поля в ондуляторе (рисунок 1.17 *б*).

### 1.2.4 Экспериментальное тестирование

Экспериментальное тестирование ондулятора преследовало две цели — подтверждение правильности теоретических расчётов величины ондуляторного поля при двухслойной модификации пластин и демонстрация электромеханической прочности ондулятора в рабочем режиме.

Для первой задачи был изготовлен масштабный макет ондулятора с периодом 15 мм и увеличенным зазором между пластинами, что позволило повысить относительную точность позиционирования датчика миллитесламетра, которым измерялось ондуляторное поле. Макет представляет собой две пластины из нержавеющей стали толщиной 5 мм (марка 12х18н10т), с гальванически нарощенным медным слоем толщиной 0,45 мм на одной из сторон каждой пластины. После нанесения и шлифовки меди в пластинах были сделаны периодические разрезы электроэрозионным способом (рисунок 1.18 *а*). Рабочая ширина макета — 25 мм, длина — 105 мм (7 периодов). Согласно результатам моделирования, при таких размерах на медный слой приходится около 80% ондуляторного тока.

Ондуляторное поле измерялось при постоянном токе 50 А и зазоре между пластинами 5 мм. Датчик магнитного поля с поперечными размерами $6 \times 2$ мм$^2$ перемещался вдоль оси $z$ микроондулятора по центру зазора. При взятой в расчётах проводимости нержавеющей стали $\sigma_{st} = 1{,}4 \cdot 10^6$ См/м, согласующейся с известными табличными значениями [88], удаётся добиться очень хорошего совпадения расчётных и измеренных данных (рисунок 1.18 *б*).

Для демонстрации электромеханической прочности конструкции был изготовлен приближённый к реальному макет с периодом 5 мм и длиной 50 мм (10 периодов) (рисунок 1.19). В данном варианте пластины были выполнены из 2 мм нержавеющей стали с нарощенным медным слоем толщиной 0,45 мм; разрезы также сделаны электроэрозионным способом (рисунок 1.19 *б*). Длина разрезов — 24 мм, что несколько превышает ширину ленточного РЭП для уменьшения влияния краевых полей на движение частиц. Для центрирования макета на оси соленоида, создающего ведущее поле, пластины были размещены в пластиковой оснастке, изготовленной методом 3D-печати, и закреплены при помощи эпоксидной смолы (рисунок 1.19 *в*). На одной из пластин со стороны канала транспортировки был размещён изолирующий слой из бумаги толщиной 100 мкм, пропитанный эпоксидной смолой, поверх которого приклеена медная фольга толщиной 50 мкм, имитирующая стенку волновода (рисунок 1.19 *г*). На второй пластине в качестве изолятора была использована тонкая прозрачная пластина из слюды толщиной 40 мкм, что дало возможность беспрепятственного осмотра структуры после проведения испытаний. Зазор между пластинами ондулятора

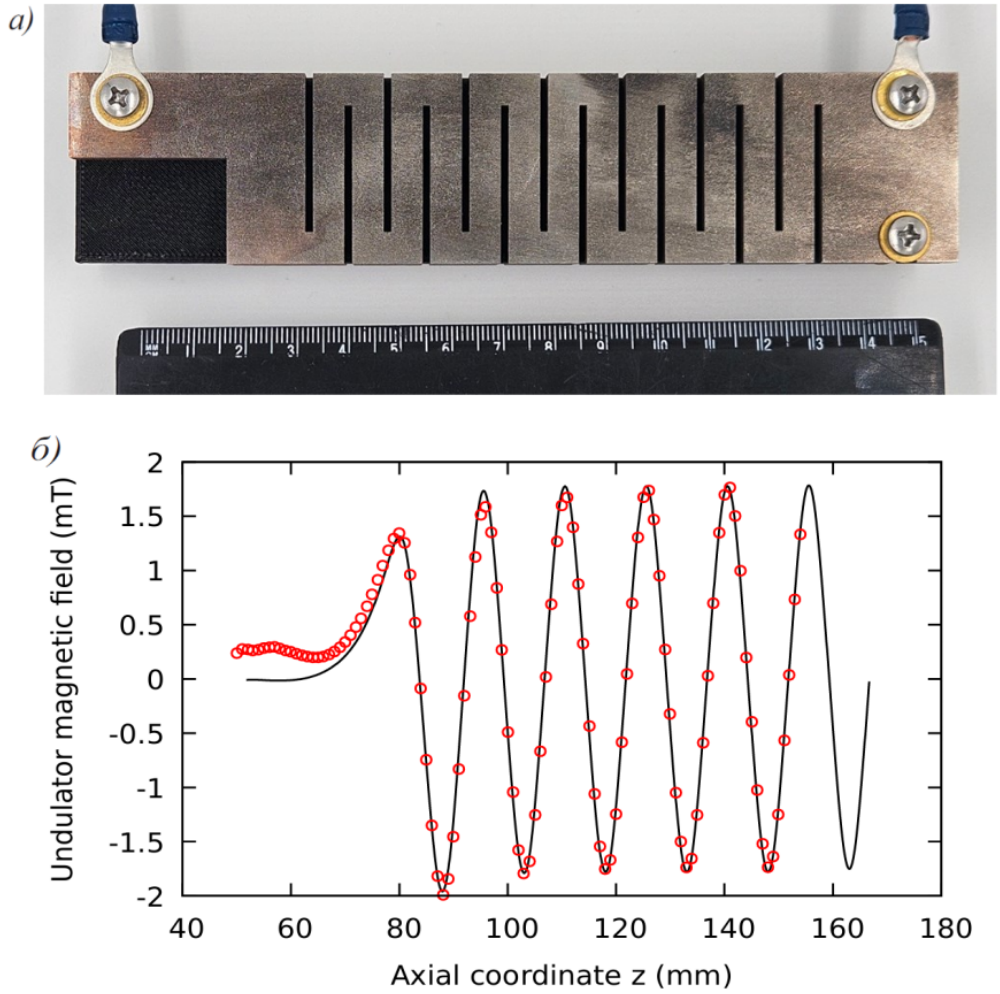



Рисунок 1.18 — (*а*) Фотография двухслойного макета ондулятора с периодом 15 мм. (*б*) Поперечное магнитное поле на оси ондулятора. Чёрная кривая — результаты численного моделирования, красные метки — экспериментальные данные для постоянного тока 50 А и зазора между пластинами 5 мм. Расхождение в области 50–70 мм обусловлено различием в реализации подключения подводящих проводов в расчётах и эксперименте.

фиксировался двумя медными пластинами толщиной 3 мм, расположенными по сторонам от предполагаемого канала транспортировки пучка и имитирующими боковые стенки волновода (рисунок 1.19 *д*).

Схема питания ондулятора включала в себя два параллельных канала, управляемых каждый своим быстродействующим тиристором (рисунок 1.20), что позволило снизить токи через отдельные ключи. Ток в каждом канале измерялся с помощью пояса Роговского. Открытие тиристоров общим управляющим импульсом приводило к разряду через них высоковольтных конденсаторов общей ёмкостью 200 мкФ, создавая импульсы суммарного тока длительностью 35 мкс и амплитудой до 11 кА. При длительности импульса ведущего поля 2 мс синхронизация рабочих импульсов ондулятора с этим полем не представляла сложности.

В ходе испытаний на пластины, размещённые внутри соленоида, были поданы более десяти импульсов тока амплитудой 10 кА при ведущем поле 4 Тл (рисунок 1.21 *г*). После этого не было обнаружено никаких деформаций ни на самих пластинах, ни на изолирующем

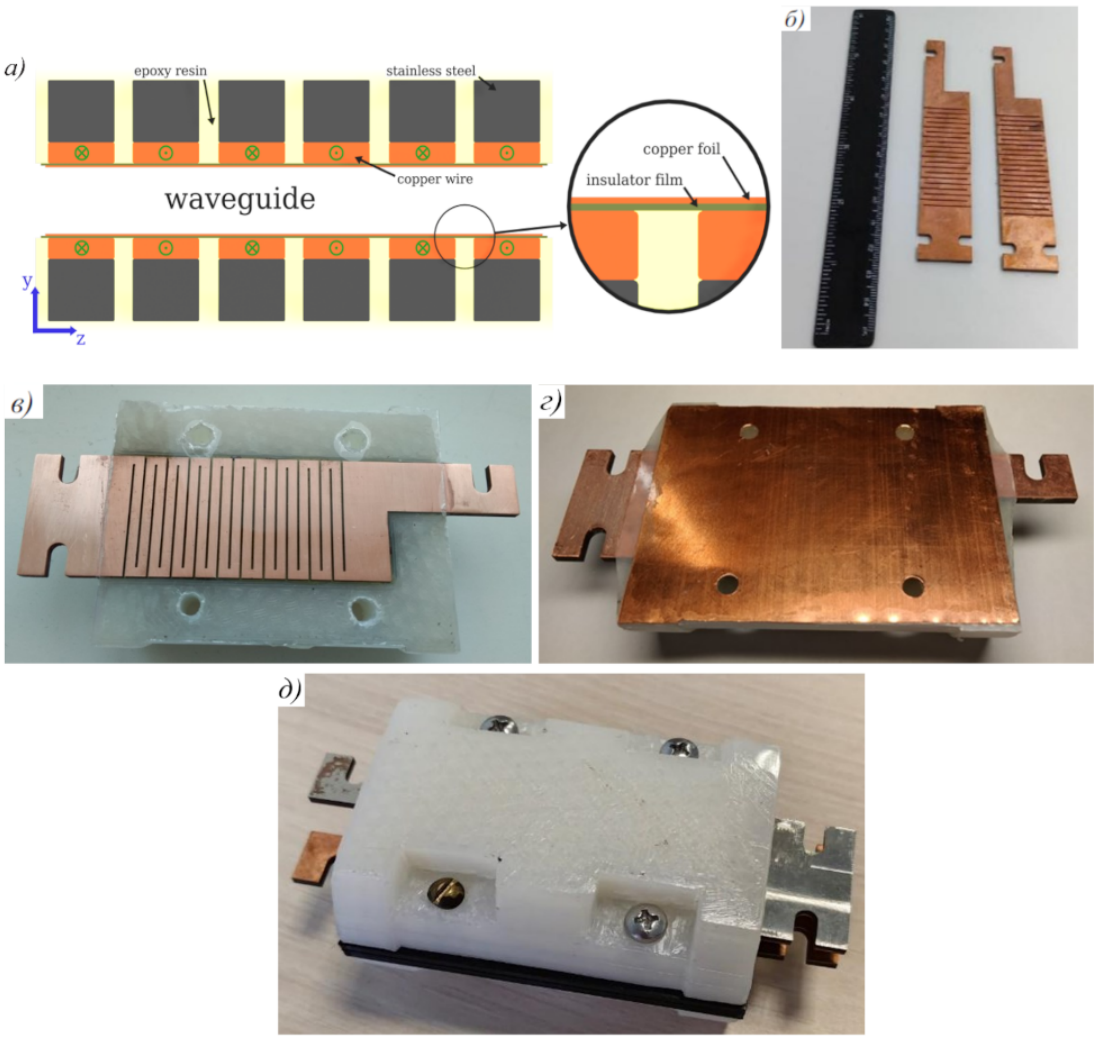



Рисунок 1.19 — Схематичное изображение ондулятора, совмещённого с планарным волноводом (*а*), двухслойные пластины ондулятора с периодом 5 мм (*б*), первая пластина, установленная в оснастку и закреплённая эпоксидной смолой, с тонким изолирующим слоем из слюды (*в*), вторая пластина, покрытая изолятором и медной фольгой (*г*), собранный макет целиком (*д*).

слое из слюды. Визуальных следов пробоя между ондуляторными проводниками, пластинами ондулятора и медной фольгой или изменения электрических свойств ондулятора также не наблюдалось.

Таким образом, результаты экспериментов подтверждают, что выбранная конструкция ондулятора и технология его изготовления обеспечивают его длительную работу при рабочих параметрах электронно-оптической системы ленточного РЭП.

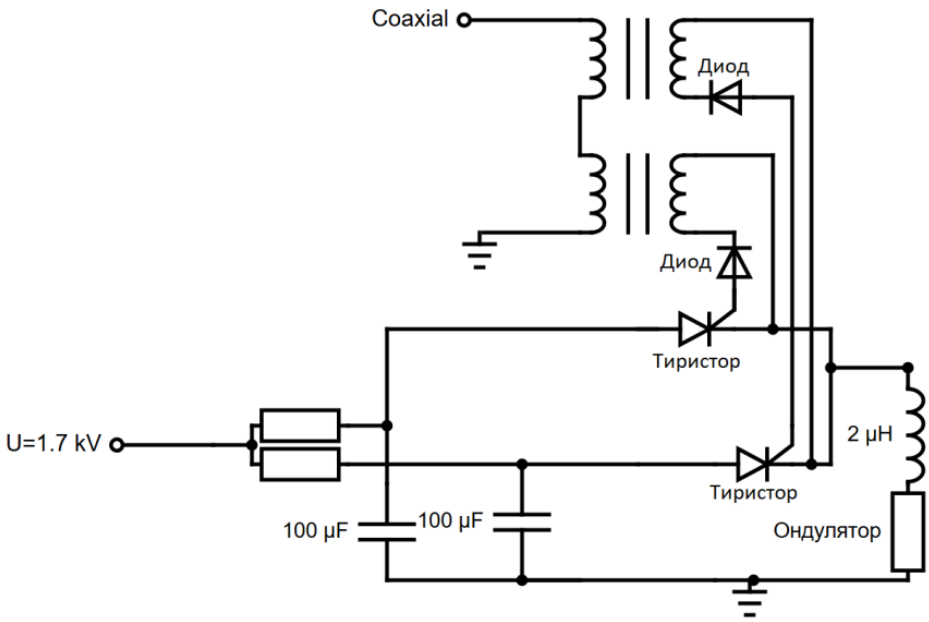



Рисунок 1.20 — Схема включения ондулятора с двумя параллельными тиристорами

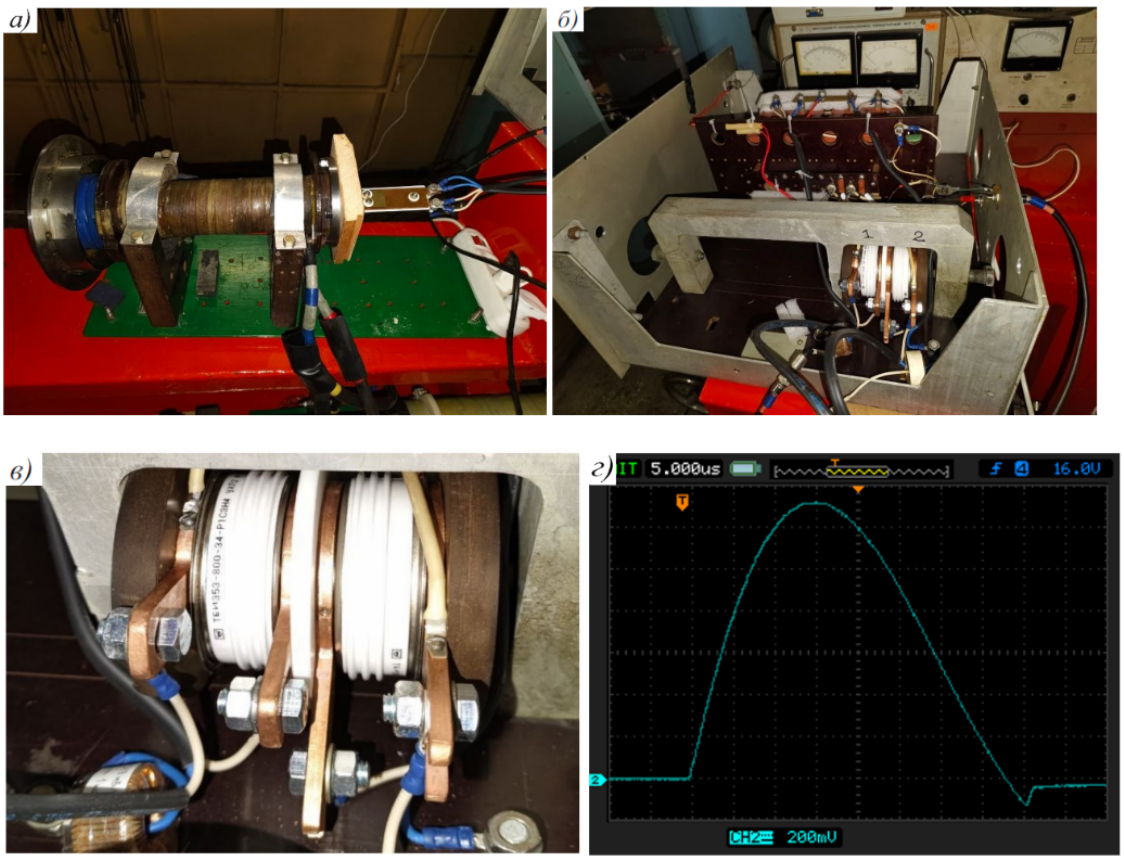



Рисунок 1.21 — Соленоид с размещённым внутри ондулятором (*а*), источник питания ондулятора (*б*), быстродействующие высоковольтные тиристоры (*в*), осциллограмма импульса тока через ондулятор, измеренного поясом Роговского (*г*). Максимальный ток составил 10 кА.

### 1.3 Спиральный импульсный ондулятор

Заметным недостатком планарного ондулятора является непостоянство ондуляторного параметра вдоль траектории пучка, что приводит к снижению коэффициента связи с пучком до среднеквадратичного значения и осцилляциям продольной скорости частиц. В качестве альтернативы этой системе можно рассматривать ондулятор спиральной геометрии, создающий в системе отсчёта, связанной с частицами пучка циркулярно-поляризованное поле накачки [2; 49; 50]. При этом ондуляторный параметр (поперечный импульс частиц) остаётся постоянным на всём ондуляторном периоде, повышая параметр Пирса в $\sqrt[3]{2} = 1{,}25$ раза. Кроме того, в системах с ведущим магнитным полем спиральная система позволяет надёжно отстроиться от ондуляторно-циклотронного резонанса, правильно выбирая направление ведущего поля и делая противоположными направления ондуляторных и циклотронных колебаний [48; 90; 91]. Основной сложностью при создании спирального микроондулятора является, очевидно, неизбежная миниатюрность конструкции и связанное с этим снижение механической и термической прочности. Кроме того, переход к спиральной конфигурации несколько ограничивает спектр совместимых электронно-оптических систем, делая возможным использование только достаточно компактных в поперечном направлении пучков.

Для решения проблем механической и термической устойчивости спирального микроондулятора предполагается снова использовать двухслойную конструкцию. Один из предлагаемых вариантов микроондулятора выполнен в виде бифилярной биметаллической спирали, закороченной с одного из концов (рисунок 1.22).

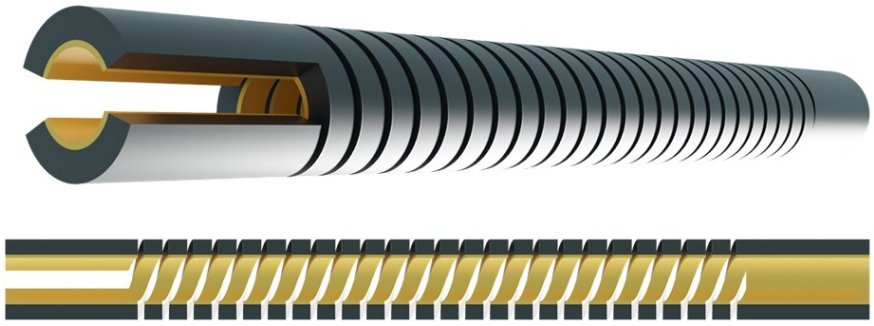


Рисунок 1.22 — Спиральный ондулятор, выполненный в виде бифилярной спирали двухслойным способом, вид сбоку (сверху) и в разрезе (снизу).

При периоде такого ондулятора в 5 мм, внутреннем диаметре 3 мм, и толщинах стального и медного слоёв 2 и 0,5 мм, соответственно, пропускание по нему тока в 10 кА создаёт на оси спиральное ондуляторное поле с амплитудой 1,18 Тл (рисунок 1.23), что соответствует постоянному ондуляторному параметру $K = 0{,}55$. Численное моделирование механических напряжений в этом режиме показывает, что даже в отсутствие ведущего поля однородно медная спираль сильно подвержена деформации и не обладает достаточной жёсткостью, максимальная деформация для неё достигает 2,6 мм (рисунок 1.24 *а*). Аналогичные расчёты для двухслойной бифилярной спирали продемонстрировали её максимальную деформацию в 0,03 мм даже в ведущем поле в 3 Тл (рисунок 1.24 *б*), что подтверждает возможность использования данной конструкции.

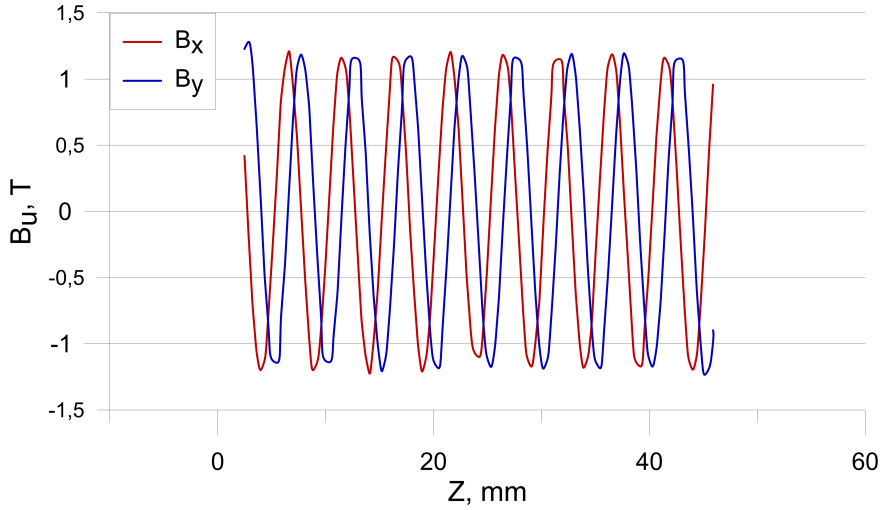



Рисунок 1.23 — Ондуляторное поле на оси спирального ондулятора. *x*-компонента (красным), и *y*-компонента (синим) отличаются на четверть периода.

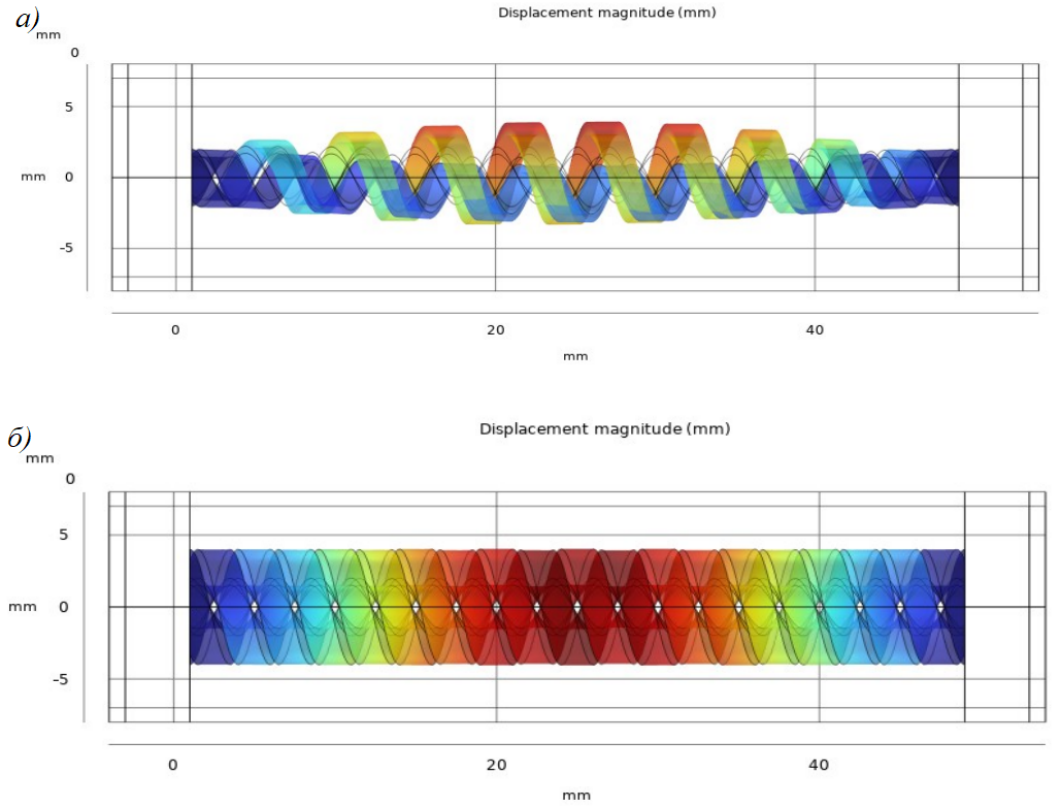



Рисунок 1.24 — Деформация спирального ондулятора медной (*а*) и двухслойной (*б*) конструкций.

Стоит отметить, что равномерное наращивание меди на внутренней поверхности бифилярной спирали может оказаться трудной задачей. В качестве более простой в производстве модели ондулятора можно рассмотреть систему из четырёх планарных пластин (рисунок 1.25 *а*). Каждая следующая по часовой стрелке пластина сдвинута на $\lambda_u/4$ по продольной оси $z$, образуя квази-спиральную геометрию; направления тока по пластинам показано на рисунке 1.25 *б*. С обеих сторон пластины соединены попарно со сдвигом по оси вращения, с одного из концов оставлены два контакта для подвода тока.

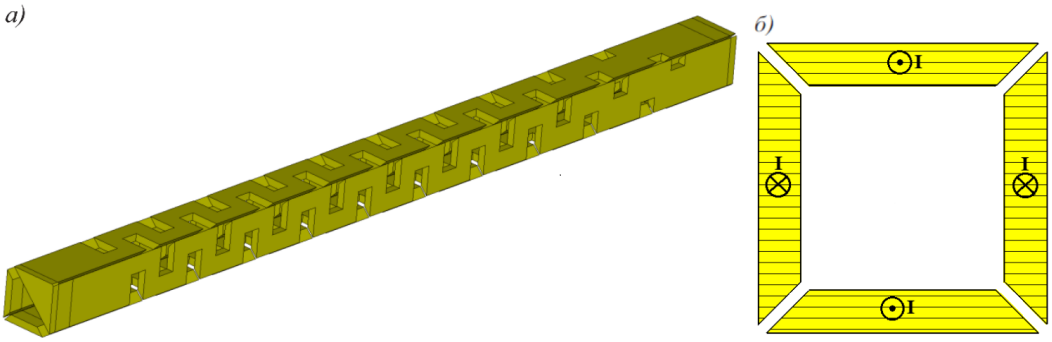



Рисунок 1.25 — Квази-спиральный ондулятор, *а* — вид сбоку, *б* — разрез в плоскости $z$ = const с указанием направления протекания тока.

Магнитное поле квази-спирального ондулятора показано на рисунке 1.26. Вертикальная $y$-компонента магнитного поля на оси системы равна горизонтальной $x$-компоненте и отстаёт от неё на четверть периода, формируя спиральную геометрию. При толщине пластин 0,5 мм и зазоре между ними 2,4 мм амплитуда магнитного поля при пропускании по пластинам тока в 10 кА достигает $B_u \approx 1{,}08$ Тл, что соответствует ондуляторному параметру 0,5. Важно, что за счёт небольшого перекрытия вырезов в каждой из пластин квази-спирального ондулятора, в нём появляется возможность обеспечения плавного входа за счёт изменения глубины вырезов на первых периодах аналогично тому, как это можно делать в планарной системе, рассмотренной в разделе 1.1.

Таким образом, квази-спиральная конструкция микроондулятора совмещает в себе преимущества спиральной (увеличенный ондуляторный параметр) и планарной (простота изготовления и реализации плавного входа) геометрий, что делает её перспективной при использовании в ЛСЭ с пучками малых поперечных размеров. Однако следует заметить, что, в отличие от чисто спиральной геометрии, ондуляторное поле в квазиспиральной системе имеет выраженную квадрупольную составляющую (это можно видеть из диаграммы направлений тока по пластинам на рисунке 1.25 *б*), в результате чего пучок при движении через такой ондулятор будет испытывать противоположное фокусирующее и дефокусирующее воздействие вдоль различных направлений в поперечном сечении. Для компенсации этого эффекта можно использовать секционированную систему с чередующимися секциями ондулятора, повёрнутыми друг относительно друга на 90 градусов.

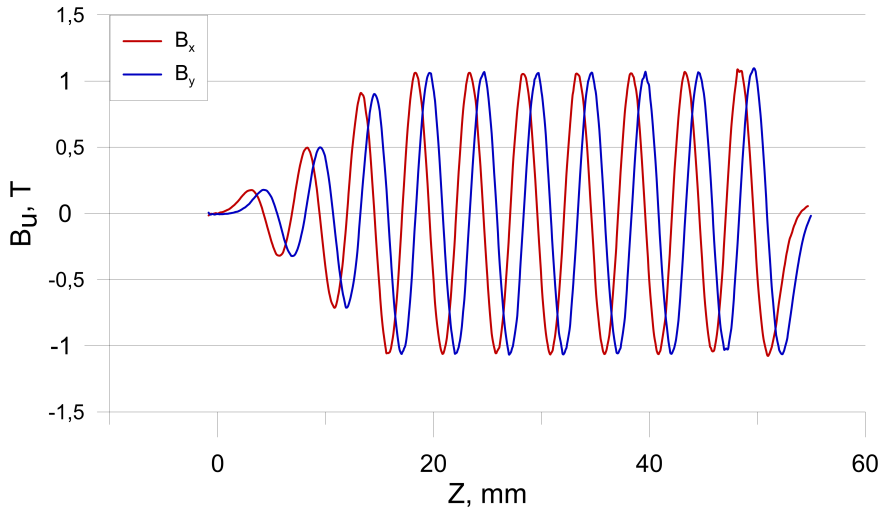



Рисунок 1.26 — Ондуляторное поле на оси квази-спирального ондулятора с плавным входом. Сдвиг ортогональных компонент поля друг относительно друга на четверть периода соответствует спиральной геометрии.

## 1.4 Основные результаты главы 1

Разработаны несколько вариантов импульсных токовых микроондуляторов с периодами 1–5 мм, предназначенных для использования в ЛСЭ с компактными ускорителями различных конструкций.

1. Предложена концепция планарного импульсного микроондулятора, в котором необходимое для работы ЛСЭ сильное (вплоть до ∼10 Тл) ондуляторное поле с пространственным периодом миллиметрового масштаба формируется протеканием короткого мощного импульса тока по системе пары проводящих пластин с встречными периодическими разрезами. Разработана аналитическая модель планарного микроондулятора, дающая выражения для амплитуды основной гармоники ондуляторного поля и для предельных по нагреву и механической нагрузке параметров рабочего импульса; показано, что при пропорциональном масштабировании конструкции требуемый для заданного ондуляторного параметра ток не зависит от геометрического масштаба, тогда как омические потери пропорциональны линейному размеру в четвёртой степени, что ограничивает дальнейшее укорочение периода значениями около 1 мм. Для микроондулятора с периодом 1 мм, предназначенного для работы с компактными пучками плазменных и фотоинжекторных ускорителей, экспериментально продемонстрировано пропускание импульсов тока с амплитудой 8 кА (длительность 6 мкс) без разрушения структуры, что соответствует расчётной величине ондуляторного поля 10 Тл и ондуляторному параметру $K \approx 1$.
2. Для работы с сильноточными ленточными РЭП в ведущем магнитном поле предложена модифицированная двухслойная конструкция пластин ондулятора, в которой тонкий медный токопроводящий слой соединён с массивным слоем нержавеющей стали, обеспечивающим механическую жёсткость структуры и теплоотвод; конструк-

ция совместима с планарным тонкостенным волноводом, размещаемым в зазоре ондулятора. Экспериментальные испытания макета двухслойного ондулятора с периодом 5 мм подтвердили правильность расчёта величины ондуляторного поля и продемонстрировали возможность длительной работы конструкции при пропускании серии импульсов тока амплитудой 10 кА в ведущем магнитном поле 4 Тл без признаков деформации, пробоя или изменения электрических характеристик.

3. Для повышения коэффициента связи пучка с волной и устранения осцилляций продольной скорости частиц предложены варианты спирального микроондулятора — бифилярная биметаллическая спираль и квази-спиральная система из четырёх планарных пластин со сдвигом по продольной оси; расчёты показывают, что в обоих вариантах при токе 10 кА и периоде 5 мм достижим ондуляторный параметр $K \approx 0{,}5$–$0{,}55$ при сохранении достаточной механической прочности конструкции.

# ГЛАВА 2. Моделирование субтерагерцового ЛСЭ на основе микроондулятора и сильноточного ленточного релятивистского электронного пучка

В данной главе излагаются результаты моделирования ЛСЭ с интенсивным ленточным РЭП и планарным двухслойным микроондулятором, описанным в разделе 1.2. В качестве опорных использованы размеры пучка, полученного на ускорителе «СИНУКИ» в ИПФ РАН в экспериментах с генераторами поверхностной волны [62; 63]. Показано, что использование ондулятора с периодом 5 мм и килоамперного пучка с энергией частиц порядка 500 кэВ может обеспечить генерацию импульсов миллиметрового излучения с мощностью в несколько десятков мегаватт.

## 2.1 Моделирование в рамках модели усреднённых уравнений

В данном разделе ключевые параметры ЛСЭ на линейной стадии усиления рабочей волны оцениваются в рамках модели одномерных усредненных уравнений движения частиц. Характер этого движения и особенности процесса генерации в подобной схеме исследованы уже многократно [2], поэтому в 2.1.1 приведен лишь краткий вывод этих уравнений, опирающийся на известные факты и позволяющий быстро сделать необходимые оценки. В следующих подразделах исходя из типичных для имеющихся ускорителей характеристик пучка оцениваются оптимальные параметры ЛСЭ и приводятся результаты численного моделирования в данной модели.

### 2.1.1 Элементарная аналитическая теория

Пренебрегая зависимостью ондуляторного поля от поперечных координат, для магнитного поля на траектории электронного пучка примем зависимость

$$\mathbf{B} = \left(0,\ \mathrm{Re}\left[B_u e^{ih_u z}\right],\ B_0\right), \tag{2.1}$$

где, как и ранее, $h_u = 2\pi/\lambda_u$, $B_u$ — амплитуда ондуляторного поля (1.22), $B_0$ — ведущее поле, а координаты выбраны в соответствии с рисунком 1.2. В отсутствие рабочей волны уравнения для импульса частицы следуют из выражения для силы Лоренца $\dot{p} = (e/c)\,[\mathbf{v}, \mathbf{B}]$ и принимают вид

$$\dot{p}_x = \frac{e}{c}(v_z B_u - v_y B_0), \tag{2.2}$$

$$\dot{p}_y = \frac{e}{c} v_x B_0, \tag{2.3}$$

$$\dot{p}_z = -\frac{e}{c} v_x B_y. \tag{2.4}$$

Решением этих уравнений является поступательное движение электрона с постоянным средним на периоде продольным импульсом $\langle p_z \rangle = \text{const}$, на которое наложены ондуляторные колебания с частотой $\Omega = h_u \langle p_z \rangle / m\gamma$ ($\gamma$ — релятивистский масс-фактор частицы) и амплитудой

$$p_0 = i \frac{eB_u}{ch_u(\alpha^2 - 1)} e^{-i\varphi_0}, \tag{2.5}$$

так что

$$p_x = \operatorname{Re}\left[p_0 e^{i\Omega t}\right], \tag{2.6}$$

$$p_y = \alpha \operatorname{Re}\left[i p_0 e^{i\Omega t}\right], \tag{2.7}$$

где

$$\alpha = -\frac{\Omega_c}{\Omega}, \tag{2.8}$$

а $\Omega_c = \frac{eB_0}{mc\gamma}$ — циклотронная частота вращения электронов в ведущем поле. При ведущем поле, превышающем резонансное, $\alpha > 1$, и размах ондуляторных колебаний вдоль оси $y$ превышает размах колебаний вдоль оси $x$. В этом случае более сильная связь достигается с рабочей волной, имеющей $y$-компоненту электрического поля, что дает возможность рассматривать в качестве таковой TEM-моду планарного волновода с полем $E_y = \operatorname{Re}\left[E_0 e^{i\omega t - ikz}\right]$, не зависящим от поперечных координат.

В уравнении для энергии электрона

$$\langle mc^2 \dot{\gamma} \rangle_t = -e \langle E_y v_y \rangle_t = -\frac{e\alpha}{2m\gamma} \operatorname{Im}\left[p_0 E_0 e^{i(\omega - \Omega)t - ikz + i\varphi_0}\right], \tag{2.9}$$

можно выделить медленную фазу $\theta = (\omega - \Omega)t - kz + \varphi_0$, где начальная фаза $\varphi_0 = \omega t_0$ определяется временем влета в ондулятор $t_0$, и перейти к безразмерным переменным $w = \gamma_0 - \langle \gamma \rangle_t$, $E_0 = k\frac{mc^2}{e}a$, $B_u = h_u \frac{mc^2}{e} K$, $B_0 = h_u \frac{mc^2}{e} b$, $p_z = mcp_\parallel$, $kz = \zeta$. Здесь и далее $f' = df/d\zeta$. Тогда уравнение (2.9) принимает вид

$$w' = \frac{-\alpha K}{2p_\parallel(\alpha^2 - 1)} \operatorname{Re}\left[a e^{i\theta}\right], \tag{2.10}$$

и дополняется уравнением для фазы

$$\theta' = \frac{\gamma}{p_\parallel} - \frac{h_u}{k} - 1. \tag{2.11}$$

Вместе с начальными условиями $\gamma(0) = \gamma_0$ и $\theta_0 \in [0, 2\pi)$ они представляют собой систему усредненных уравнений движения ансамбля частиц пучка.

Особенностью слаборелятивистской системы с ведущим магнитным полем является нелинейная связь продольного и поперечного импульсов электрона. Действительно, поперечный импульс

$$p_\perp = \frac{p_0}{mc} = i \frac{K}{\alpha^2 - 1} e^{-i\varphi_0} \tag{2.12}$$

определяется не только ондуляторным параметром $K$, но и близостью частицы к ондуляторно-

циклотронному резонансу, выражаемой параметром $\alpha$. С учетом этого выражения, а также (2.6)–(2.7), релятивистская связь энергии и импульса приобретает вид

$$p_\parallel^2 + \frac{K^2}{2}\frac{1+\alpha^2}{(\alpha^2-1)^2} + 1 = \gamma^2. \tag{2.13}$$

Вместе выражения (2.12) и (2.13) самосогласованным образом определяют продольный и поперечный импульсы частицы при заданной энергии $\gamma$ (т. н. стационарная траектория). Эта связь играет ключевую роль при вычислении производной $\dfrac{dp_\parallel}{d\gamma}$, входящей в линеаризованное уравнение (2.11)

$$\theta' = \Delta - \nu(\gamma - \gamma_0), \tag{2.14}$$

где $\Delta = \dfrac{\gamma_0}{p_{\parallel 0}} - \dfrac{h_u}{k} - 1$ — отстройка от электронно-волнового синхронизма, а $\nu = \dfrac{d}{d\gamma}\left(\dfrac{\gamma}{p_\parallel}\right)$ — параметр инерционной группировки. Раскрытие этой производной с использованием связи (2.12)–(2.13) даёт явное выражение

$$\nu = \frac{1}{p_\parallel}\frac{2\gamma^2(\alpha^2-1)^3)}{2p_\parallel(\alpha^2-1)^3) + K_u^2\alpha^2(\alpha^2+3)}. \tag{2.15}$$

В силу малости амплитуды волны $a$ уравнение (2.10) уже является линеаризованным,

$$w' = \kappa\,\mathrm{Re}\left[ae^{i\theta}\right], \tag{2.16}$$

если считать постоянным коэффициент связи $\kappa = \dfrac{\alpha K}{2p_{\parallel 0}(\alpha^2-1)}$.

Для определения параметра Пирса и инкремента неустойчивости в системе пучок-волна уравнения движения частиц должны быть дополнены уравнением возбуждения волны. Его формальный вид

$$a' = G\langle \kappa e^{-i\theta}\rangle_{\theta_0}, \tag{2.17}$$

где $\langle \kappa e^{-i\theta}\rangle_{\theta_0}$ в правой части представляет собой нормализованный высокочастотный ток (усреднение ведётся по всему электронному ансамблю). Выражение для коэффициента возбуждения $G$ нетрудно получить из закона сохранения энергии. Действительно, используя постоянство суммы мощности рабочей волны

$$P_{\text{wave}} = \frac{c}{8\pi}S_\perp\left(k\frac{mc^2}{e}\right)^2|a|^2, \tag{2.18}$$

где $S_\perp$ — площадь поперечного сечения волновода, и мощности, переносимой электронным пучком,

$$P_{\text{beam}} = P_0 - \frac{mc^2}{e}I\langle w\rangle_{\theta_0}, \tag{2.19}$$

из (2.16) и (2.17) получаем

$$G = -\frac{4\pi I/I_A}{k^2 S_\perp}, \tag{2.20}$$

где $I_A = mc^3/e$ — альфеновский ток.

В линейном режиме максимальный инкремент неустойчивости Г достигается вблизи нулевой отстройки, $\Delta = 0$, когда

$$\theta - \theta_0, \quad w, \quad a \quad \propto \quad e^{\Gamma\zeta} \tag{2.21}$$

и может быть легко найден из (2.14), (2.16) и (2.17) как

$$\Gamma^3 = iG\kappa^2\nu/2 = iC^3, \tag{2.22}$$

где $C$ — параметр Пирса (здесь он нормирован на длину волны излучения, в отличие от параметра $\rho$ в (1.5), нормированного на период ондулятора). Размерный обратный инкремент, определяемый как $1/\big(k\,\mathrm{Re}(\Gamma)\big)$, имеет в данном случае вид

$$L = \frac{2}{\sqrt{3}\,Ck} \tag{2.23}$$

и служит одним из основных показателей при выборе параметров ЛСЭ в следующих подразделах.

### 2.1.2 Оценка параметров для ускорителя «СИНУС»

Оценка параметров производилась для двух вариантов сильноточных ускорителей в ИПФ РАН, отличающихся, главным образом, ускоряющим напряжением. Первый вариант — ускоритель «СИНУС» с характерной энергией частиц пучка около 500 кэВ. Зависимость обратного инкремента от периода ондулятора для ведущего поля 5 Тл и различных значений ондуляторного параметра в этом случае приведена на рисунке 2.1. Видно, что при периоде 5 мм обратный инкремент достигает локального минимума, причем его зависимость от ондуляторного параметра при этом слабая, что позволяет в этом режиме снизить требования к амплитуде ондуляторного поля и, как следствие, к току, пропускаемому через пластины. Резкий рост обратного инкремента в области $\lambda_u \approx 4{,}5$–$4{,}8$ мм связан со сменой знака параметра инерционной группировки в (2.15) (переход в режим «отрицательной массы» [2; 41], когда увеличение энергии электронов вследствие их близости к ондуляторно-циклотронному резонансу приводит к аномальной раскачке ондуляторных колебаний и к уменьшению продольной скорости) и соответствует области параметров $\nu \approx 0$, когда группировка частиц под действием поля рабочей волны отсутствует и усиление невозможно. В самой области «отрицательной массы» при 3 мм $< \lambda_u <$ 4 мм элементарная теория предсказывает резкое снижение обратного инкремента, однако в реальности спроектировать эффективный ЛСЭ при этих параметрах не удается по следующим основным причинам. Прежде всего, из-за близости к резонансу ($\alpha \approx 1$) в электронном пучке даже при плавном нарастании ондуляторного поля с легкостью возбуждаются паразитные циклотронные колебания, так что формирование качественного электронного потока становится практически невозмож-

ным. Кроме того, само наблюдаемое снижение обратного инкремента связано, в основном, с аномальной раскачкой частиц, что, во-первых, увеличивает размер поперечного сечения пучка и требует большего зазора между ондуляторными пластинами при меньшем периоде ондулятора и потому приводит к резкому росту ондуляторного тока, и, во-вторых, заметно снижает величину доплеровского преобразования и, как следствие, рабочую частоту излучения (аномальная зависимость частоты от периода ондулятора в области $\lambda_u = 3$–$5$ мм на рисунке 2.2). Снижение же ондуляторного параметра здесь хотя и приводит к уменьшению ондуляторной раскачки на стационарных траекториях (которые все же трудно достижимы в этой области) и росту частоты генерации, но уменьшает и величину обратного инкремента, нивелируя видимое преимущество области «отрицательной массы» на рисунке 2.1. Что касается дорезонансной области ($\alpha < 1$), ввиду высокой частоты излучения ($f > 600$ ГГц) здесь и связанных с этим сложностей как моделирования, так и экспериментального исследования, возможность создания ЛСЭ, работающего в этом режиме, пока не рассматривалась.

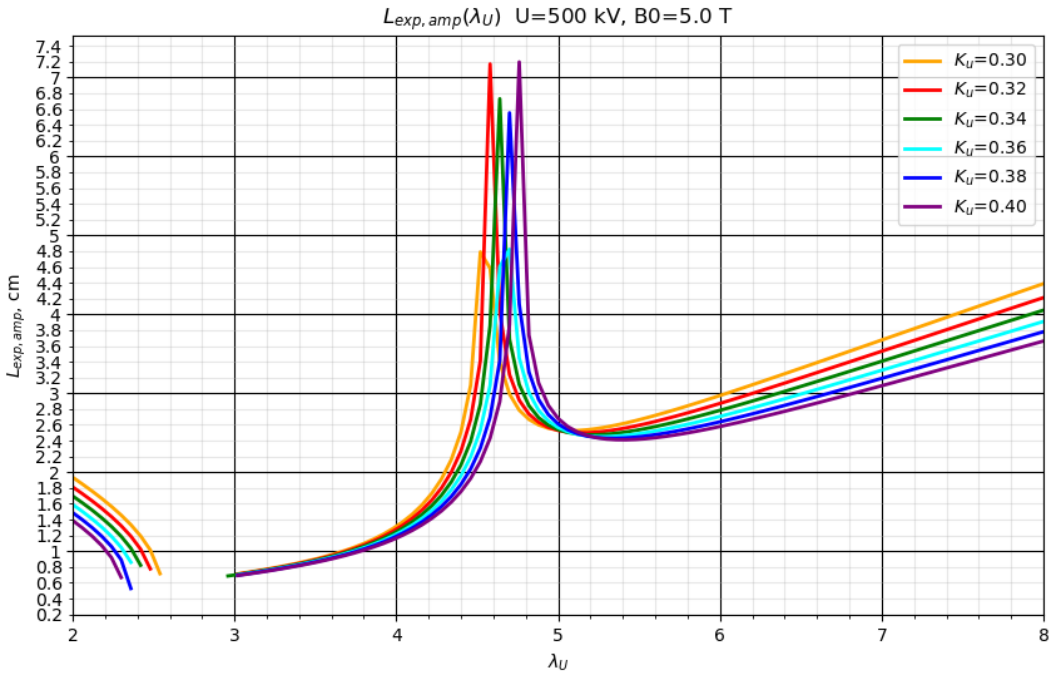



Рисунок 2.1 — Зависимость обратного инкремента нарастания амплитуды от периода ондулятора при фиксированных параметрах пучка и различных $K$.

Рисунок 2.1 позволяет также обосновать выбор величины ведущего магнитного поля $B_0 = 5$ Тл. Действительно, снижение этого поля привело бы к сдвигу оптимального периода ондулятора (область справа от пика, соответствующего нулю параметра инерционной группировки) в сторону увеличения, что снижает рабочую частоту и уменьшает общую привлекательность проекта. Кроме того, уменьшение ведущего поля до значений 3 Тл и ниже в данном вызывает резкое снижение качества транспортировки интенсивного РЭП. Увеличение же ведущего поля требует для создания излишне ресурсоемкого соленоида и, кроме того, повышает импульсную механическую нагрузку на токоведущие элементы ондулятора.

Таким образом, для ускорителя «СИНУС» априорными оптимальными параметрами при дальнейшем моделировании приняты период микроондулятора 5 мм, ондуляторный па-

раметр $K$ в диапазоне от 0,25 до 0,5, и ведущее магнитное поле 5 Тл.

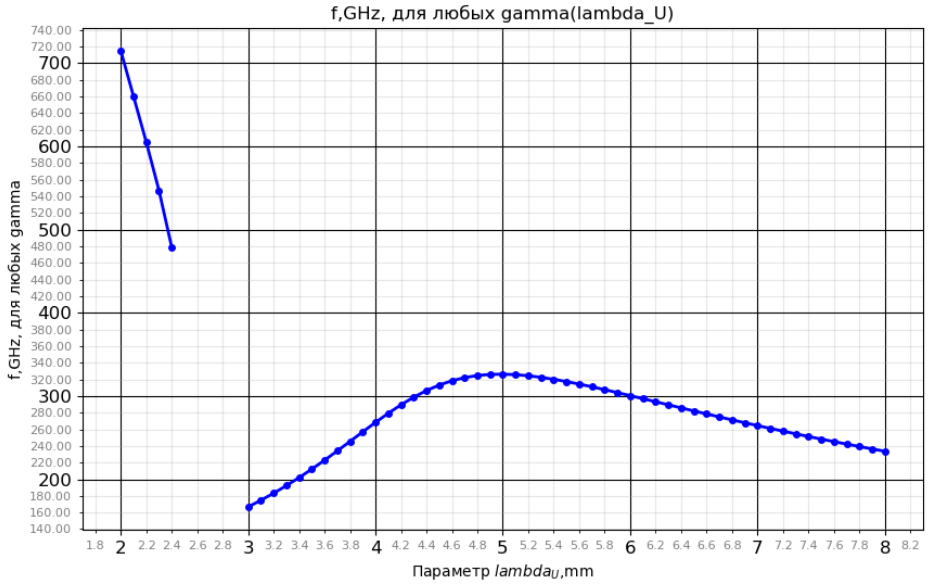



Рисунок 2.2 — Зависимость частоты излучения от периода ондулятора для пучка из ускорителя «СИНУС», $K = 0{,}33$.

### 2.1.3 Оценка параметров для ускорителя «СИНУКИ»

Другим вариантом ускорителя в ИПФ РАН является установка «СИНУКИ» с ускоряющим напряжением около 650 кВ. По сравнению со случаем, рассмотренным в предыдущем разделе, бóльшая энергия электронов приводит к уменьшению их циклотронной частоты, с одной стороны, и увеличению продольной скорости частиц, с другой, что в итоге заметно увеличивает значение резонансного ведущего поля, соответствующего периоду ондулятора 5 мм, с 3,7 Тл до 4,4 Тл. Это, ввиду нецелесообразности еще большего увеличения ведущего поля, приводит к необходимости либо увеличения периода ондулятора, либо перехода в дорезонансный режим генерации с $\alpha < 1$. Ситуация дополняется еще и тем, что на момент выполнения работы величина ведущего поля в установке «СИНУКИ» ограничена значением $B_0 = 3$ Тл. Зависимость обратного инкремента от периода ондулятора для этого случая приведена на рисунке 2.3, из которого видно, что область оптимального периода сдвигается к значению $\lambda_u = 10$ мм. При этом, даже не принимая во внимание снижение частоты генерации в этом случае, минусом этой реализации является меньшее, по сравнению с прогнозируемым в разделе 2.1.2, значение обратного инкремента. На данном этапе признано целесообразным использовать установку «СИНУКИ» только для демонстрации электронно-оптических качеств микроондулятора.

### 2.1.4 Моделирование ЛСЭ

Более полные выводы о работе ЛСЭ, включая описание временной динамики в системе с положительной обратной связью с выходом на нелинейный режим генерации, можно получить в рамках численного моделирования усредненных уравнений. Кроме нестационар-

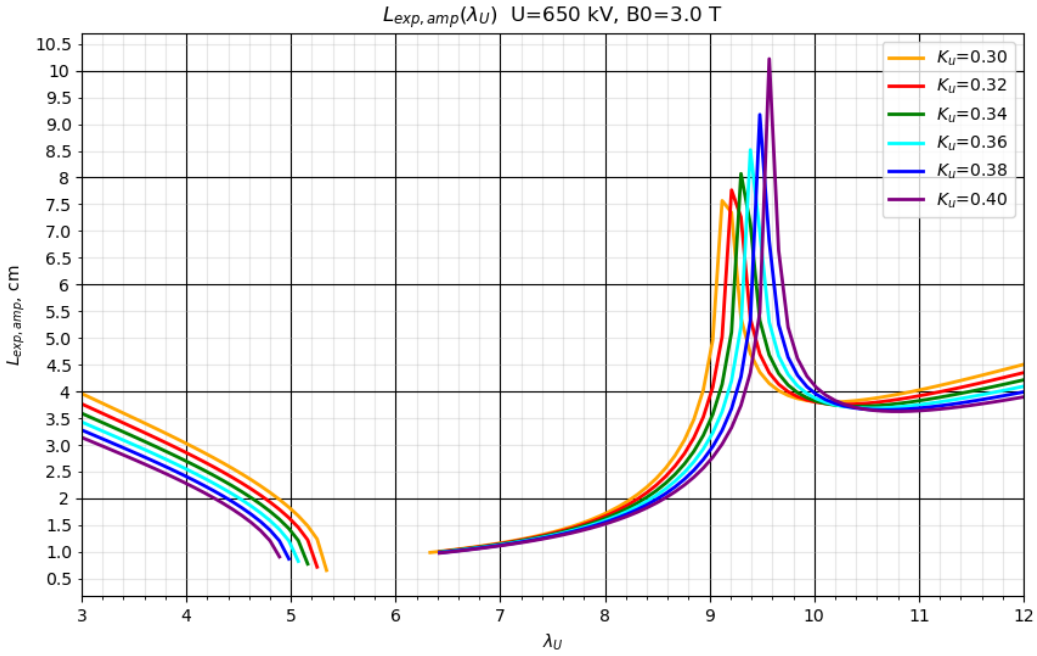



Рисунок 2.3 — Зависимость обратного инкремента нарастания амплитуды от периода ондулятора при фиксированных параметрах пучка и различных $K$.

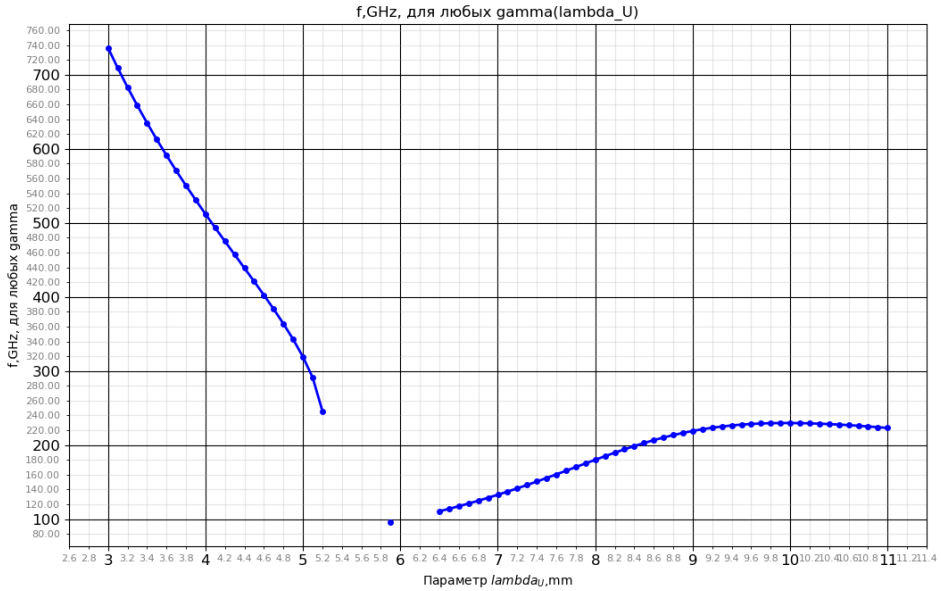



Рисунок 2.4 — Зависимость частоты излучения от периода ондулятора для пучка из ускорителя «СИНУКИ», $K = 0{,}33$.

ности во времени, дополнительной особенностью схемы, которую можно учесть в этом моделировании, является заметная сверхразмерность волновода в направлении между пластинами (в другом направлении поперечного сечения, вдоль пластин, система предполагается бесконечной). Более адекватно, чем это позволяет уравнение (2.17) или его нестационарный аналог, данному факту соответствует использованное далее параболическое уравнение для амплитуды волны, описывающее дифракцию излучения по этой поперечной координате. Кроме того, в расчетах принимается во внимание реальная схема организации обратной связи в ЛСЭ-генераторе, основанная на использовании брэгговских отражателей [48; 92—95]. Такая схема является стандартной для ЛСЭ миллиметрового и сантиметрового диапазонов (МСЭ) и позволяет обеспечить узкополосное отражение части мощности рабочей волны на выходе резонатора обратно в пространство взаимодействия даже при значительной сверхразмерности используемой волноведущей системы. В данном случае предполагается использование модифицированного брэгговского отражателя [94; 95], в котором за счет связи падающей и отраженной волн только через возбуждение квазикритической волны внутри самого рефлектора достигается более узкая полоса отражения, чем в обычном брэгговском зеркале.

Модифицированный брэгговский отражатель представляет собой две параллельные пластины с гофрировкой внутренних стенок, имеющей вид:

$$A(z) = A_b \cos(h_b z), \tag{2.24}$$

где $h_b = 2\pi/d_b$, $d_b$ — период гофрировки. В условиях брэгговского резонанса $h_b \approx h$, который выполняется при расстоянии между пластинами $H_b = nd_b/2$ ($n$ — целое число), поле может быть представлено как сумма двух ТЕМ-мод, бегущих в разных направлениях

$$\mathbf{H} = \mathbf{x}_0 \operatorname{Re}\left[a_+(z,y,t)e^{i(\omega t - hz)} + a_-(z,y,t)e^{i(\omega t + hz)}\right], \tag{2.25}$$

и квазикритической $TM_n$-моды

$$\mathbf{H} = \mathbf{x}_0 \operatorname{Re}\left[f(z,t)\sin\left(\frac{\pi n y}{H_b}\right)e^{i\omega t}\right]. \tag{2.26}$$

Электронный пучок в ЛСЭ удовлетворяет условию синхронизма с $a_+$-волной: $\omega - hV_{\|0} = \Omega$, где $V_{\|0}$ — средняя продольная скорость электронов, $\Omega = hV_{\|0}$ — баунс-частота их колебаний в поле ондулятора. Электрическое поле волны находится из уравнения Максвелла $\mathbf{E} = \operatorname{Re}\left[c \operatorname{rot}\mathbf{H}/i\omega\right]$ и, согласно (2.1), направлено вдоль оси $y$. В сильном ведущем поле $\mathbf{B}_0 = B_0\mathbf{z}_0$ у скорости электронов появляется $y$-компонента

$$V_y = -\frac{c}{2\gamma}\operatorname{Im}\left[\frac{K}{1+\alpha}e^{ihz} + \frac{K^*}{1-\alpha}e^{-ihz}\right], \tag{2.27}$$

где $K = \dfrac{eB_u\lambda_u}{2\pi mc}$, $\alpha = -\dfrac{\Omega_c}{\Omega}$, $\Omega_c = \dfrac{eB_0}{mc\gamma}$. Электроны, таким образом, оказываются связаны

с бегущей $a_+$-волной, которая в свою очередь возбуждает на гофрированных участках другие волны брэгговского резонатора. Полная система уравнений, описывающая этот процесс, имеет вид:

$$\frac{\partial \hat{a}_+}{\partial z} + \frac{\partial \hat{a}_+}{\partial t} + i\frac{\partial^2 \hat{a}_+}{\partial y^2} = J_{surf1} + G\kappa J, \tag{2.28}$$

$$-\frac{\partial \hat{a}_-}{\partial z} + \frac{\partial \hat{a}_-}{\partial t} + i\frac{\partial^2 \hat{a}_-}{\partial y^2} = J_{surf1}, \tag{2.29}$$

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + \frac{i}{2}\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial z^2} + \sigma \hat{f} = J_{surf2}, \tag{2.30}$$

$$\left(\frac{c}{V_{\|0}}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right)^2 \theta = -\kappa \operatorname{Re}\left[a_+ e^{i\theta}\right], \tag{2.31}$$

$$\theta\big|_{z=0} = \theta_0 \in [0;\, 2\pi), \quad w\big|_{z=0} = 0, \tag{2.32}$$

где введены безразмерные амплитуды $\hat{a}_\pm = \dfrac{ea_\pm}{hmc^2}$, $\hat{f} = \dfrac{ef}{\sqrt{2}hmc^2}$, коэффициент связи $\kappa = \dfrac{\alpha K}{2p_\|(\alpha^2-1)}$, коэффициент возбуждения $G = -\dfrac{4\pi I/I_A}{k^2 S_\perp}$, параметр Пирса $C = \sqrt[3]{G\kappa^2\nu/2}$, параметр инерционной группировки $\nu = \dfrac{1}{p_\|}\left(\dfrac{\gamma}{p_\|}\dfrac{dp_\|}{d\gamma} - 1\right)$ и параметр омических потерь $\sigma = \Delta_{sk}/(Cb)$ ($\Delta_{sk}$ — толщина скин-слоя меди). Связь волн внутри брэгговского отражателя описывается с помощью концепции поверхностных магнитных токов [96], протекающих по стенкам $y = 0$ и $y = H_b$: $J_{surf1} = i\alpha H_b \hat{f}[\delta(y) + \delta(y - H_b)]/2$ и $J_{surf2} = i\alpha$. Здесь $\delta(y)$ — дельта-функция, $\alpha = b/(Cb\sqrt{2})$ — коэффициент связи волны с брэгговской структурой. Гофрированные участки длиной $L_1$ и $L_2$ предполагаются короткими по сравнению с длиной регулярной части $L_0$ и располагаются по её краям, образуя систему зеркал для рабочей волны.

В отсутствие внешних источников энергии амплитуды бегущих волн на соответствующих границах равны нулю: $a_+(z = 0) = 0$, $a_-(z = L) = 0$ при общей длине системы $L = L_1 + L_0 + L_2$. Связь $a_+$ и $a_-$ через квазикритическую моду $f$ обеспечивает селективность системы по координате $y$, а для самой амплитуды $f$ на краях задаются излучательные граничные условия для уравнений параболического типа [97]. Поскольку групповая скорость квазикритической моды мала, именно с ней связаны основные омические потери в системе, и для их уменьшения длина гофрированных участков должна быть по возможности минимальной.

Высокочастотный ток $J = 1/\pi \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$, усиливающий синхронную волну $a_+$, в отличие от поверхностных токов на гофрировке распределен вдоль всего электронного пучка и определяется из усредненных уравнений движения частиц. Эффективность энергетическо-

го обмена характеризуется электронным КПД:

$$\eta_e = \frac{C}{\nu(1-\gamma_0^{-1})}\hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi H_b}\int_0^{H_b}\int_0^{2\pi}\frac{\partial\theta}{\partial z}\Big|_{z=0} d\theta_0\, dy. \tag{2.33}$$

Выходная мощность выражается как

$$P = \frac{m^2c^5\gamma_0^2 C^{7/2}}{4\sqrt{2}\,e^2\lambda(\nu\kappa)^2}\int_0^{H_b}\left|\hat{a}_+(z=L)\right|^2 dy, \tag{2.34}$$

где $\lambda$ — длина волны излучения.

Моделирование ЛСЭ с рабочей частотой 299 ГГц проводилось с параметрами, приведёнными в таблице 2.1.

Таблица 2.1 — Параметры ленточного пучка и микроондулятора для терагерцового ЛСЭ

| Параметр | Значение |
|---|---|
| Энергия частиц $U$ | 500 кэВ |
| Ток ленточного пучка $I$ | 1 кА |
| Ширина ленточного пучка $w_b$ | 20 мм |
| Период микроондулятора $\lambda_u$ | 5 мм |
| Ондуляторный параметр $K$ | 0,5 |
| Ведущее поле $B_0$ | 5 Тл |
| Длина регулярной части волновода $L_0$ | 44 мм |
| Длина катодного отражателя $L_1$ | 8 мм |
| Длина коллекторного отражателя $L_2$ | 4 мм |
| Период гофрировки $d_b$ | 0,5 мм |
| Амплитуда гофрировки $A_b$ | 172 мкм |
| Зазор между пластинами волновода $H$ | 4 мм |
| Удельное сопротивление материала волновода $\rho$ | $1{,}72 \cdot 10^{-2}$ Ом·мм$^2$/м |

На рисунке 2.5 показан выход на стационарный режим осцилляций при электронном КПД 8,8% и выходной мощности около 21 МВт/см. При этом 96% мощности, излучаемой электронным пучком, приходится на $a_+$-волну, что подтверждает эффективность реализованной схемы обратной связи. Структура поля в резонаторе в стационарном режиме приведена на рисунке 2.6.

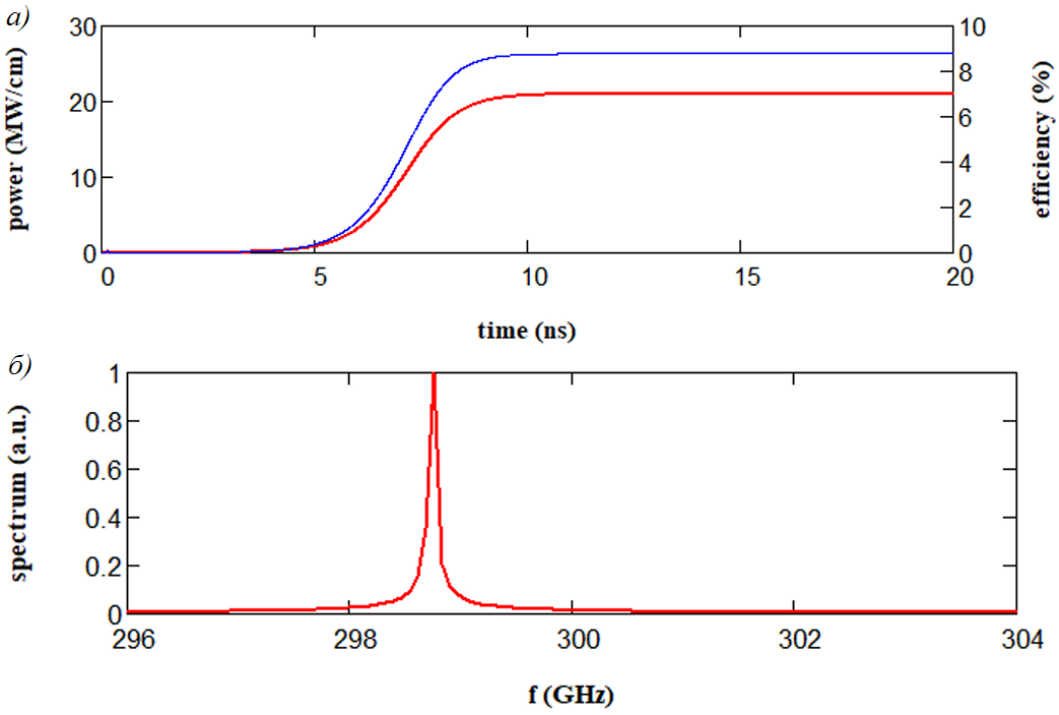



Рисунок 2.5 — Выход на стационарный режим: *а* — зависимость выходной мощности (красным) и электронного КПД (синим) от времени; *б* — спектр выходного излучения.

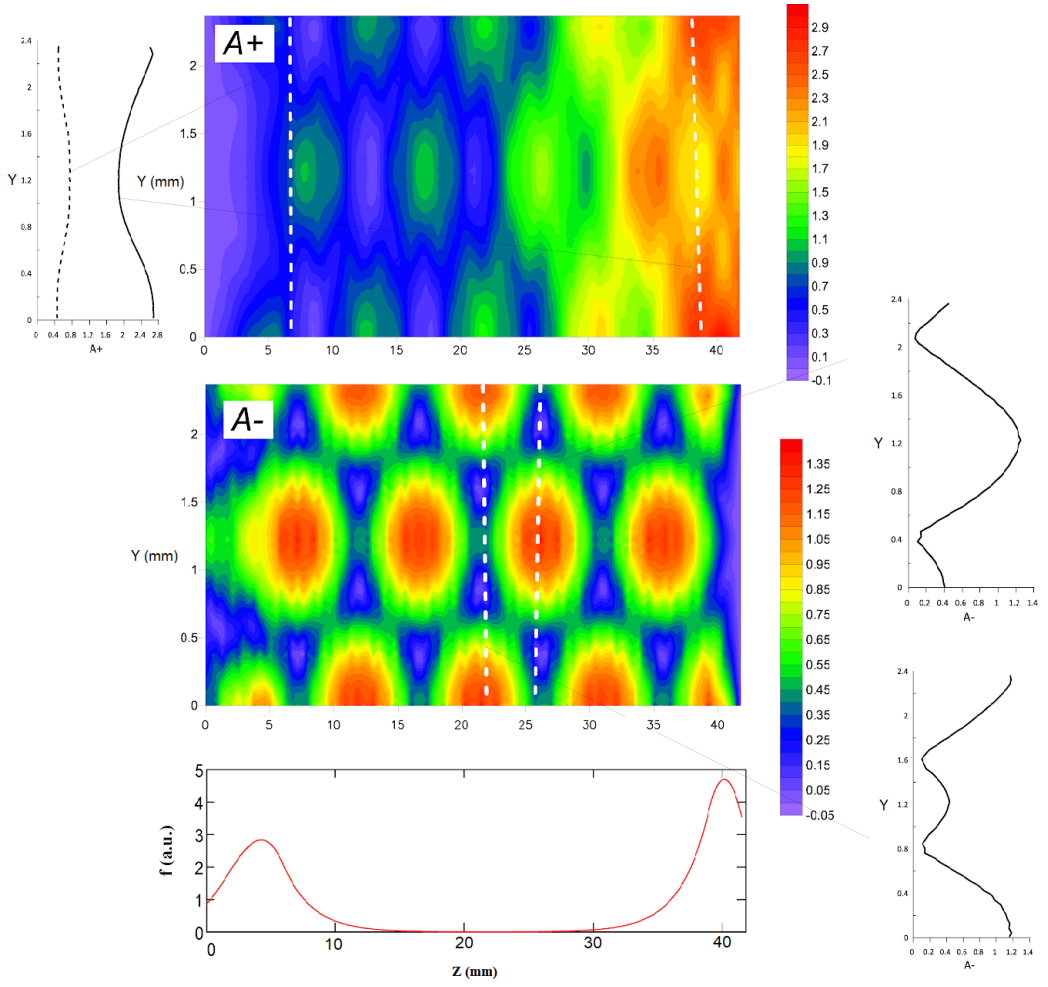



Рисунок 2.6 — Пространственное распределение амплитуд полей $a_+$, $a_-$ и $f$ в стационарном режиме работы ЛСЭ с ленточным РЭП.

## 2.2 Прямое трехмерное моделирование

В данном разделе планарный ЛСЭ с ленточным РЭП и 5 мм микроондулятором, проектируемый под ускоритель с энергией электронов 500 кэВ, исследуется с помощью прямого трехмерного численного PIC-моделирования. Для этого сначала исследуется динамика электронного пучка в комбинации рабочих полей и при помощи однопроходных расчетов определяются ожидаемая эффективность схемы и оптимальные параметры резонатора, затем подбираются «холодные» параметры брэгговских отражателей и проводится полное моделирование временной динамики лазера.

### 2.2.1 Моделирование динамики ленточного РЭП

Для уточнения оптимальных параметров ондулятора было проведено численное моделирование динамики пучка с помощью PIC-кода, позволяющего, в частности, учитывать влияние объемного пространственного заряда. Расчёты выполнялись для параметров, соответствующих таблице 2.1, в волноводе с поперечным сечением $24 \times 2{,}3$ мм$^2$ и при значениях ондуляторного параметра $K$ в диапазоне 0,25–0,5 (см. рисунок 2.1).

При плавном нарастании поля в ондуляторе вдоль траектории пучка амплитуда ондуляторных колебаний нарастает также плавно, без видимой раскачки циклотронных колебаний (рисунок 2.7 *а*). Максимальное значение ондуляторного параметра, при котором пучок ещё не задевает стенок волновода, составляет в этом случае 0,43, что соответствует амплитуде ондуляторного поля $B_u = 1{,}3$ Тл. Однако, как следует из результатов раздела 2.1.2, инкремент в рабочей области параметров слабо зависит от $K$, поэтому в дальнейшем используется более скромное значение $K = 0{,}33$ ($B_u = 1$ Тл), оставляющее запас по координате $y$.

При резком «включении» ондуляторного поля картина существенно меняется: к ондуляторным колебаниям добавляются циклотронные с другим периодом, и траектория частиц перестаёт быть синусоидальной (рисунок 2.7 *б*). Помимо увеличения скоростного разброса это приводит к оседанию частиц на стенках волновода уже при $K = 0{,}37$, что подтверждает необходимость плавного входа в ондулятор.

Аналогичные расчёты были выполнены для возможных электронно-оптических экспериментов на установке «СИНУКИ» (см. раздел 2.1.3) с микроондулятором периода 10 мм в волноводе увеличенного до 4 мм размера по оси $y$ (рисунки 2.8 и 2.9). При плавно нарастающем ондуляторном поле максимально допустимое значение параметра $K$ составляет около 0,5 ($B_u = 0{,}8$ Тл).

### 2.2.2 Подготовка численной модели

Прямое трехмерное PIC-моделирование длительных процессов с большим числом макрочастиц весьма ресурсоёмко, особенно если размеры расчетной области намного превышают длину волны излучения. Дополнительная проблема связана с дискретизацией пространства и времени, способной порождать заметные численные эффекты. Во всех разделах данной главы, посвященных PIC-моделированию, применяется ряд мер, призванных ускоо-

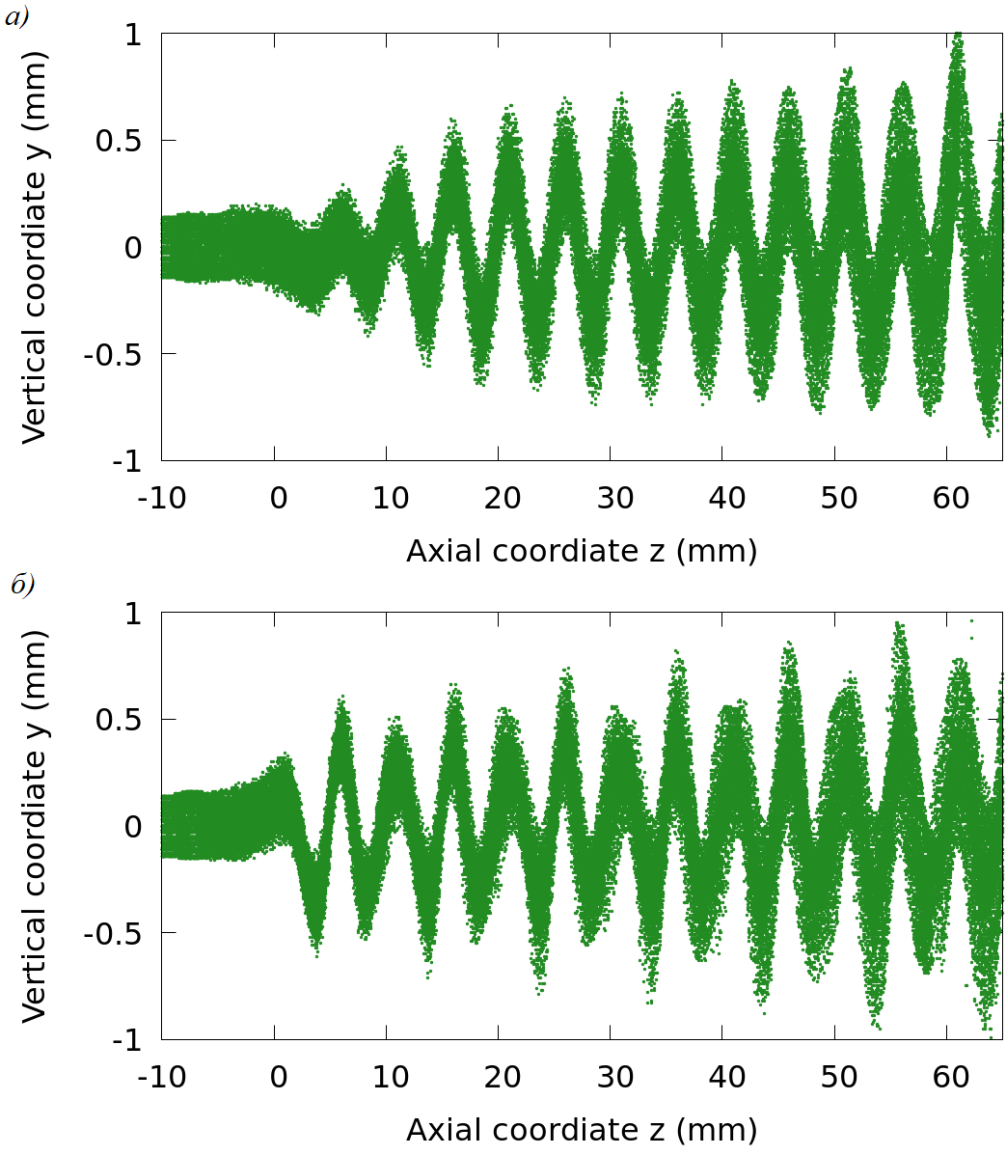



Рисунок 2.7 — Результаты численного моделирования траектории пучка в ондуляторе с плавным (*а*) и резким (*б*) входом.

рить расчёты без существенного ущерба для достоверности результатов.

Во-первых, для уменьшения счётного объема используется не вся ширина ленточного РЭП, а её небольшой участок. Несмотря на то, что в разрабатываемом ЛСЭ пучок имеет ширину 20 мм вдоль координаты $x$, моделирование проводилось для ширины 1 мм, но при неизменной толщине пучка 0,3 мм. При этом плотность электронного тока сохранялась неизменной, а на боковых границах суженного волновода задавались магнитные граничные условия $E_n = 0$, имитирующие бесконечный вдоль оси $x$ пучок. Такое приближение оправдано однородностью ондуляторного поля на большей части исходного пучка (рисунок 2.10).

Во-вторых, без принятия специальных мер PIC-моделирование сопровождалось численной неустойчивостью, связанной с паразитной генерацией на сетке [98]. Эта неустойчивость имеет тот же физический механизм, что и неустойчивость в обычной черенковской лампе обратной волны, с той лишь разницей, что роль периодической замедляющей системы здесь выполняет дискретная расчетная сетка с некоторым периодом. Для воспроизводимо-

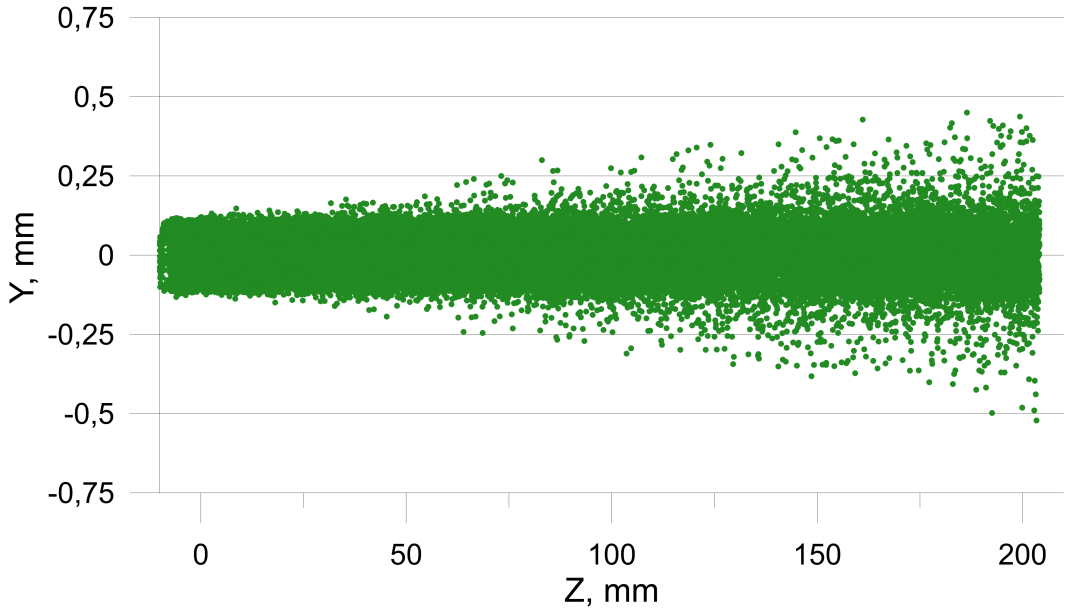



Рисунок 2.8 — Результаты численного моделирования траектории пучка в отсутствие ондуляторного поля в волноводе с поперечными размерами 4 мм. При длине пролетного канала в 200 мм (20 периодов), конечная толщина пучка составляет 1 мм.

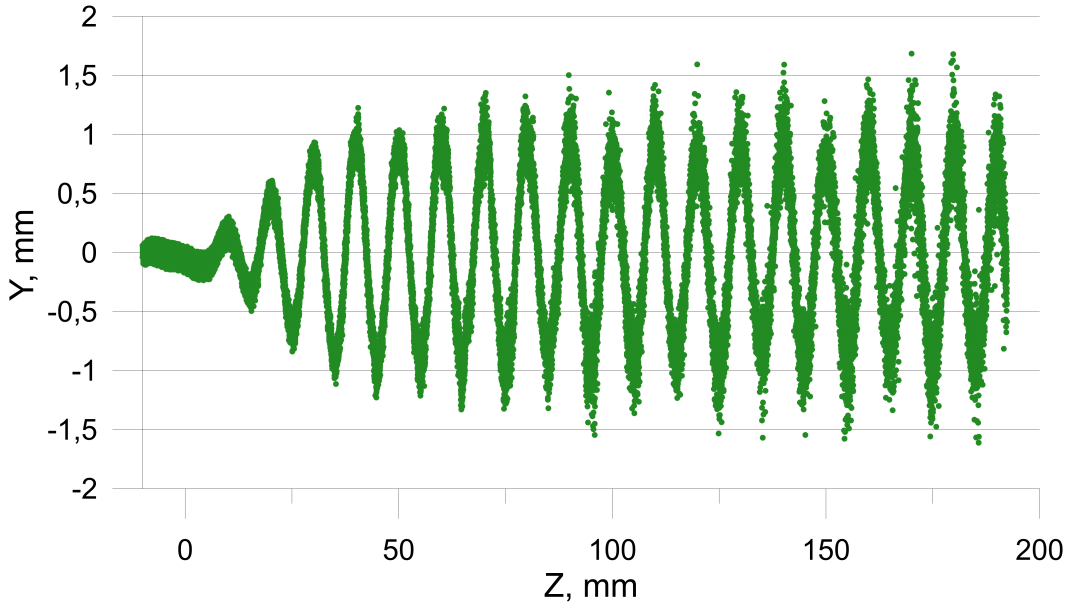



Рисунок 2.9 — Результаты численного моделирования траектории пучка в плавно нарастающем ондуляторном поле $B_u = 0{,}8$ Тл в волноводе с поперечными размерами 4 мм.

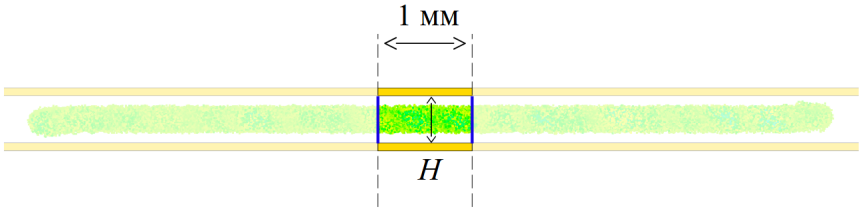



Рисунок 2.10 — Узкая квазидвумерная модель ЛСЭ

сти результатов во всех расчетах использовалась одна и та же сетка с шагом 0,06 мм по продольной координате $z$ (более 10 ячеек на длину волны излучения 300 ГГц). При таких параметрах паразитная неустойчивость развивается на частотах от 1,5 ТГц и выше, существенно увеличивая время старта ЛСЭ и снижая его выходную мощность.

Для подавления этого численного эффекта пространство взаимодействия в расчётах заполнено не вакуумом, а поглощающей средой с комплексной диэлектрической проницаемостью, обеспечивающей максимальную реабсорбцию излучения в диапазоне 1,5–4 ТГц. Идеальный заграждающий фильтр в рамках уравнений Максвелла невозможен, поэтому такая среда неизбежно вносит небольшое поглощение и в рабочем диапазоне частот. На рисунке 2.11 приведен коэффициент пропускания для рабочей волны в волноводе, заполненном такой средой и имеющем длину, соответствующую полному обходу резонатора

$$|t| = \left| \frac{A_{2L}}{A_0} \right| = e^{-\varepsilon''(\omega)\frac{\omega \cdot 2L}{c}}, \tag{2.35}$$

где $L$ — длина пространства взаимодействия, $A_0$ и $A_{2L}$ — амплитуды волны на входе и на выходе волновода.

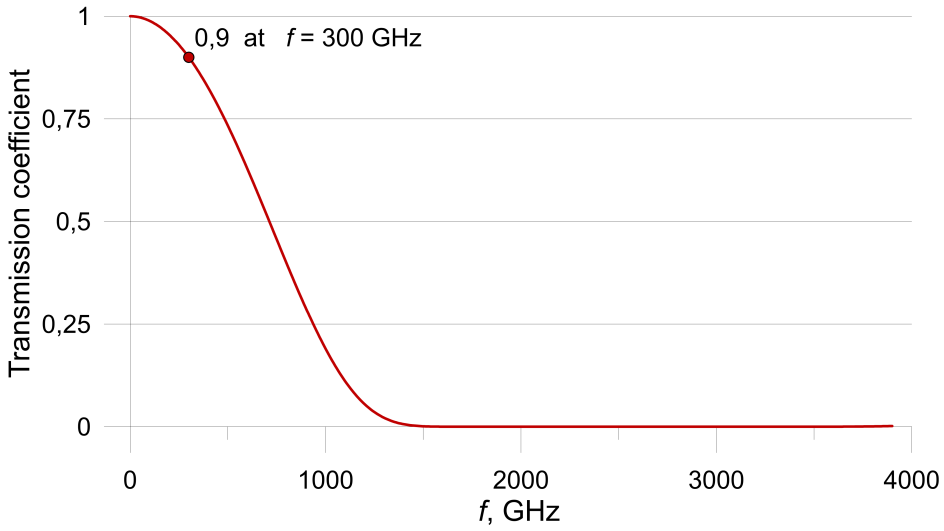



Рисунок 2.11 — Коэффициент пропускания поглощающей среды на длине взаимодействия в 240 мм (пробег волны в обе стороны) в зависимости от частоты. Для рабочей частоты 300 ГГц $|t| = 0{,}9$.

В качестве материала электродинамической структуры в исследуемой модели используется идеальный проводник (perfect electric conductor, PEC), поэтому поглощение в искусственной среде можно рассматривать как альтернативу реальным омическим потерям. Для проверки адекватности такого соответствия был выполнен расчёт омических потерь при обходе рабочей волной резонатора, заполненного вакуумом, но со стенками из меди с проводимостью $\sim 2{,}9 \cdot 10^7$ См/м, вдвое меньшей табличного значения (такое уменьшение обычно соответствует дополнительным потерям на шероховатой поверхности в миллиметровом диапазоне). Полученный коэффициент прохождения ТЕМ-волны по амплитуде на частоте 289 ГГц составил 0,86, что с хорошей точностью совпадает с потерями в используемой по-

глощающей среде.

### 2.2.3 Моделирование ЛСЭ в однопроходном режиме усиления

В данном разделе поиск эффективного режима генерации в ЛСЭ производится путем моделирования отдельных проходов рабочей волны через резонатор. Варьируя частоту и мощность волны на входе в пространство взаимодействия и вычисляя изменение этой мощности к его концу, можно найти либо зависимость коэффициента усиления от частоты в линейном режиме, если входная мощность мала, либо оптимальный нелинейный режим генерации и соответствующие ему потери мощности волны за обход резонатора. Впоследствии эта информация может быть использована для выбора оптимальных центральной частоты и коэффициента отражения брэгговских рефлекторов.

Во всех последующих расчетах ондуляторное поле однородно по ширине ($x$ координата), плавно нарастает на первых 5 периодах ондулятора и имеет амплитуду 1 Тл на оси между пластинами, что соответствует ондуляторному параметру $K = 0{,}33$ (рисунок 2.12). Зазор между пластинами во всех расчетах составлял $H = 2{,}1$ мм.

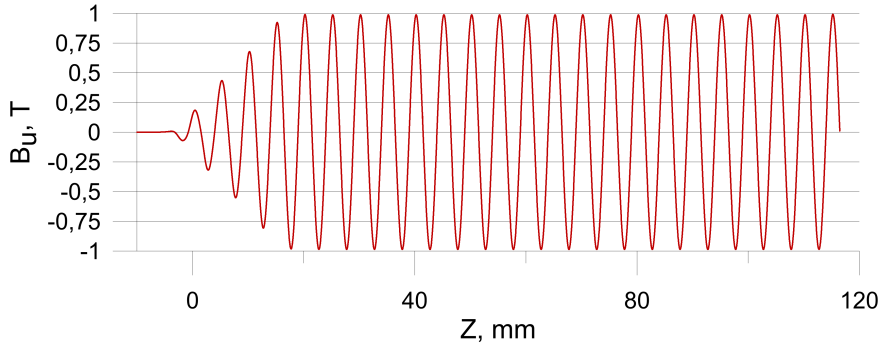



Рисунок 2.12 — Ондуляторное поле в расчетах ЛСЭ с ленточным РЭП

На первом этапе расчетов ток моделируемого пучка шириной 1 мм составлял 35 А, что соответствует току 700 А в полном пучке шириной 20 мм. Усиление исследовалось на длине ондулятора 100 мм (20 периодов). Запитка осуществлялась встречной волной с коллекторного конца системы, при этом на катодном конце это волна переотражалась в рабочую на глухом зеркале в позиции катода. Такой подход позволяет учитывать потери, связанные с поглощающей средой, при полном обходе резонатора.

Для определения полосы усиления ЛСЭ в линейном режиме был выполнен расчет с входным сигналом переменной (сканирующей) частоты и фиксированной малой амплитуды. Скорость изменения частоты составляла 0,5 ГГц за 1 нс при времени прохождения волной через пространство взаимодействия около 0,5 нс. В результате получена типичная для ЛСЭ зависимость коэффициента усиления от частоты с явными зонами положительной в области верхних частот и отрицательной в области нижних частот (в диапазоне от 285 до 307 ГГц) реабсорбции излучения (рисунок 2.13). Из-за конечной скорости сканирования частоты во времени подобное моделирование дает лишь приблизительное значение оптимальной частоты генерации, для более точных результатов требуется серия расчетов со входным сигналом

постоянной частоты.

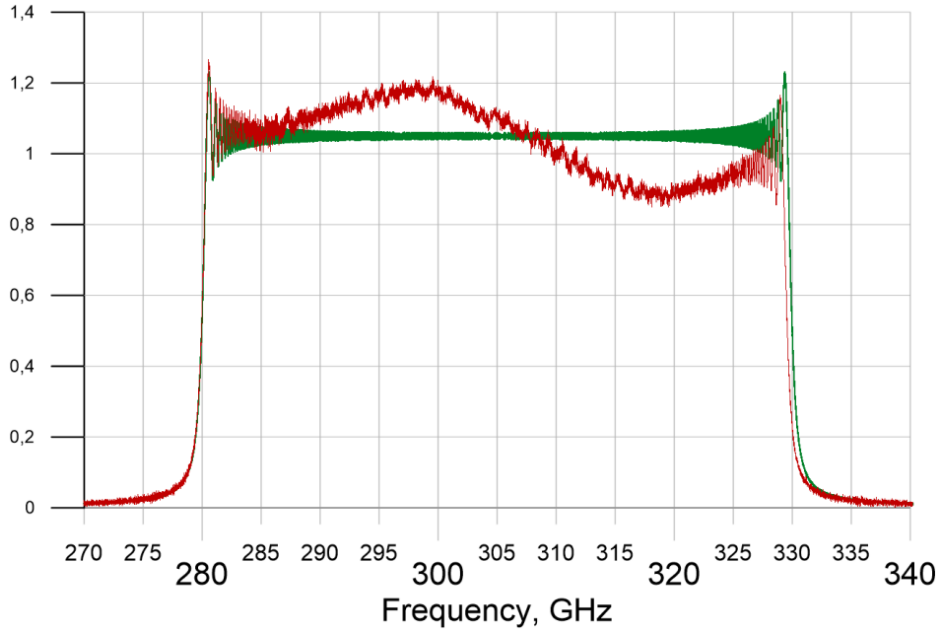



Рисунок 2.13 — Спектр входного (зеленый) и выходного (красный) сигналов в однопроходном расчете ЛСЭ с сигналом переменной частоты.

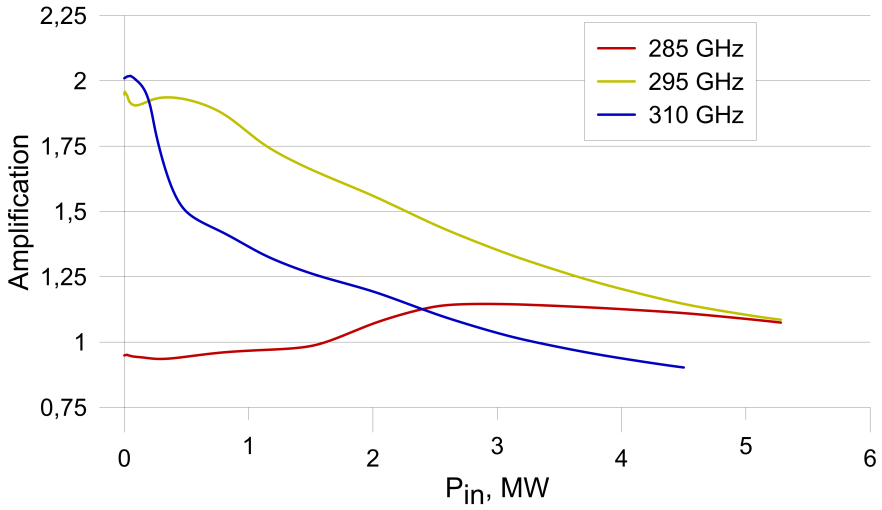



Рисунок 2.14 — Зависимость коэффициента усиления рабочей волны (по мощности) от мощности входного сигнала в однопроходном расчете ЛСЭ для разных частот входного сигнала.

Далее, для сетки частот входного сигнала в диапазоне 285–310 ГГц с шагом 5 ГГц проводилась серия расчётов с разными мощностями входного сигнала — от 500 Вт до 6 МВт. Полученные зависимости коэффициента усиления от входной мощности для некоторых частот приведены на рисунке 2.14. Так, зависимости для частот 295 ГГц и 310 ГГц демонстрируют наличие линейного режима усиления (плато) в области малых входных сигналов. Напротив, график для частоты 285 ГГц, соответствующей левой границе полосы усиления на рисунке 2.13, показывает возможность генерации только в жёстком режиме (отрицательное усиление при малых сигналах). По этим кривым, в принципе, можно для стационарного

нелинейного режима генерации определить циркулирующую внутри резонатора мощность, соответствующую заданным потерям за обход, и, следовательно, максимальную выводимую мощность. Однако для большей наглядности эти зависимости удобно представить в несколько другом виде. Именно, используя выражение для волнового КПД

$$\eta = \frac{P_{\text{out}} - P_{\text{in}}}{P_b}, \tag{2.36}$$

где $P_{\text{out}}$ и $P_{\text{in}}$ — выходная и входная мощности соответственно, $P_b = I_b U$ — мощность электронного пучка, и вводя коэффициент возврата мощности в резонатор (эффективное отражение от обоих зеркал)

$$R = \frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{out}}}, \tag{2.37}$$

можно перестроить приведённые выше зависимости в виде $\eta(R)$, явно дающем оптимальное отражение и максимально достижимый КПД. Из рисунка 2.15 видно, что наибольший КПД достигается на частоте 295 ГГц при $R \approx 0{,}65$; это значение принято в дальнейшем за ориентир при проектировании брэгговских отражателей.

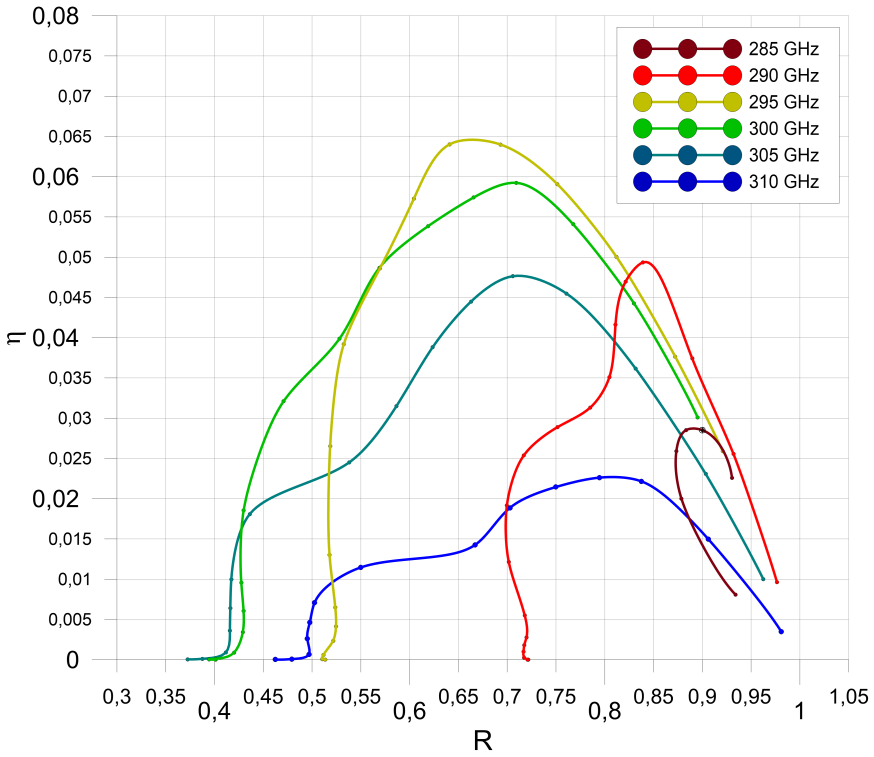



Рисунок 2.15 — Зависимость $\eta(R)$ для однопроходных расчетов ЛСЭ с параметрами $I = 35$ А, $L = 100$ мм. Точки соответствуют результатам расчетов, линия — интерполяция сплайном.

Помимо волнового КПД, показывающего, какая часть мощности электронного пучка передана рабочей волне, имеет смысл исследовать поведение электронного КПД, характеризующего полную мощность, потерянную пучком. Разница этих двух величин даёт представление о паразитных потерях в системе, не связанных с полезным выводом излучения. На рисунке 2.16 приведены зависимости $\eta_e$ от продольной координаты для входных сигналов с

различными частотами и мощностями в диапазоне 100 Вт–4,5 МВт. На каждой из исследованных частот достигается $\eta_e \approx 10\%$, что почти вдвое превышает максимальный волновой КПД на рисунке 2.15.

Такое расхождение КПД объясняется комбинацией нескольких факторов. Основную роль играет поглощение в искусственной среде, описанной в разделе 2.2.2. Существенный вклад вносит также излучение сгруппированного пучка в высшие моды волноведущей системы. Наконец, небольшое влияние на численное значение электронного КПД оказывает статическое провисание потенциала пучка в канале транспортировки: в волноводе высотой $H = 2{,}1$ мм оно достигает десятка кВ (~2% от начальной энергии электронов 500 кВ).

Следующим шагом была проведена серия однопроходных расчётов при увеличенном до проектного значения токе $I = 50$ А, что соответствует $I = 1$ кА для полного ленточного пучка шириной 20 мм (рисунок 2.17). В них и далее, для большего соответствия реальной геометрии ЛСЭ, глухое зеркало на катодном конце было заменено на резонансный четвертьволновой отражатель (рисунок 2.18) в зауженном по высоте волноводе, переход к которому осуществлялся конусом. Максимальный волновой КПД в этих расчетах сохранился на уровне ~6,5% на той же частоте 295 ГГц. При этом из зависимостей электронного КПД от координаты (рисунки 2.16 и 2.19) видно, что на меньших частотах максимальный КПД к концу резонатора не достигается и можно ожидать роста КПД при увеличении длины взаимодействия.

В связи с этим в следующей серии расчетов длина ондулятора была увеличена до 125 мм ($N = 25$). Однопроходные расчёты для такой модели (рисунок 2.20) показали рост волнового КПД в оптимальном режиме до 9% при смещении оптимальной частоты вниз, до ~288 ГГц. Оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала также уменьшился, до $R = 0{,}5$, а электронный КПД увеличился до 14% (рисунок 2.21).

Растущее расхождение между волновым и электронным КПД можно отнести на счет растущих потерь при обходе волной более длинного резонатора. Это расхождение становится еще более существенным при дальнейшем удлинении системы до 150 мм ($N = 30$) — максимальный волновой КПД в однопроходных расчётах падает до 5%, тогда как электронный КПД все еще достигает 14% (рисунок 2.22). Вследствие этого попытки увеличения КПД за счет дальнейшего удлиннения пространства взаимодействия представляются нецелесообразными.

Чтобы точнее оценить вклад искусственной поглощающей среды в общие потери, были сделаны несколько расчетов, не использующих эту среду. В этих расчетах для предотвращения численной неустойчивости пространство взаимодействия предварительно запитывалось входным излучением, так чтобы и прямая и встречная волны успевали полностью заполнить резонатор в отсутствие вызывающего эту неустойчивость пучка. После этого пучок «встреливался» в пространство взаимодействия, и параметры усиления регистрировались в начальные моменты после прохождения пучка через весь резонатор, пока они не успевали сильно исказиться возникающей неустойчивостью. Таким способом были проведены расчёты системы длиной 150 мм, давшие в оптимальном режиме волновой КПД 9%

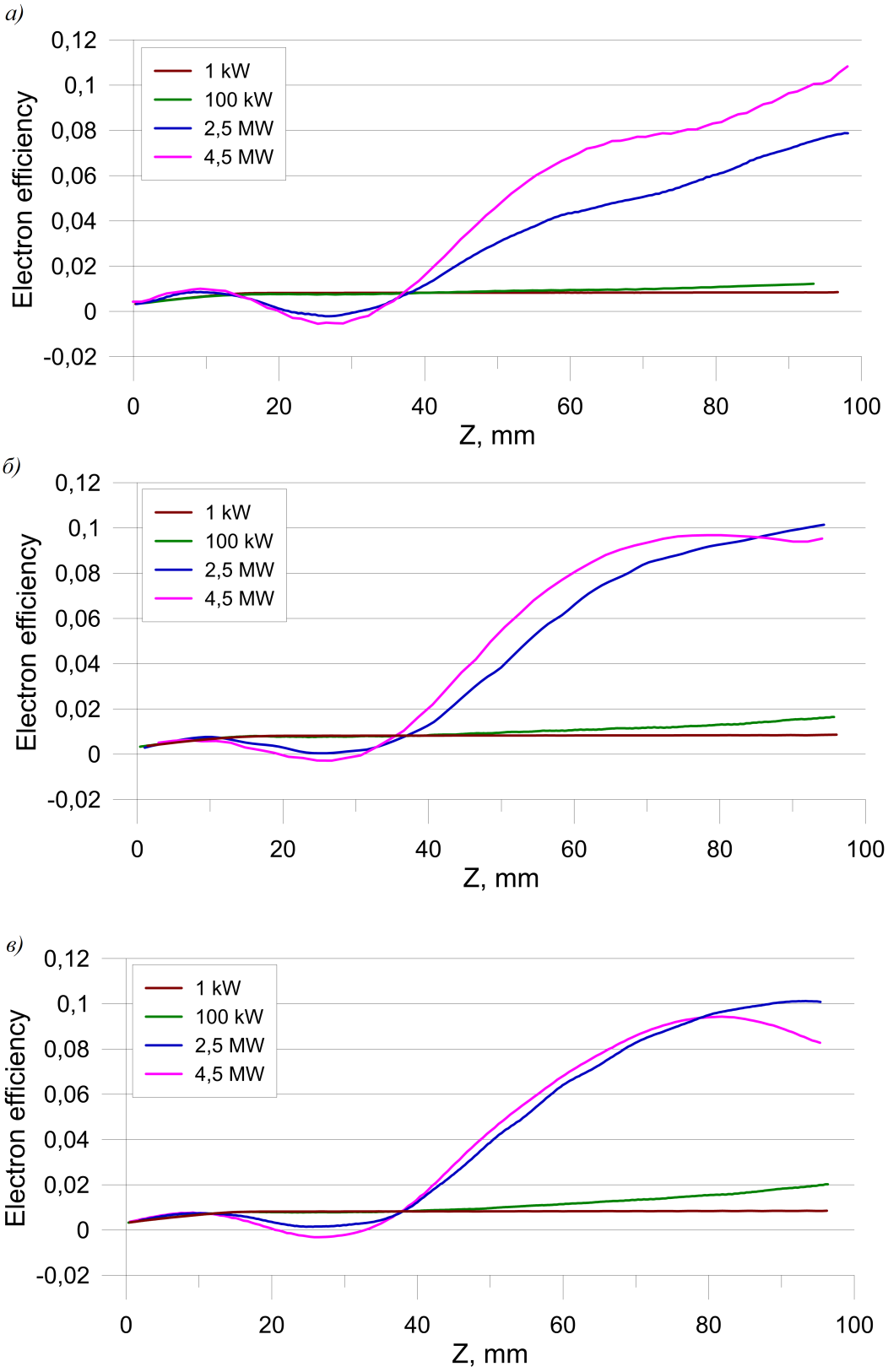



Рисунок 2.16 — Зависимость $\eta_e(z)$ для однопроходных расчетов ЛСЭ с параметрами $I = 35$ А, $L = 100$ мм для входного сигнала с частотами 290 ГГц (*а*), 295 ГГц (*б*), 300 ГГц (*в*) и мощностью в диапазоне от 100 Вт до 4,5 МВт.

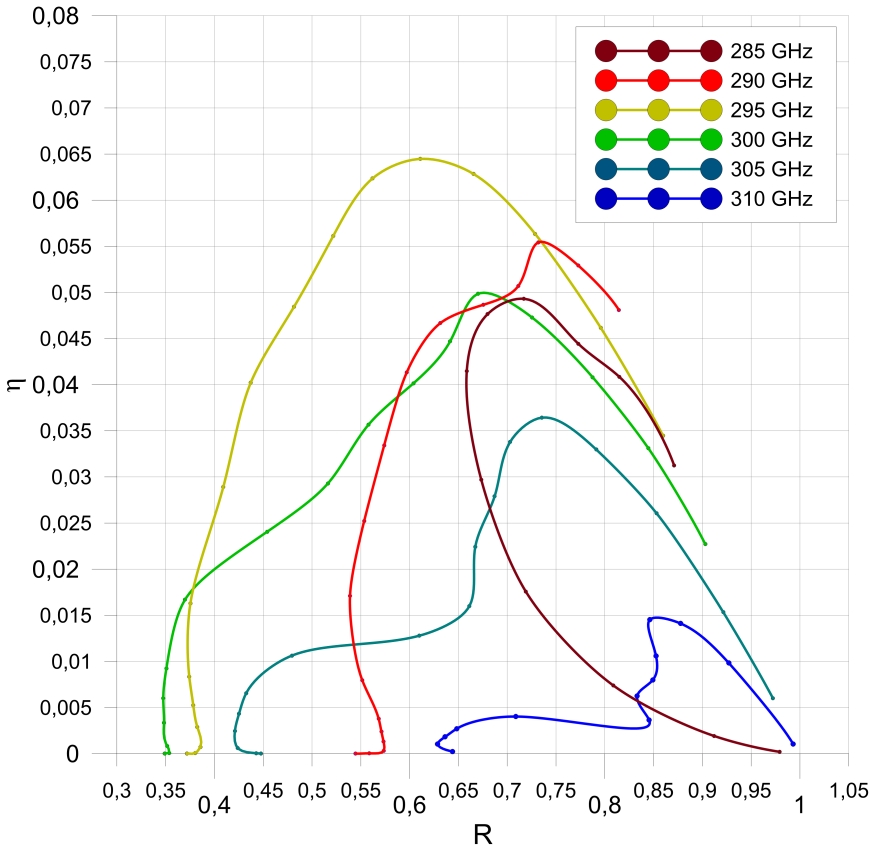



Рисунок 2.17 — Зависимость $\eta(R)$ для однопроходных расчетов ЛСЭ с параметрами $I = 50$ А, $L = 100$ мм. Точки соответствуют результатам расчетов, линия — интерполяция сплайном.

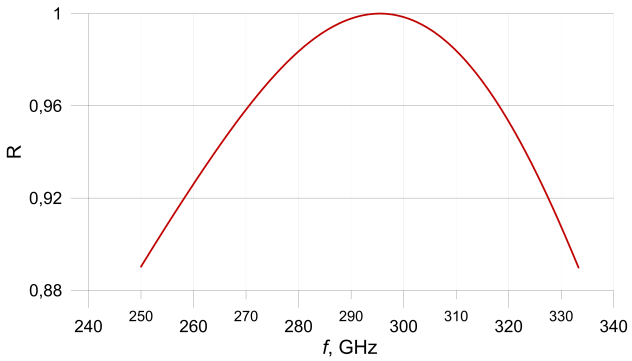



Рисунок 2.18 — Зависимость коэффициента отражения от частоты для четвертьволнового отражателя.

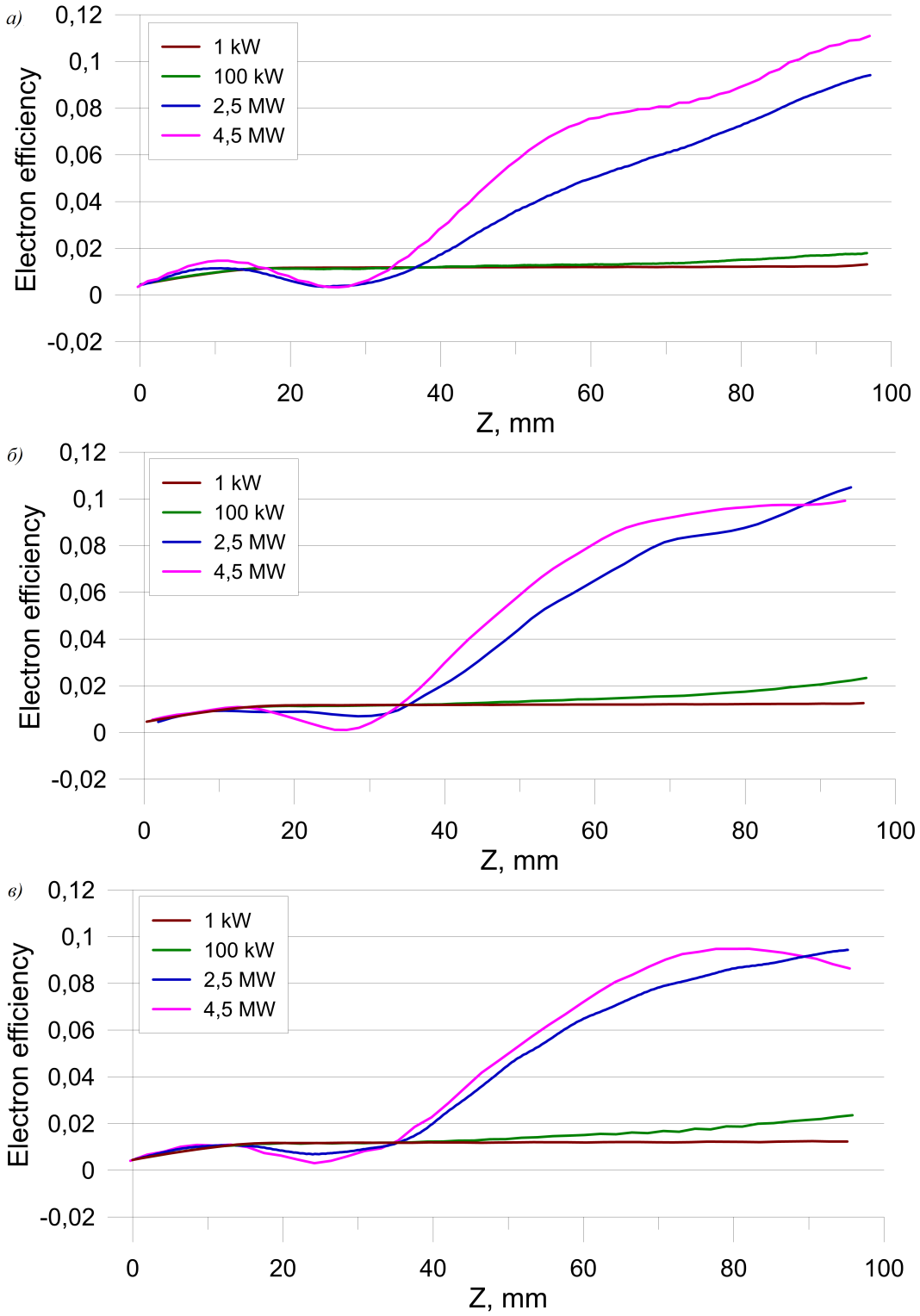



Рисунок 2.19 — Зависимость $\eta_e(z)$ для однопроходных расчетов ЛСЭ с параметрами $I = 50$ А, $L = 100$ мм для входного сигнала с частотами 290 ГГц (*а*), 295 ГГц (*б*), 300 ГГц (*в*) и мощностью в диапазоне от 100 Вт до 4,5 МВт.

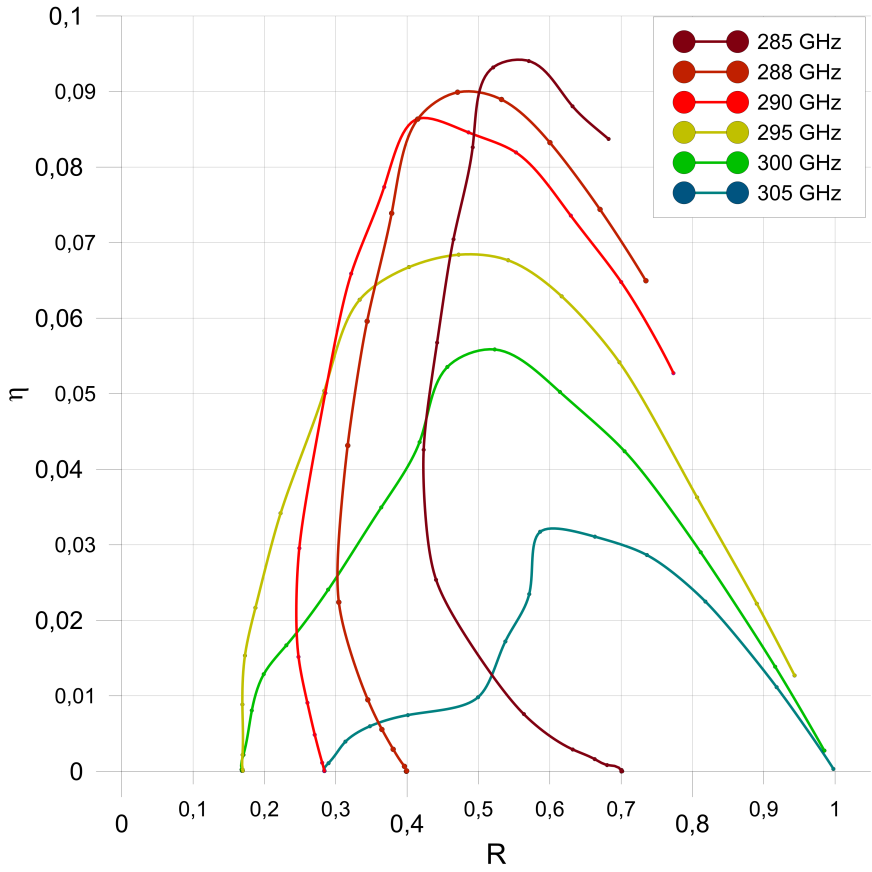



Рисунок 2.20 — Зависимость $\eta(R)$ для однопроходных расчетов ЛСЭ с параметрами $I = 50$ А, $L = 125$ мм. Точки соответствуют результатам расчетов, линия — интерполяция сплайном.

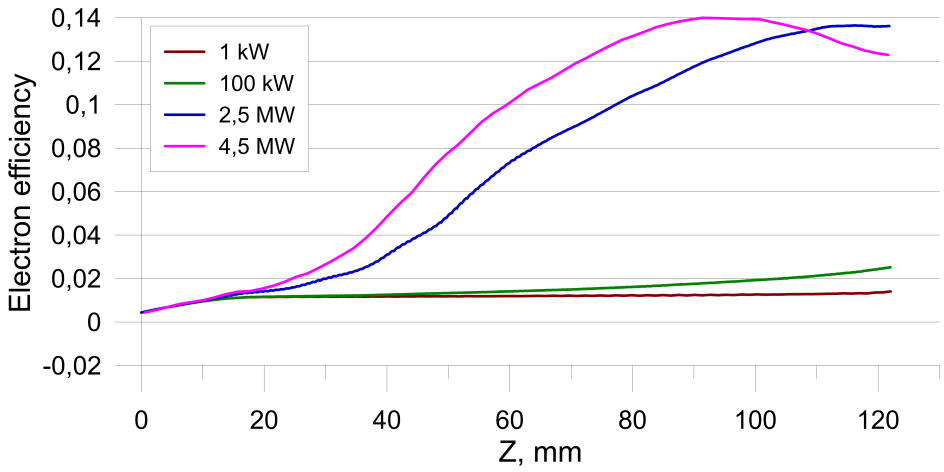



Рисунок 2.21 — Зависимость $\eta_e(z)$ для однопроходных расчетов ЛСЭ с параметрами $I = 50$ А, $L = 125$ мм для входного сигнала с частотой 288 ГГц и мощностью в диапазоне от 100 Вт до 4,5 МВт.

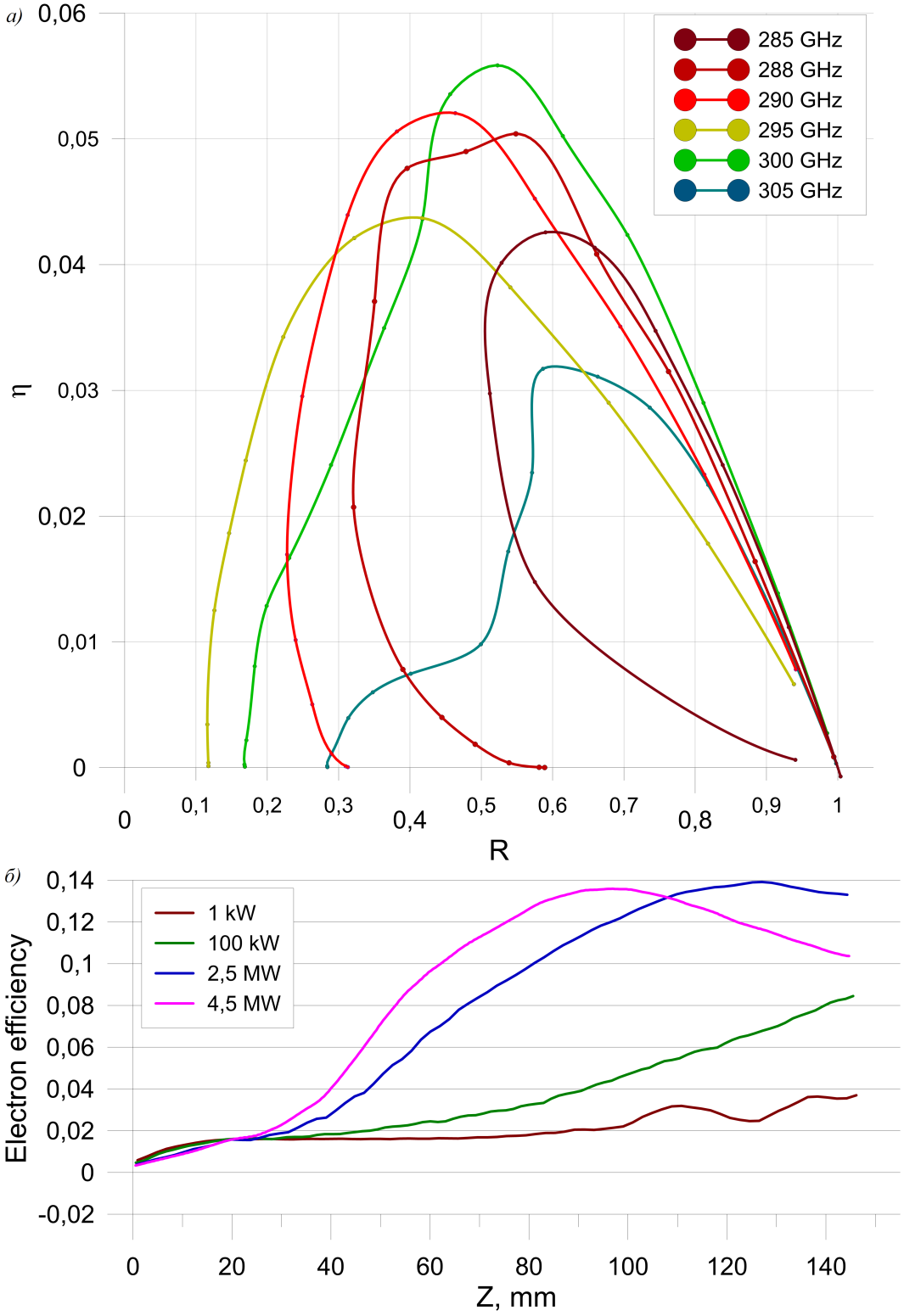



Рисунок 2.22 — (*а*) Зависимость $\eta(R)$ для однопроходных расчетов с параметрами $I = 50$ А, $L = 150$ мм. Точки соответствуют результатам расчетов, линия — интерполяция сплайном. (*б*) Зависимость $\eta_e(z)$ на разных частотах при мощности входного сигнала 4,5 МВт.

(рисунок 2.23). Электронный КПД при этом остался на уровне 14%, что свидетельствует о сохранении режима генерации, соответствующего предыдущему моделированию. Оценка суммарной мощности, излучаемой в высшие моды, находится на уровне 1% начальной мощности электронного пучка. Таким образом, если отнести еще 2% на счет статического провисания потенциала, «неучтенными» остаются около 2% отличия волнового и электронного КПД. По всей видимости, это расхождение приходится приписывать численным ошибкам и влиянию возникающей численной неустойчивости.

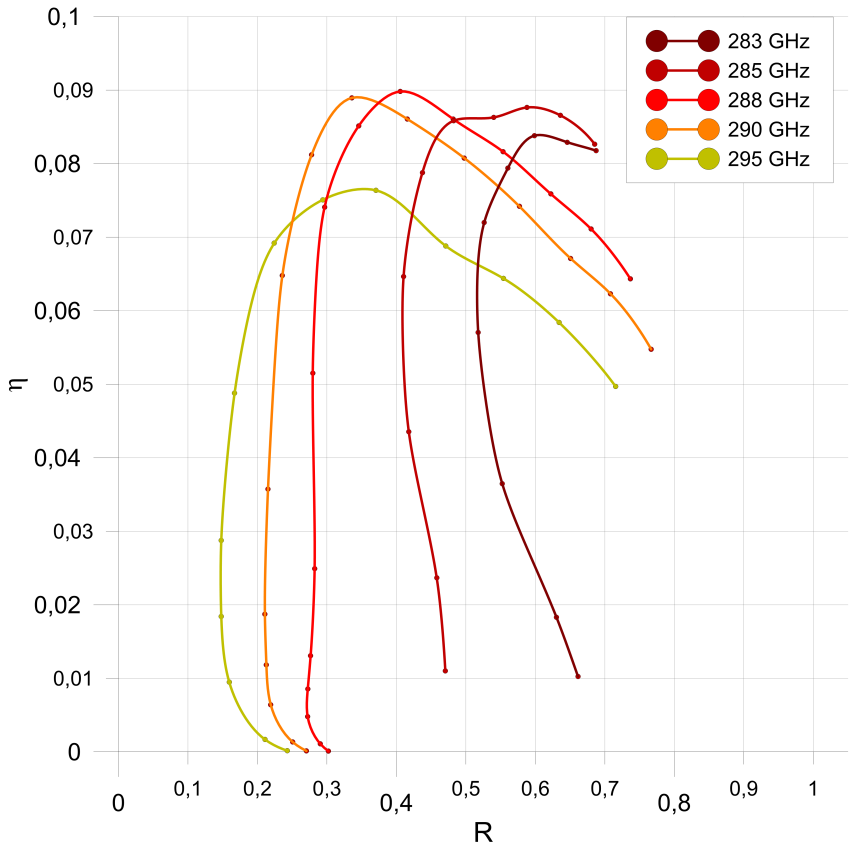



Рисунок 2.23 — Зависимость $\eta(R)$ для однопроходных расчетов с параметрами $I = 50$ А, $L = 150$ мм при отсутствии поглощающего материала в пространстве взаимодействия. Точки соответствуют результатам расчетов, линия — интерполяция сплайном.

### 2.2.4 Моделирование резонатора на основе модифицированных брэгговских отражателей

Как уже неоднократно отмечалось, оптимальным для организации обратной связи в схеме ЛСЭ миллиметрового диапазона представляется использование модифицированных брэгговских отражателей, работающих за счёт связи бегущих и квазикритической волн внутри гофрированного волновода [99]. Простейшей реализацией такого подхода служит электродинамическая система на рисунке 2.24. В ней используется только один брэгговский рефлектор, расположенный на коллекторном конце резонатора; с катодного конца волноводный тракт сужен до одномодового размера и замкнут широкополосным резонансным четвертьволновым отражателем с коэффициентом отражения, близким к 1 (рисунок 2.18).

Узкая полоса отражения модифицированного брэгга (2,2 ГГц по уровню 0,5) обеспечивает селективность, достаточную для подавления конкуренции продольных мод с межмодовым расстоянием около 1,5 ГГц. Дополнительным достоинством компоновки является утолщение стенок волновода с катодной стороны, что естественным образом позволяет реализовать плавный вход в ондулятор за счёт экранировки импульсного ондуляторного поля, как описано в разделе 1.2.3.



Рисунок 2.24 — Схематичное изображение резонатора (не в масштабе)

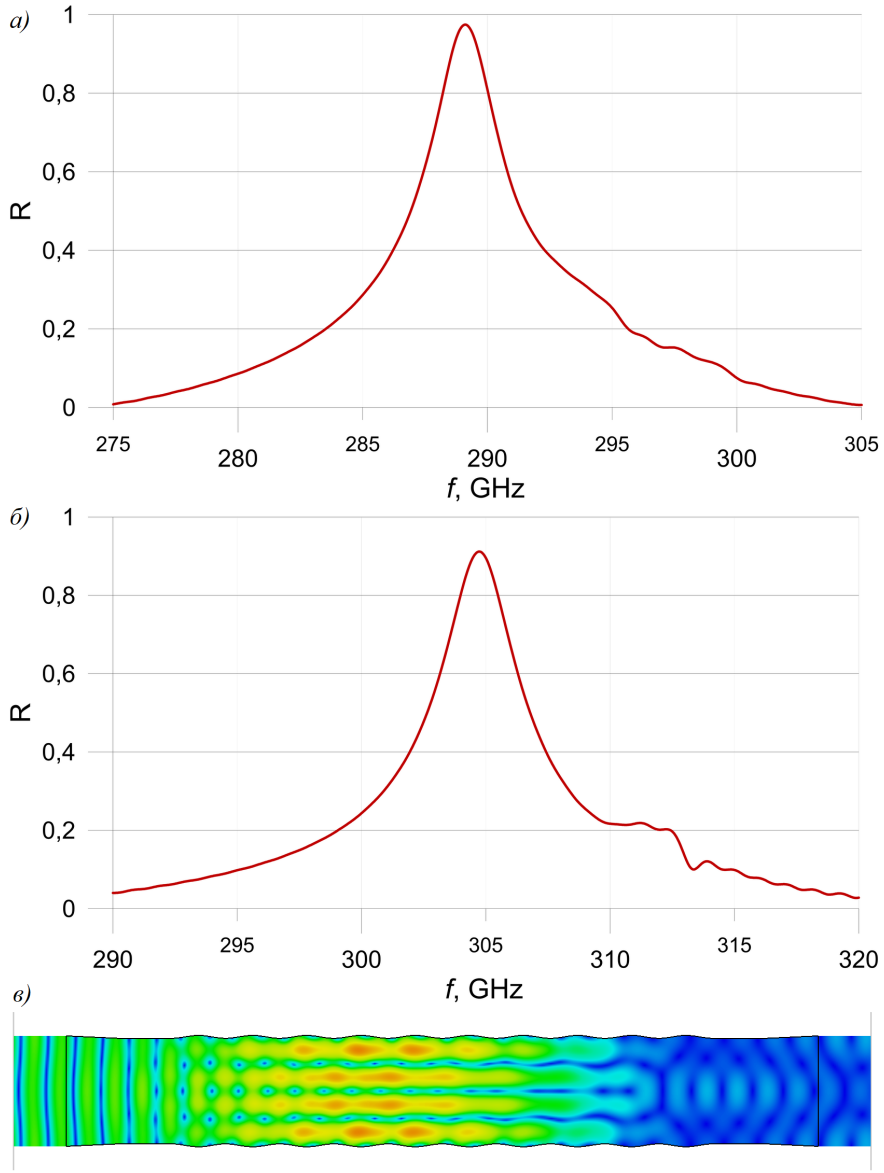



Рисунок 2.25 — Зависимость коэффициента отражения по амплитуде от частоты для $N_b = 10$ для двух зеркал (*а*, *б*), структура поля в отражателе (*в*).

Для моделируемого ЛСЭ были рассчитаны два варианта зеркала — на 303 ГГц и 289 ГГц. Зеркалу на 303 ГГц соответствуют параметры $A_b = 0{,}04$ мм, $d_b = 0{,}99$ мм, $H_b =$

2,1 мм; зеркалу на 289 ГГц — $A_b = 0{,}03$ мм, $d_b = 1{,}03$ мм, $H_b = 2{,}01$ мм. Поскольку $H_b$ не совпадает с высотой волновода в резонаторе, перед отражателем предусмотрено сужение стенок. Для первого зеркала максимум коэффициента отражения достигается на частоте 303 ГГц и составляет 0,91 при ширине полосы по уровню 0,7, равной 2,5 ГГц (рисунок 2.25 (*а*)). Для второго зеркала максимум составляет 0,974 при той же ширине полосы 2,5 ГГц (рисунок 2.25 (*б*)). В обоих случаях число периодов гофрировки выбрано равным 10, и в отражателях возбуждается квазикритическая $TM_4$-мода (рисунок 2.25 (*в*)).

Отдельного рассмотрения требует вопрос о длине отражателя. С увеличением числа периодов гофрировки $N_b$ внутри него умещаются несколько вариаций квазикритической волны по продольной координате, что приводит к уширению полосы отражения (рисунок 2.26). Для моделируемого резонатора межмодовое расстояние $\Delta\nu \approx 1$ ГГц, и для обеспечения достаточной селективности полоса отражения не должна превышать ~3 ГГц по уровню 0,7.

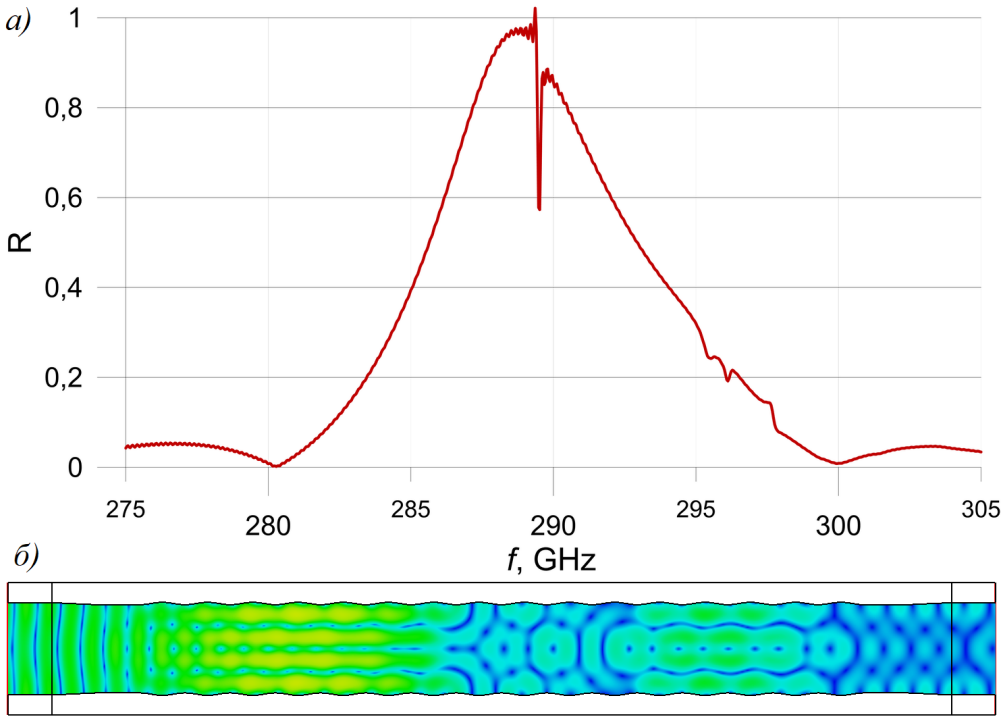



Рисунок 2.26 — Зависимость коэффициента отражения по амплитуде от частоты для $N_b = 16$: (*а*) — ширина коэффициента отражения по уровню 0,7 равняется 4,5 ГГц, структура поля в отражателе (*б*).

При уменьшении длины отражателя начинает сказываться другой эффект: помимо снижения коэффициента отражения происходит переизлучение падающей ТЕМ-волны на гофрировке в высшие поперечные моды (рисунок 2.27). При $N_b = 5$ мощность рассеянной $TM_3$-волны сравнивается с мощностью ТЕМ-моды, что делает использование модифицированного брэгговского отражателя затруднительным в задачах с большими поперечными размерами волновода, где требуется небольшой (до ~0,8) коэффициент отражения. Оптимальным с точки зрения собственно отражения можно считать диапазон $N_b = 8$–$11$, однако для достижения максимального КПД из раздела 2.2.3 необходим $R \approx 0{,}65$, а модифицированный брэгговский отражатель с таким максимальным $R$ требует уменьшения числа периодов

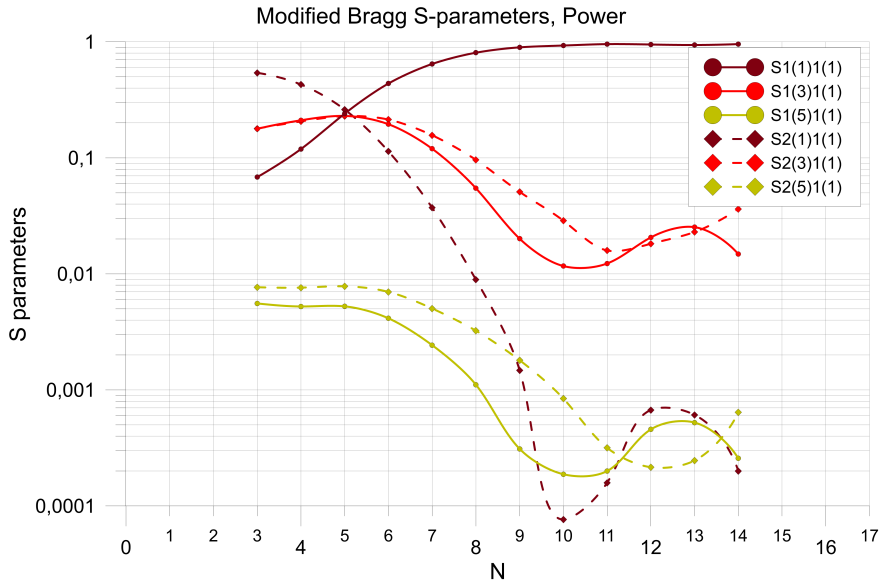



Рисунок 2.27 — Зависимость коэффициента отражения (по мощности) от количества периодов гофрировки в модифицированном брэгговском отражателе. Числа в скобках – номера мод.

до $N_b = 7$, что недопустимо ввиду переизлучения ТЕМ-моды в $TM_3$ (рисунок 2.27). В связи с этим приходится работать на одном из «склонов» зависимости коэффициента отражения, и отражатель становится более чувствительным к точности численного расчёта, а впоследствии и к точности изготовления.

### 2.2.5 Экспериментальная проверка резонатора на основе модифицированных брэгговских отражателей

Для экспериментального измерения характеристик резонатора с помощью векторного анализатора цепей был спроектирован и изготовлен макет методом фотополимерной 3D печати с последующей металлизацией (рисунок 2.28 (*a*)). Резонатор типа Фабри–Перо представлял собой сверхразмерный прямоугольный волновод сечением $21 \times 2{,}1$ мм$^2$ с рабочей модой $TE_{10}$, близкой по структуре к кабельной ТЕМ волне. С катодного конца высота волновода плавно сужалась до 0,43 мм, так что волновод становился одномодовым по вертикальной координате. Для обеспечения связи моды резонатора с входным сигналом вместо резонансного рефлектора с коэффициентом отражения более 99% использовался брэгговский резонатор с расчетным коэффициентом отражения по мощности около $R_1 = 95\%$ в широком диапазоне частот (рисунок 2.29). С коллекторного конца располагался описанный ранее модифицированный брэгговский рефлектор с резонансной частотой 289 ГГц (рисунок 2.25 (*a*)). Длина макета была меньше длины резонатора, используемого в численных расчетах ЛСЭ, чего однако было достаточно для наблюдения исследуемых эффектов. При расстоянии между рефлекторами около $L = 66$ межмодовый интервал $\Delta f = c/2L$ в резонаторе Фабри–Перо составлял около 2 ГГц, так что в полосу модифицированного брэгговского рефлектора попадает не более одной продольной моды.

Дифракционная добротность моды в резонаторе Фабри-Перо определяется выраже-

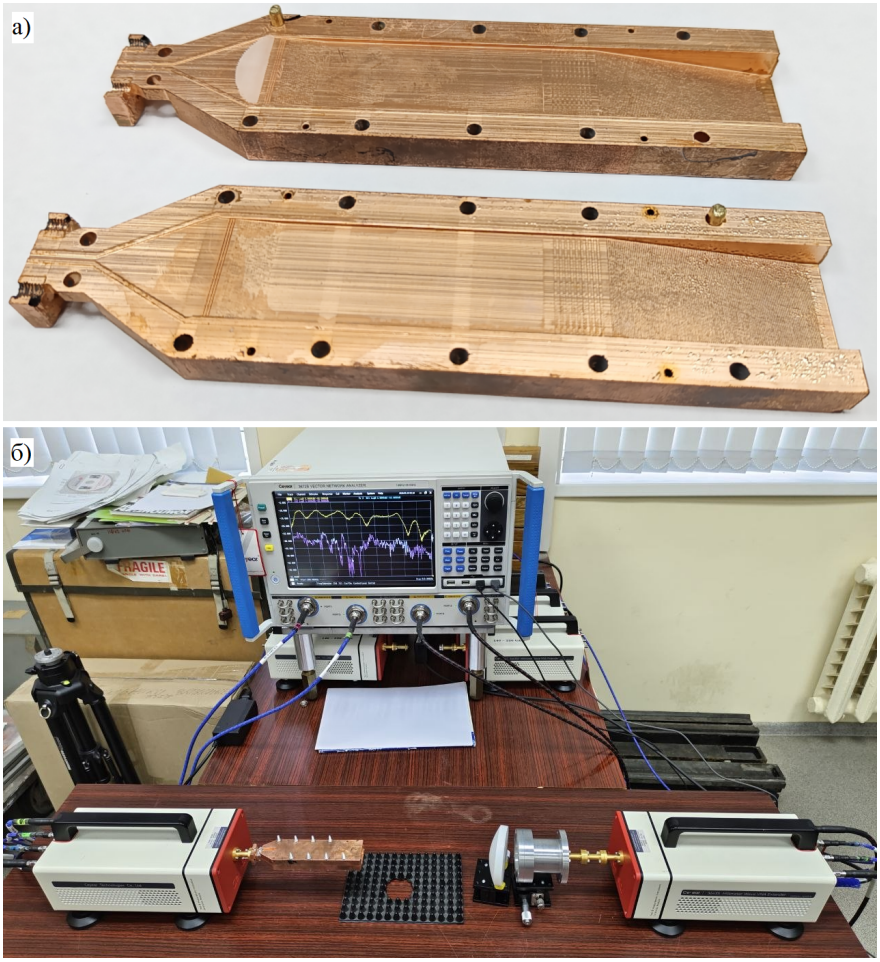



Рисунок 2.28 — Изготовленный макет резонатора (*а*) и схема его измерения (*б*)

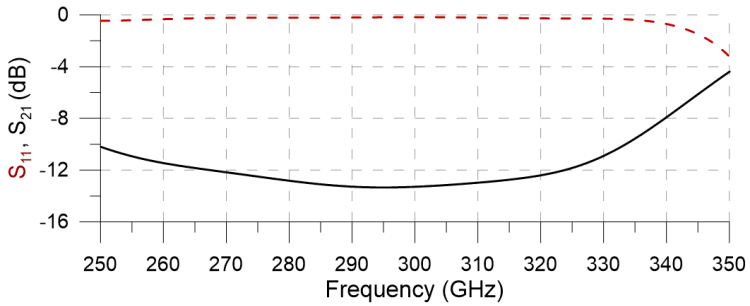



Рисунок 2.29 — Результаты численного моделирования прохождения и отражения входного брэгговского отражателя

нием

$$Q = \frac{4\pi L}{\lambda}\frac{1}{-\ln(R_1 R_2)} \approx -\frac{55L}{\lambda(R_{1\text{dB}} + R_{2\text{dB}})}, \tag{2.38}$$

где коэффициенты отражения в самой правой части формулы взяты в децибелах. Для выбранной длины резонатора и коэффициента отражения правого рефлектора в диапазоне $R_2 = 0{,}7 - 0{,}8$, требующегося для эффективной работы ЛСЭ, рассчитанная величина дифракционной добротности составляет $Q = 2000 - 3000$.

При измерениях входной тракт представлял собой одномодовый волновод WR-3 сечением $0{,}86 \times 0{,}43$ мм$^2$, который далее расширялся в горизонтальной плоскости до размеров

$21 \times 0{,}43$ мм$^2$. В этом месте устанавливалась плоская линза толщиной 0,43 мм, которая обеспечивала плоский фазовый фронт волнового пучка по координате $x$. Линза была изготовлена методом экструзионной 3D печати из SBS пластика, края линзы были загофрированы для уменьшения коэффициента отражения. После линзы начинался непосредственно исследуемый резонатор (рисунок 2.28). После резонатора располагался выходной рупор. Резонатор вместе с входным и выходным устройствами связи были изготовлены в виде двух половинок, которые совмещались между собой с помощью штифтов и стягивались винтами. Сигнал принимался приемной рупорно-линзовой антенной, находившейся на расстоянии около 30 см от выходного раскрыва резонатора. Для согласования волновых пучков между резонатором и антенной располагалась тефлоновая линза (рисунок 2.28 (*б*)).

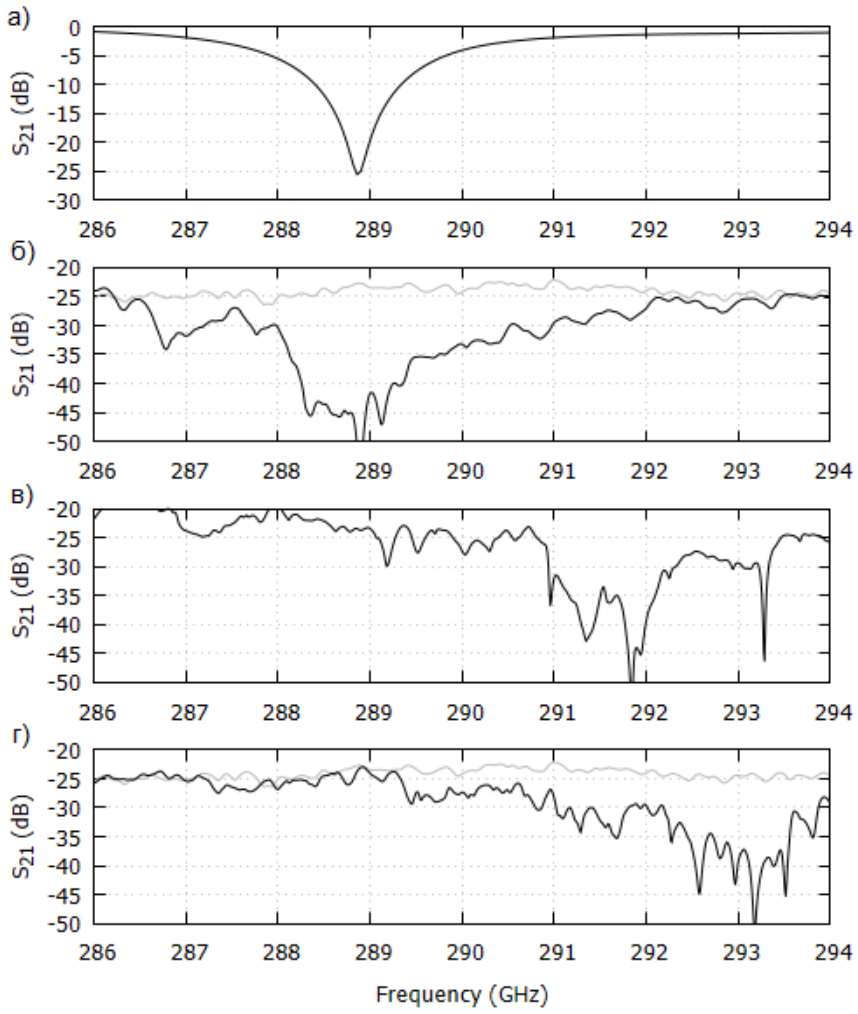



Рисунок 2.30 — Коэффициент прохождения через тракт с модифицированным брэгговским рефлектором. (*а*) – результаты численного моделирования, (*б–г*) соответствует разным расстояниям между пластинами; серая линия показывает уровень сигнала при отсутствии рефлектора в тракте.

Для экспериментального определения характеристик модифицированного брэгговского рефлектора, второй рефлектор закрывался медной фольгой с самоклеящимся слоем, после чего измерялся коэффициент прохождения волны по тракту, и результат сравнивался со случаем, когда оба рефлектора были заклеены. Результаты измерений показывают (рису-

нок 2.30 (*б*)), что модифицированный брэгговский рефлектор ослабляет проходящий сигнал на 20 дБ, что соответствует максимальному значению коэффициента отражения 99%. Полученные результаты хорошо соответствует расчетам (рисунок 2.30 (*а*)). Частота полосы отражения в эксперименте подстраивалась за счет изменения расстояния между пластинами модифицированного брэгговского рефлектора путем приклеивания медной фольги (рисунок 2.30 (*б–г*)).

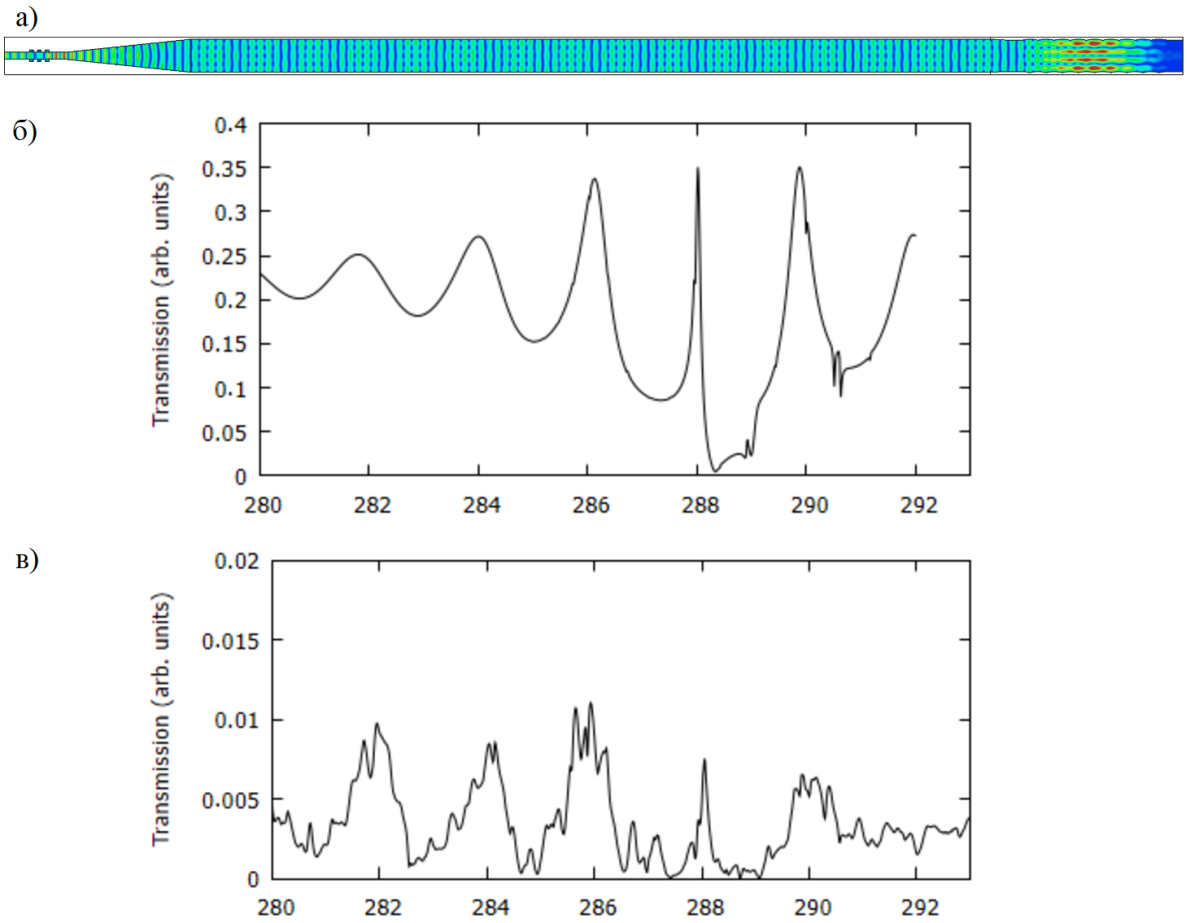



Рисунок 2.31 — Коэффициент прохождения через резонатор (в линейном масштабе), (*а,б*) – результаты численного моделирования, (*в*) – результаты измерений. Видна одна высокодобротная мода с добротностью примерно 2200 и частотой около 288 ГГц и несколько низкодобротных мод с расстоянием между модами около 2 ГГц.

Результаты измерений коэффициента прохождения через резонатор (рисунок 2.31) показывают наличие гребенки продольных мод с межмодовым расстоянием около 2 ГГц, среди которых видна одна высокодобротная мода с добротностью примерно 2200 и несколько низкодобротных мод. Эти результаты находятся в хорошем соответствии с теорией, предсказывающей, что в полосу отражения рефлектора попадает не более одной продольной моды резонатора Фабри–Перо. В то же время добротности мод существенно зависели от расстояния между пластинами рефлектора. иногда наблюдались только низкодобротные моды, что соответствовало случаю, когда частота ни одной из продольных мод не попала в полосу рефлектора.

### 2.2.6 Моделирование временной динамики ЛСЭ

На основе параметров, полученных в однопроходном моделировании, были проведены нестационарные расчёты временной динамики ЛСЭ с полным резонатором по схеме рисунка 2.24. Для тока пучка 35 А, длины резонатора 100 мм и зеркала на 303 ГГц (рисунок 2.25 (*а*)) выходная мощность достигает 107 кВт (рисунок 2.32 (*а*)), что соответствует волновому КПД 1%; электронный КПД при этом составляет $\eta_e = 8\%$ (рисунок 2.32 (*б*)). Частота генерации $f_0 = 303{,}74$ ГГц (рисунок 2.32 (*в*)), а коэффициент отражения $R$ на этой частоте оказался ближайшим к оптимальному из найденных в однопроходных расчётах (таблица 2.2). Большое расхождение волнового и электронного КПД указывает на то, что в полном расчёте поглощение рабочей моды в искусственной среде заметно выше, чем при одном проходе; следствием этого же является длительное время старта ЛСЭ ~30 нс.

Таблица 2.2 — Продольные моды в полном расчете в ЛСЭ

| | $f_{-1}$ | $f_0$ | $f_{+1}$ |
|---|---|---|---|
| Частота моды, ГГц | 302,64 | 303,74 | 304,84 |
| К-т отражения зеркала по мощности на частоте моды $R$ | 0,25 | 0,55 | 0,83 |

Увеличение тока до проектного значения $I = 50$ А при той же длине резонатора $L = 100$ мм и том же зеркале даёт выходную мощность 140 кВт (волновой КПД ~1%) при электронном КПД 8,5% (рисунок 2.33). Из-за небольшой перестройки резонатора продольные моды сместились, и частота излучения составила $f_0 = 304{,}17$ ГГц (таблица 2.3).

Таблица 2.3 — Продольные моды в полном расчете в ЛСЭ

| | $f_{-1}$ | $f_0$ | $f_{+1}$ |
|---|---|---|---|
| Частота моды, ГГц | 303,07 | 304,17 | 305,26 |
| К-т отражения зеркала по мощности на частоте моды $R$ | 0,34 | 0,71 | 0,73 |

Удлинённый до $L = 125$ мм резонатор моделировался уже с зеркалом на 289 ГГц, что лучше соответствует оптимальному режиму, найденному в однопроходных расчётах. Мощность выходной ТЕМ-моды составила 180 кВт — по-прежнему волновой КПД ~1%, при этом электронный КПД вырос до $\eta_e = 13\%$ (рисунок 2.34); структура продольных мод приведена в таблице 2.4. Столь большое расхождение волнового и электронного КПД обусловлено увеличившимся при удлинении системы временем взаимодействия рабочей волны с искусственной поглощающей средой.

Таблица 2.4 — Продольные моды в полном расчете в ЛСЭ

| | $f_{-1}$ | $f_0$ | $f_{+1}$ |
|---|---|---|---|
| Частота моды, ГГц | 288,07 | 288,98 | 289,90 |
| К-т отражения зеркала по мощности на частоте моды $R$ | 0,40 | 0,82 | 0,75 |

Ввиду описанных в разделе 2.2.4 ограничений на коэффициент отражения модифицированного брэгга (рисунок 2.27), был рассмотрен более классический вариант компоновки резонатора: модифицированный брэгговский отражатель с катодного конца обеспечивает

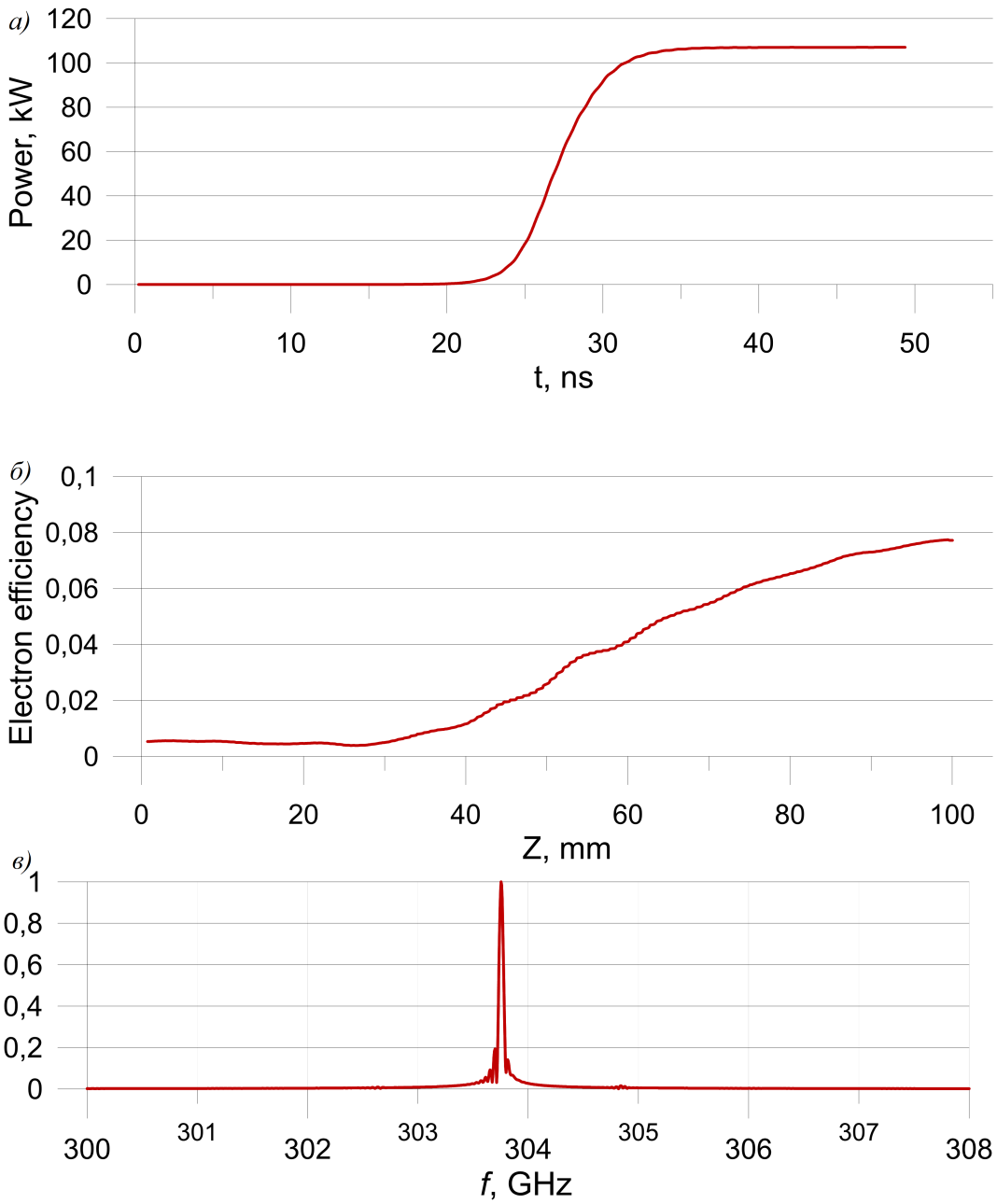



Рисунок 2.32 — Результаты полного расчета с резонатором. *а* — выходной сигнал от времени, *б* — электронное КПД $\eta_e$, *в* — спектр выходного сигнала.

селективность по продольным модам, а классический брэгговский отражатель с коллекторного конца — требуемое значение коэффициента отражения (рисунок 2.35 (*а*)). Преимуществом такой компоновки является возможность менять в широких пределах коэффициент отражения классического брэгговского зеркала без переотражения на нём рабочей ТЕМ-волны в высшие моды на рабочей частоте (рисунок 2.35 (*б*)). Коэффициент отражения по амплитуде был выбран равным 0,8, исходя из рисунка 2.20, при токе $I = 50$ А и длине пространства взаимодействия $L = 125$ мм.

Выходная мощность в такой компоновке достигает 1 МВт, что соответствует волновому КПД 4% при сохранении электронного КПД на уровне 10%; рабочая мода возбуждается на частоте 288,9 ГГц (рисунок 2.36). Время выхода на стационар при этом остаётся около

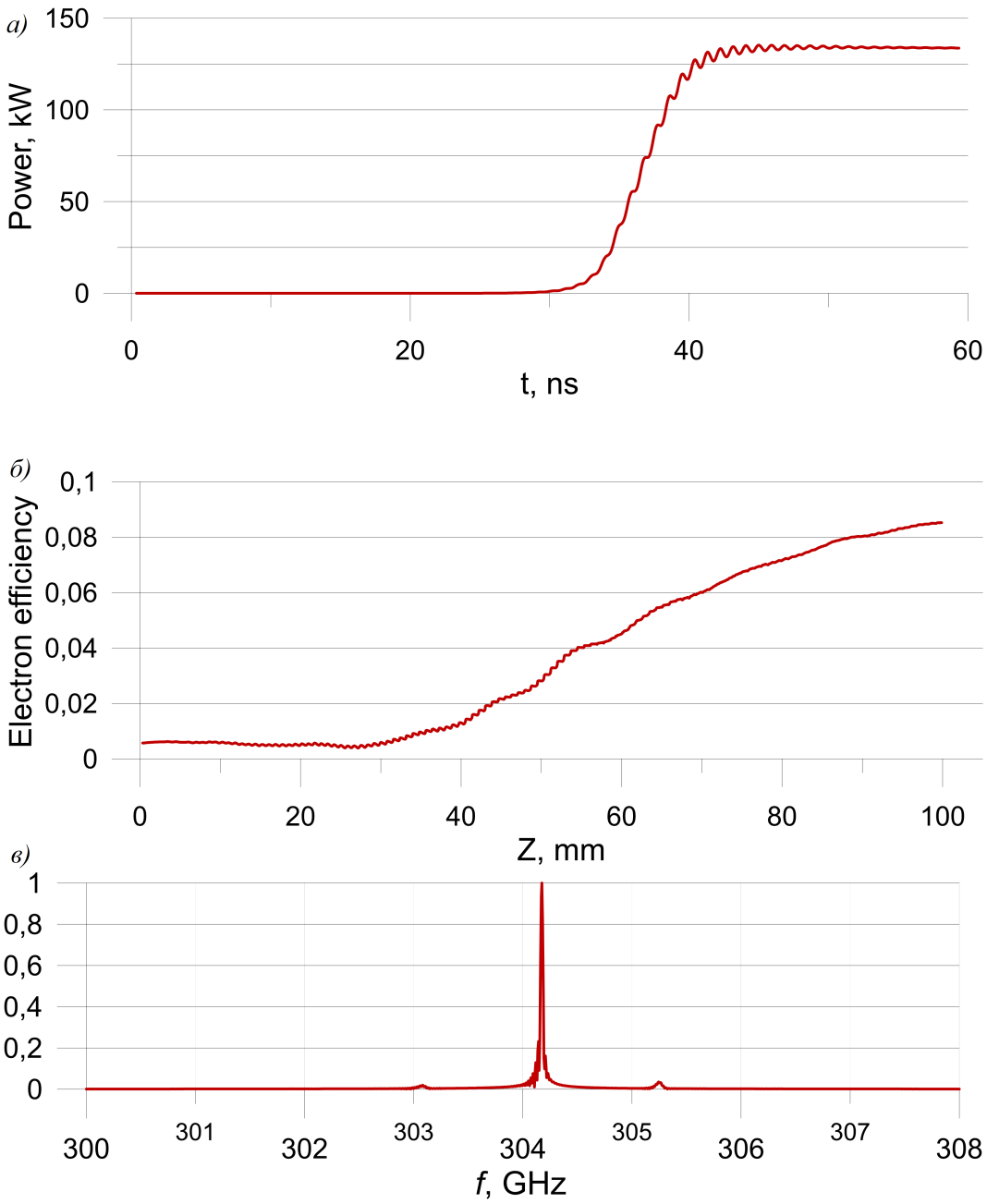



Рисунок 2.33 — Результаты полного расчета с резонатором. *а* — выходной сигнал от времени, *б* — электронное КПД $\eta_e$, *в* — спектр выходного сигнала.

35 нс. Полученное значение мощности относится к расчётной модели с пучком шириной 1 мм; в пересчёте на полноценный ленточный пучок шириной 20 мм с током 1 кА показана возможность генерации когерентного излучения на частоте 289 ГГц с мощностью ~20 МВт, что и являлось основной целью проектирования рассмотренной схемы.

Следует отметить, что с использованием вычислительных мощностей, доступных на момент выполнения работы, один нестационарный расчет с полным резонатором занимает от 200 до 300 часов реального времени. Расчет же характерной кривой $\eta(R)$, рассмотренной в разделе 2.2.3, для одной частоты занимает около 15–20 часов, и дает представление об оптимальном коэффициенте отражения брэгговских зеркал. Поэтому наиболее оптимальным способом прямого PIC–моделирования подобных устройств можно считать совмеще-

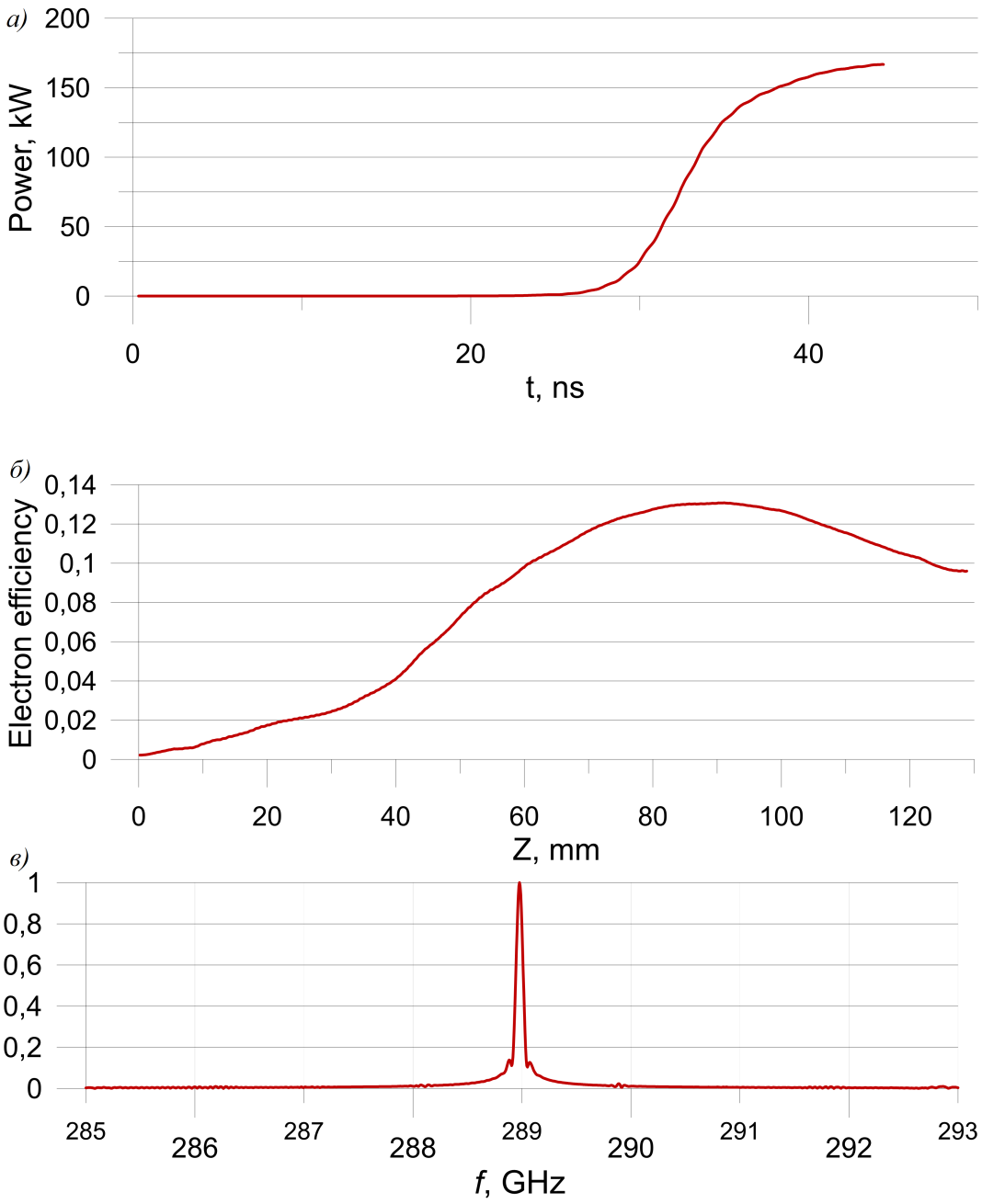



Рисунок 2.34 — Результаты полного расчета с резонатором. *а* — выходной сигнал от времени, *б* — электронное КПД $\eta_e$, *в* — спектр выходного сигнала.

ние предварительных однопроходных расчетов для определения малого интервала параметров с последующим нестационарным моделированием для тонкой оптимизации в рамках этого интервала.

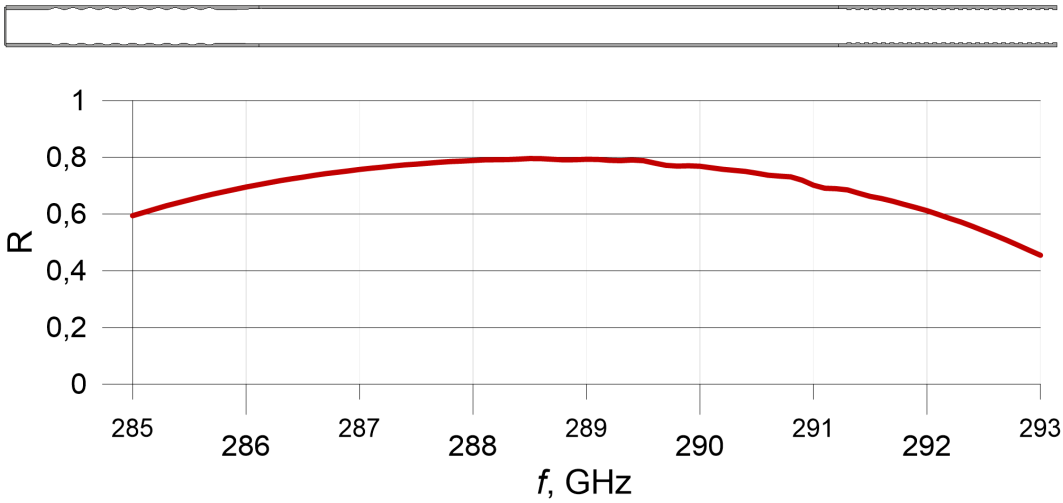



Рисунок 2.35 — *сверху* — схематичное (не в масштабе) изображение резонатора ЛСЭ с брэгговскими отражателями на обоих концах; *снизу* — коэффициент отражения классического брэгга с коллекторного конца для ТЕМ-моды.

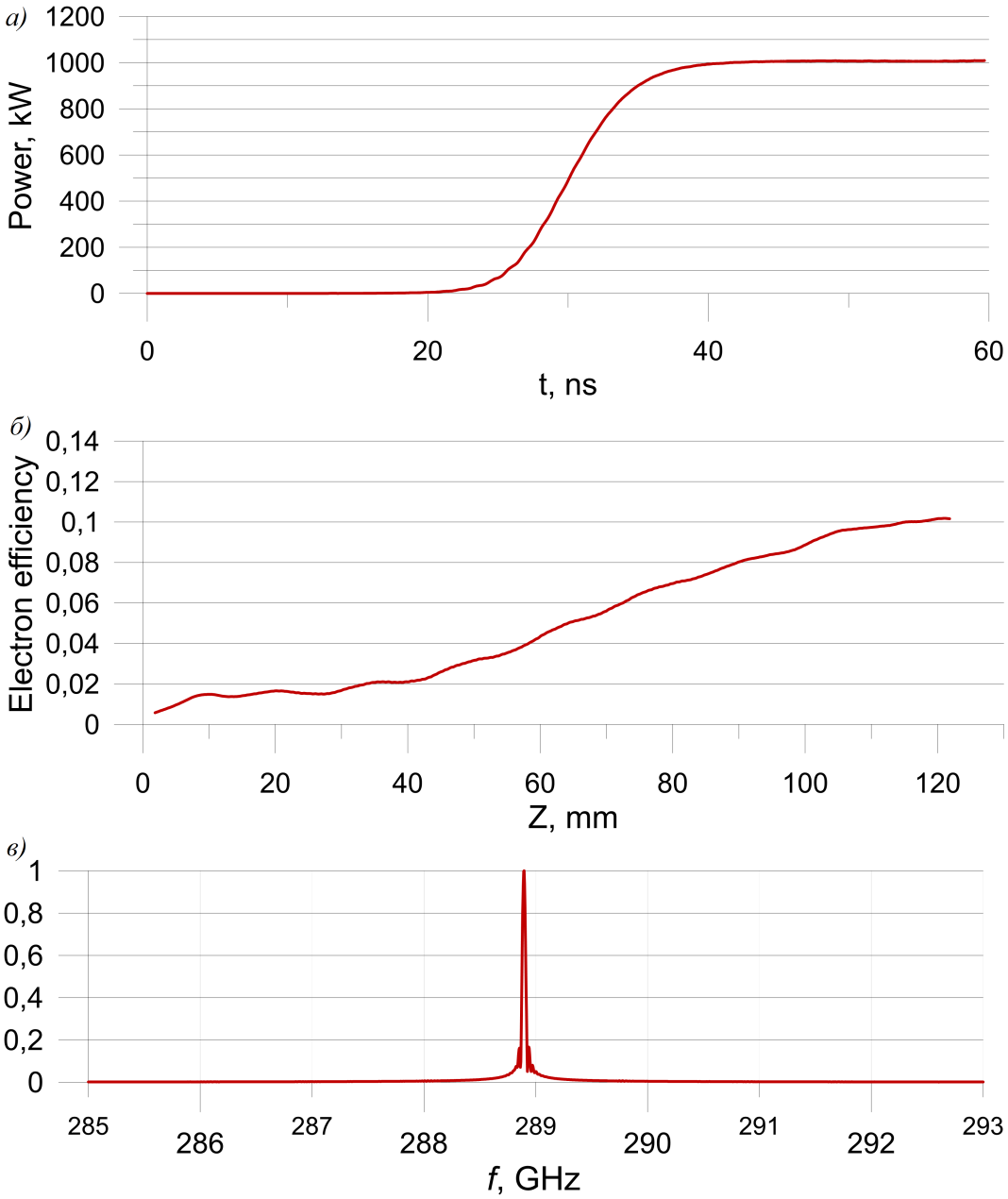



Рисунок 2.36 — Результаты полного расчета с резонатором. *а* — выходной сигнал от времени, *б* — электронное КПД $\eta_e$, *в* — спектр выходного сигнала.

## 2.3 Основные результаты главы 2

Предложен и численно исследован при помощи нескольких моделей проект субтерагерцового мультимегаваттного ЛСЭ с интенсивным ленточным РЭП на основе ускорителя прямого действия со взрывоэмиссионным катодом и микроондулятором, разработанным в главе 1.

1. В рамках одномерной модели усреднённых уравнений движения показано, что для ЛСЭ с рабочей длиной волны 1 мм и килоамперным ленточным РЭП с энергией электронов 500 кэВ оптимальный период планарного двухслойного микроондулятора составляет 5 мм при ведущем магнитном поле 5 Тл и ондуляторном параметре $K = 0{,}25$–$0{,}5$. Численное моделирование усреднённых уравнений с учётом дифракции волны и брэгговских отражателей предсказывает в этой схеме электронный КПД ∼9% и выходную мощность около 20 МВт/см на частоте 299 ГГц.
2. Прямое трёхмерное PIC-моделирование в зауженной модели ЛСЭ на основе резонатора с модифицированными брэгговскими отражателями подтверждает достижимость волнового КПД ∼9% при длине пространства взаимодействия 125–150 мм и оптимальном суммарном коэффициенте отражения рефлекторов $R \approx 0{,}5$–$0{,}65$. Использование модифицированного брэгговского отражателя обеспечивает узкополосное отражение и подавление конкуренции соседних продольных мод с межмодовым расстоянием около 1 ГГц. В пересчёте на ленточный пучок с током 1 кА и шириной 20 мм показана возможность генерации когерентного излучения на частоте 289 ГГц с мощностью ∼20 МВт.

# ГЛАВА 3. Моделирование генераторов излучения ИК и ЭУФ диапазонов при пролёте интенсивных электронных сгустков через микроондулятор

В настоящей главе исследуются возможности и преимущества использования микроондуляторов для генерации излучения в более коротковолновых, чем в главе 2, диапазонах — дальнем инфракрасном и экстремальном ультрафиолетовом.

## 3.1 Излучение ИК диапазона пикосекундными релятивистскими электронными сгустками, формируемыми фотоинжекторным ускорителем

В данном разделе исследуется возможность использования микроондулятора, рассмотренного в разделе 1.1, для генерации ИК излучения короткими плотными электронными сгустками, формируемыми фотоинжекторным ускорителем [A2, A10]. Обычно такие ускорители обеспечивают энергию частиц в единицы МэВ при очень малом энергетическом и скоростном разбросе и используются, в том числе, как источники пучков в первых каскадах ГэВ-ных ускорителей для проектов типа XFEL (см., например, [36; 37]). Здесь предполагается, что пучок с выхода фотоинжектора попадает сразу в пространство взаимодействия с микроондулятором и излучает в более длинноволновом диапазоне в режиме сверхизлучения [43; 44]. Поскольку для такой системы длина пространства взаимодействия много больше длины Рэлея $z_R = \pi r_b^2/\lambda \approx 10$ мм, при распространении ИК излучения существенную роль играют эффекты дифракции. Поэтому для моделирования этой системы используется квазиоптическая модель, подобная использованной ранее в разделе 2.1.4.

### 3.1.1 Квазиоптическая модель сверхизлучения

Геометрия пространства взаимодействия приведена на рисунке 3.1. Электронный сгусток эллипсоидной формы с продольным полуразмером $l_z \gg \lambda$ и поперечным $r_b \gg \lambda$ движется вдоль оси $z$ в поле планарного ондулятора, векторный потенциал которого имеет вид, аналогичный (2.1), с амплитудой ондуляторного поля на оси $B_u = h_u A_u$ и периодом $\lambda_u = 2\pi/h_u$. Излучение распространяется в планарном волноводе с зазором $H$ между пластинами и имеет длину волны (1.4).

Эффект сверхизлучения возникает при однократном проходе сгустка через ондулятор и не требует организации обратной связи, поэтому, в отличие от раздела 2.1.4, рассматриваемая система не содержит брэгговских отражателей. Кроме того, электронный пучок теперь имеет конечные поперечные размеры по обеим координатам. В данном случае удобно представить амплитуду рабочей волны в виде разложения по поперечным модам $\mathrm{TE}_n$ пла-

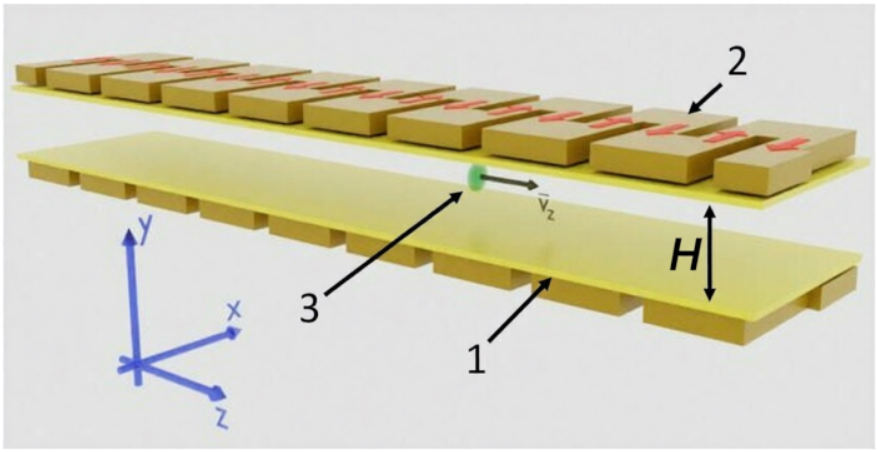



Рисунок 3.1 — Геометрия пространства взаимодействия: 1 — планарный волновод, 2 — микроондулятор, 3 — движущийся электронный сгусток.

нарного волновода вдоль $y$,

$$A(x,y,z,t) = \sum_n A_n(z,x,t)\cos(g_n y), \quad g_n = (2n-1)\pi/H, \tag{3.1}$$

и учесть дифракцию по второй поперечной координате $x$ для каждой из этих мод. После перехода к сопровождающим координатам $z' = z$, $t' = t - z/c$ и обезразмеривания самосогласованная система принимает вид

$$\frac{\partial a_n}{\partial Z} + i\frac{\partial^2 a_n}{\partial X^2} - iG_n^2 a_n = \frac{2}{B}\int_{-B/2}^{B/2} \rho(X,Y,Z,\tau)\cos(G_n Y)\, J\, dY, \tag{3.2}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^2 \theta = \mathrm{Re}\left[\sum_n a_n(Z,X,\tau)\cos(G_n Y)\, e^{i\theta}\right]. \tag{3.3}$$

Здесь $\theta = \omega t - (k + h_u)z$ — фаза электронов относительно комбинационной волны, $J = 1/\pi \int_0^{2\pi} e^{-i\theta}\, d\theta_0$ — амплитуда высокочастотного тока, а безразмерные переменные: $X = 2\sqrt{Ckh_u}\, x$, $Y = 2\sqrt{Ckh_u}\, y$, $Z = 2Ch_u z'$, $\tau = 2Cch_u t'/(|\bar\beta_z^{-1}| - 1)$, $a_n = Kke\, A_n/(4h_u\gamma_0^2 C^2 m^2 c^2)$, $G_n = g_n/(2\sqrt{Ckh_u})$, $B = 2\sqrt{Ch_u}\, H$, $\bar\beta_z = 1 - (1 + K^2/2)/2\gamma_0^2$ — средняя продольная скорость частиц, нормированная на скорость света. Безразмерная плотность заряда в эллипсоидном сгустке полного заряда $Q$, $\rho(X,Y,Z,\tau) = \exp\left[-R^2/R_b^2 - (Z - Z_c(\tau))^2/L_z^2\right]$, $Z_c(\tau) = \tau + 2Ch_u l_z(1 - \bar\beta_z)$, $R = (X^2 + Y^2)^{1/2}$, $R_b = 2\sqrt{Ckh_u}\, r_b$, $L_z = 2Ch_u l_z$. Параметр Пирса $C$ представляет собой частный случай общего определения (2.22) для рассматриваемой геометрии и принимает вид

$$C = \left(\frac{K^2 eQ}{8\pi^{3/2} mc^2 h_u^2 r_b^2 l_z \gamma_0^3}\right)^{1/3}. \tag{3.4}$$

Уравнения (3.2)–(3.3) дополняются граничным условием для поля на левой границе, соответствующим отсутствию падающего сигнала

$$a_n(Z = 0) = 0, \tag{3.5}$$

и граничными условиями для электронов, отвечающими малым случайным отклонениям плотности по времени и поперечной координате

$$\theta(Z=0) = \theta_0 + r\cos\bigl(\theta_0 + \varphi(X, Y, \tau)\bigr), \tag{3.6}$$

$$w(Z=0) = 0, \tag{3.7}$$

где $w = 1 - \gamma/\gamma_0$ — относительное изменение энергии электронов, параметр $r \ll 1$ задаёт амплитуду флуктуаций, а $\varphi$ — случайная функция со значениями в диапазоне $[0, 2\pi)$. Электронный сгусток представлен набором макрочастиц, различающихся начальными фазами и поперечными координатами; невозмущённое распределение их плотности обрывается на уровне $e^{-2}$ от максимума. Для ограничения области моделирования по открытой поперечной координате $X$ применяются граничные условия свободного излучения для уравнений параболического типа:

$$\left( a_n \mp \frac{1}{\sqrt{i\pi}} \int_0^Z \frac{e^{iG_n^2(Z-Z')}}{\sqrt{Z-Z'}} \frac{\partial a_n}{\partial X}\, dZ' \right)_{X=\pm L_d/2} = 0. \tag{3.8}$$

Результаты моделирования не зависят от выбора $L_d$ при условии $L_d > 4R_b$, когда все излучающие электроны находятся внутри области моделирования.

### 3.1.2 Результаты моделирования

На основе системы (3.2)–(3.8) было проведено моделирование излучения электронного сгустка с энергией частиц 5 МэВ, продольным размером $l_z = 0{,}15$ мм, поперечным размером $r_b = 0{,}25$ мм и полным зарядом $Q = 0{,}25$–$1$ нКл. Общее число макрочастиц составляло $2 \cdot 10^6$. Электроны двигались в поле микроондулятора с периодом 3 мм, длиной 160 мм и амплитудой ондуляторного поля 3,6 Тл ($K \approx 1$); излучение распространялось в планарном волноводе с зазором между пластинами $H = 1$ мм. Согласно (1.4), центральная частота импульса излучения составляет 15,5 ТГц. Формирование требуемых субнанокулоновских сгустков с высокой плотностью заряда представляет собой нетривиальную задачу, однако возможность получения таких параметров была подтверждена теоретически и экспериментально [36].

На рисунке 3.2 показано формирование импульса излучения в пространстве взаимодействия для случая относительно малого радиуса сгустка, при котором параметр Френеля близок к единице:

$$N_F = r_b^2/\lambda l \approx 1, \tag{3.9}$$

где $l = 1/h_u C$ — обратный коэффициент усиления. В таких условиях дифракционное расплывание синхронизирует различные поперечные фракции сгустка, и они излучают синфазно. Излучение сопровождается микрогруппировкой электронов и нарастанием амплитуды высокочастотного тока $J$. Поперечное распределение поля в выходном сечении имеет симметричный гауссоподобный профиль (рисунок 3.4); ввиду азимутальной симметрии излуче-

ния амплитуда импульса приведена только в плоскости $Y = 0$, поскольку в плоскости $X = 0$ она имеет почти тот же вид.

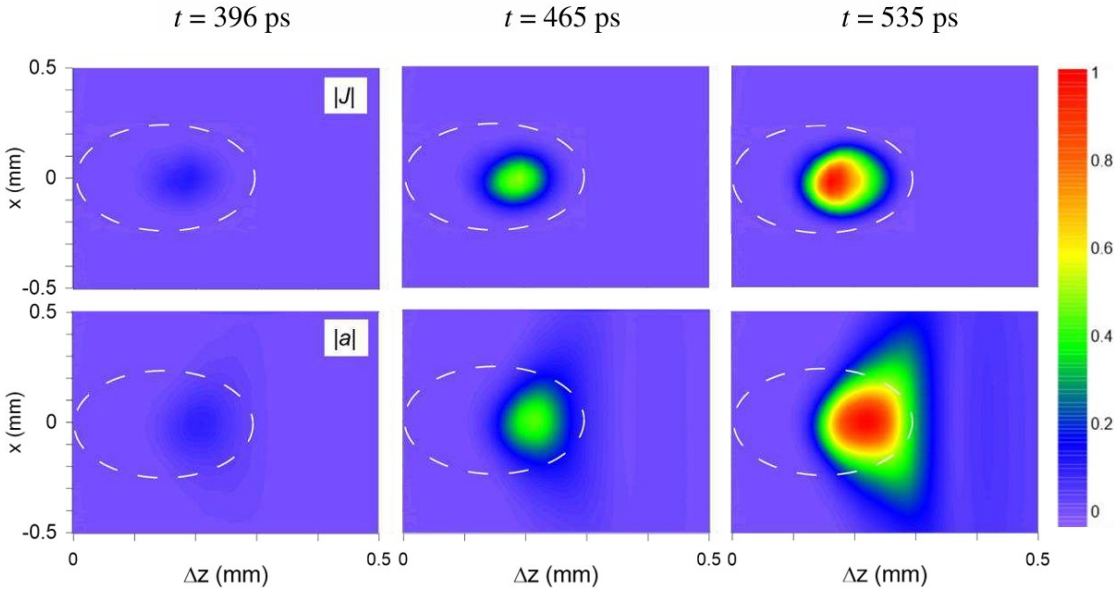



Рисунок 3.2 — Формирование импульса излучения. Сверху — амплитуда высокочастотного тока $J$ внутри эллипсоидного электронного сгустка с зарядом $Q = 250$ пКл; снизу — $x$-компонента электрического поля излучения $a$ в те же моменты времени. Все графики приведены в сечении, движущемся вместе со сгустком. Момент времени $t = 0$ соответствует влёту сгустка в ондулятор.

Временная зависимость потока мощности излучения через выходное сечение

$$P(\tau) = P^* \frac{\gamma_0^4 C^3 h_u}{2\pi K^2 k} \int_{-B/2}^{B/2} \int_{-L_d/2}^{L_d/2} \left| a(X, Y, Z = L, \tau) \right|^2 dX\, dY \tag{3.10}$$

и электронного КПД

$$\eta_e = \frac{C}{1 - \gamma_0^{-1}} \frac{1}{N(\tau)} \iint_{S_\perp} \left( \frac{\rho(X, Y, Z{=}L, \tau)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial \theta}{\partial Z}\, d\theta_0 \right) dX\, dY \tag{3.11}$$

приведена на рисунке 3.3. Здесь $N(\tau) = \iint_{S_\perp} \rho(X, Y, Z{=}L, \tau)\, dX\, dY$ — линейная плотность частиц, $S_\perp$ — поперечное сечение электронного сгустка, $P^* = m^2 c^5 / e^2 \approx 8{,}7$ ГВт. Импульс имеет поперечный размер порядка ширины электронного сгустка и узкий спектр.

Профиль импульса излучения и его пиковая мощность слабо чувствительны к форме сгустка. Начальная эллиптическая форма пучка показана на рисунке 3.2 пунктиром; в пренебрежении кулоновским расталкиванием она сохраняется на протяжении всего взаимодействия. Поскольку излучаемое поле мало на стенках планарного волновода, цилиндрическая симметрия сгустка воспроизводится и в выходной диаграмме направленности излучения.

На рисунке 3.5 представлены пиковая мощность, длительность импульса излучения и оптимальная длина пространства взаимодействия в зависимости от полного заряда сгустка. При $Q = 250$ пКл пиковая мощность достигает 20 МВт, а длительность импульса составляет около 0,3 пс. Пиковая мощность пропорциональна квадрату полного заряда (числа

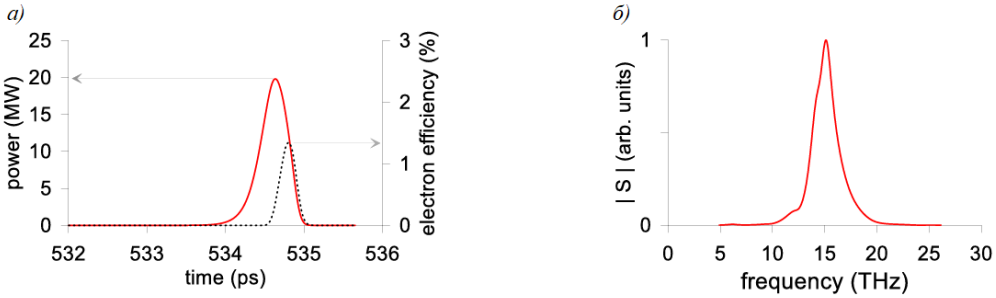



Рисунок 3.3 — (*а*) — временная зависимость потока мощности излучения через выходное сечение и электронного КПД; (*б*) — спектр излучения. $Q = 250$ пКл.

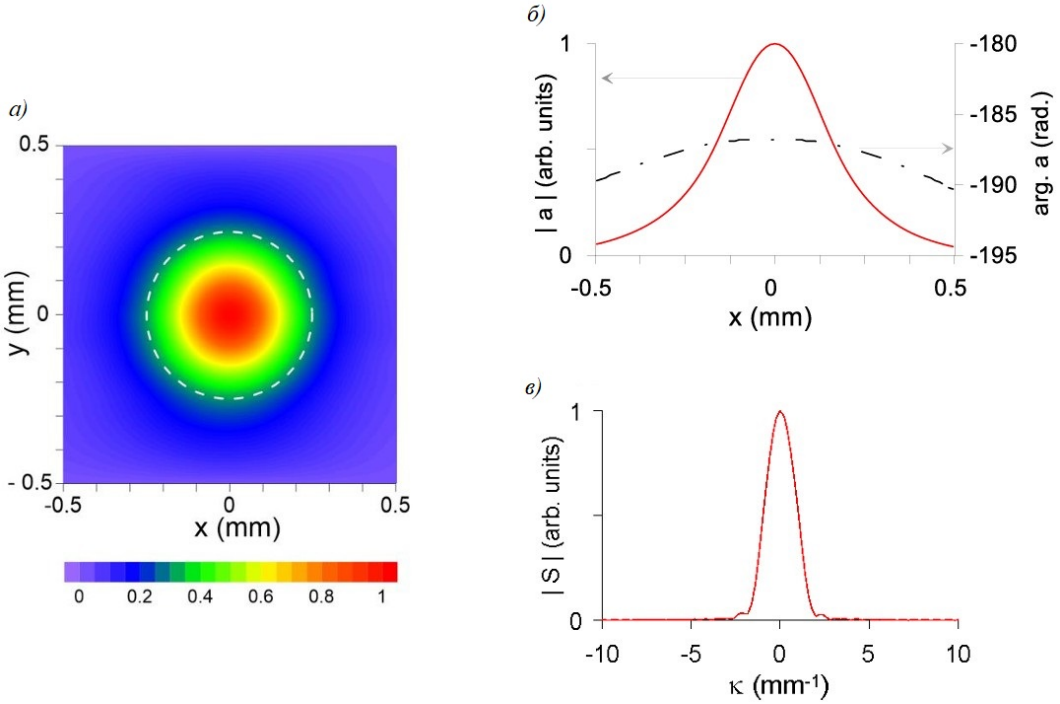



Рисунок 3.4 — (*а*) — распределение интенсивности поля излучения в выходном сечении в момент времени $t = 535{,}4$ пс, соответствующий максимуму излучения; (*б*) — распределение амплитуды и фазы поля вдоль поперечной координаты $x$ в тот же момент при $y = 0$; (*в*) — спектр излучения. $Q = 250$ пКл.

частиц), что является общим признаком эффектов сверхизлучения и подтверждает когерентный характер излучения всего объёма сгустка. Соответственно, при заряде 1 нКл пиковая мощность может достигать 250 МВт. Приведённые оценки получены для идеализированного сгустка без разброса по скоростям. Для реального сгустка наряду с условием (3.9) разброс скоростей $\Delta V_{\|}$ должен удовлетворять условию фазового синхронизма

$$\frac{|\Delta V_{\|}|}{V_{\|}} < \frac{\pi C}{\bar{\gamma}^2}\left(1 + \frac{K^2}{2}\right), \tag{3.12}$$

где $\bar{\gamma}$ — средний Лоренц-фактор электронов, $\bar{V}_{\|} = c\sqrt{1 - 1/\bar{\gamma}^2}$ — соответствующая продольная скорость.

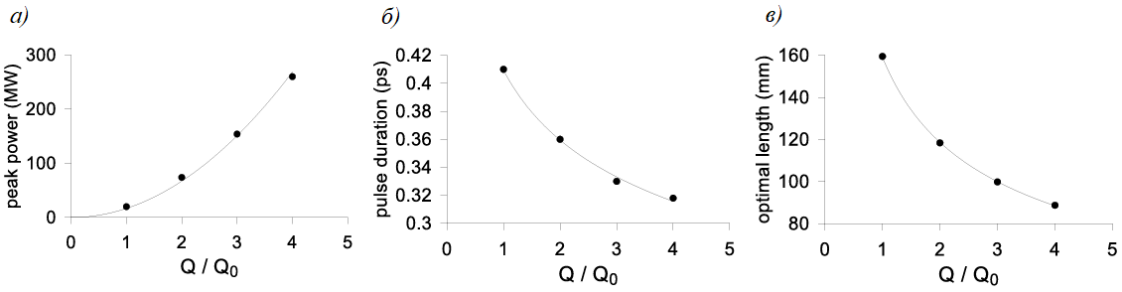



Рисунок 3.5 — Зависимости выходной мощности (*а*), длительности импульса (*б*) и оптимальной длины пространства взаимодействия (*в*) от полного заряда сгустка. $Q_0 = 250$ пКл.

## 3.2 Излучение ИК диапазона умеренно релятивистскими электронными пучками, формируемыми линейными индукционными ускорителями

Для генерации и усиления импульсного излучения относительно большой длительности в ИК диапазоне могут использоваться интенсивные электронные пучки линейных индукционных ускорителей (ЛИУ). ЛИУ способны формировать пучки с током, превышающим 1 кА, при длительности импульса от 100–200 нс до 1,5 мкс и рассматриваются как источники электронов для мощных ЛСЭ [51—55]. В частности, проект терагерцового ЛСЭ на базе нового ЛИУ с энергией электронов до 10 МэВ и током пучка до 1 кА разрабатывается в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера совместно с ИПФ РАН [57]. Применение микроондулятора совместно с пучком ЛИУ позволяет сократить продольный размер ЛСЭ-усилителя, обеспечивающего высокую пиковую мощность в ИК диапазоне [А5].

### 3.2.1 Постановка задачи и выбор параметров

В качестве источника ондуляторного поля в исследуемой схеме используется импульсный токовый микроондулятор с периодом 5 мм, а в качестве источника электронов — интенсивный пучок ЛИУ с энергией частиц 10 МэВ. Входным сигналом служит излучение $CO_2$-лазера или неодимового лазера с выходной мощностью 1–1,5 кВт и длиной волны 10 мкм. Согласно проведённому ниже моделированию, усиление до 50 дБ и выходная мощность до 150 МВт достигаются на длине усилителя около 35–40 см. Для дальнейшего сокращения длины ондулятора рассматривается схема клистронного типа [100—103], в которой ондулятор разделён на входную секцию (где пучок приобретает модуляцию по энергии) и выходную секцию (где излучается усиленный сигнал), разделённые дрейфовой областью, в которой модуляция по энергии преобразуется в модуляцию плотности.

Исследуемые схемы приведены на рисунке 3.6. Для расчётов в следующем подразделе используется квазиоптическая модель, описанная в разделе 3.1.1 (3.2)–(3.3); в отличие от случая сверхизлучения, граничное условие для поля на левой границе соответствует нену-

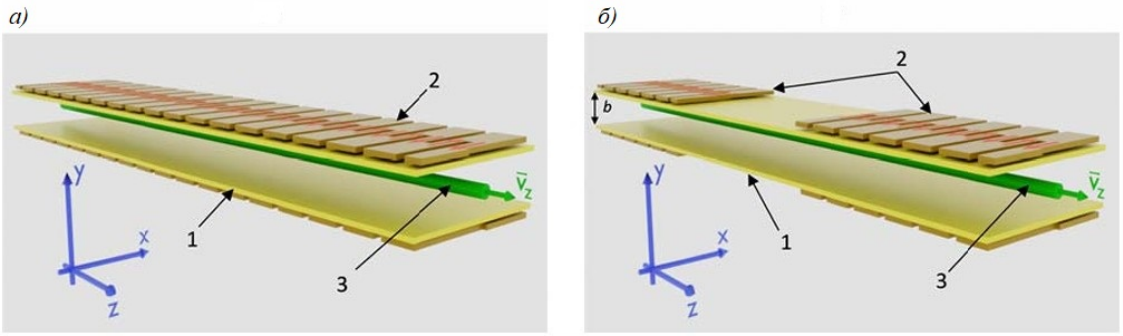



Рисунок 3.6 — Геометрия пространства взаимодействия для однородной (*а*) и клистронной (*б*) схем. 1 — планарный волновод с зазором между пластинами, 2 — планарный микроондулятор, 3 — электронный пучок.

левому входному сигналу с гауссовым поперечным распределением:

$$a(Z=0)=a_0, \quad a_0(X,Y)=\sqrt{\frac{P_{in}}{P^*}\frac{2K^2}{C^3\gamma_0^4 R_b^2 h_u}}\,e^{-R^2/R_w^2},$$

где $P_{in}$ — полная мощность падающей волны, $r_w$ — эффективный радиус оптического пучка, $R_w = 2\sqrt{Ckh_u}\,r_w$. Граничные условия для электронов соответствуют их постоянной плотности:

$$\theta(Z=0)=\theta_0\in[0,\,2\pi), \quad \left.\frac{d\theta}{dZ}\right|_{Z=0}=\delta,$$

где $\delta=(\omega/\omega_r-1)/2C$ — расстройка частоты входного сигнала относительно частоты точного резонанса $\omega_r = 2\pi c/\lambda$, определяемой соотношением (1.4). Для ограничения области моделирования по открытой поперечной координате $x$ применяются граничные условия свободного излучения (3.8). Полная мощность излучения $P$ и электронный КПД $\eta_e$ находятся из (3.10), (3.11); усиление характеризуется инкрементом $G=(1/P)\,dP/dZ$.

Таким образом, параметры рассматриваемой системы следующие: ток пучка 0,5 кА, энергия частиц 10 МэВ, диаметр пучка 1 мм. Начальный диаметр падающего лазерного пучка совпадает с диаметром электронного пучка. Микроондулятор имеет период 5 мм, зазор между пластинами 2,2 мм и амплитуду магнитного поля $B = 2{,}147$ Тл, что соответствует ондуляторному параметру на оси $K = 1$. Такие параметры достижимы при использовании микроондулятора, рассмотренного в главе 1.

### 3.2.2 Моделирование в модели усреднённых уравнений

На рисунке 3.7 показаны зависимости максимальной мощности излучения и оптимальной длины взаимодействия от расстройки синхронизма, полученные в результате моделирования системы (3.2)–(3.3). На рисунке 3.8 приведена зависимость потока мощности от продольной координаты для оптимальной расстройки $\delta=-1{,}7$ и для расстройки $\delta=0$, соответствующей максимальному инкременту усиления в линейном режиме. Максимальная выходная мощность около 170 МВт (усиление 50 дБ) достигается при общей длине системы 350 мм, что эквивалентно 70 периодам ондулятора.

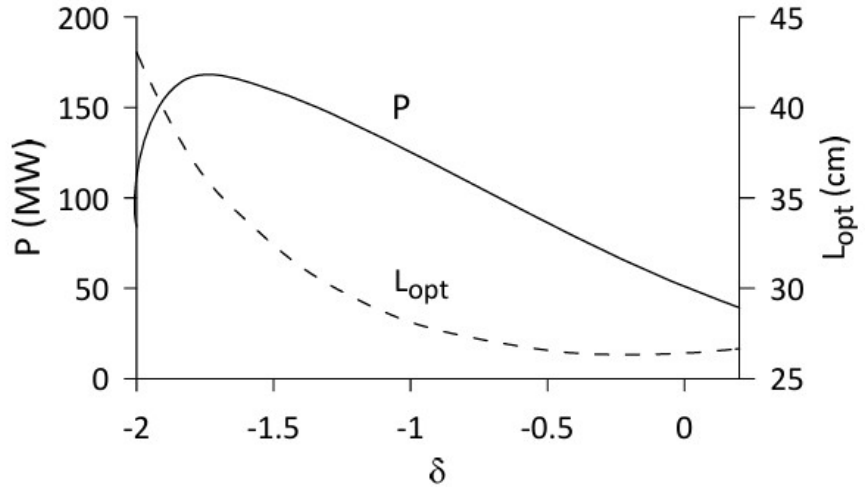



Рисунок 3.7 — Зависимость максимальной мощности излучения и оптимальной длины взаимодействия от расстройки синхронизма.

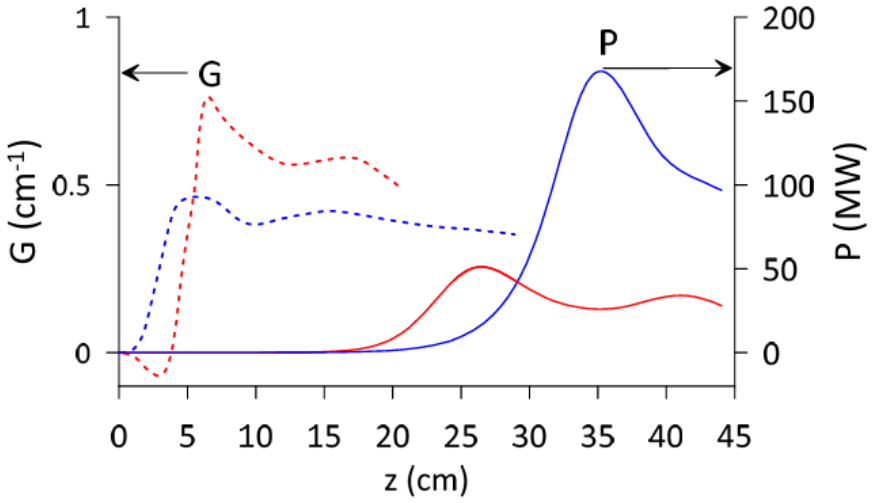



Рисунок 3.8 — Зависимость потока мощности (сплошная линия) и инкремента (штриховая линия) от продольной координаты для расстройки $\delta = 0$ (максимальный инкремент усиления, красным) и $\delta = -1{,}7$ (максимальный КПД, синим).

Общая длина микроондулятора может быть уменьшена в схеме клистронного типа. В ней ондулятор разделён на две секции: входную, где электронный пучок приобретает модуляцию по продольной скорости и энергии, и выходную, где излучается усиленный сигнал. Между секциями электроны двигаются через пространство дрейфа без взаимодействия с полем волны и группируются по плотности. В выходной секции их энергия эффективно отбирается рабочей волной.

На рисунках 3.10 и 3.11 приведены те же зависимости, что и на рисунках 3.8 и 3.9, но для системы с дрейфовым промежутком. Длина входной секции составляет 170 мм, длина дрейфового промежутка — 220 мм, длина выходной секции — 110 мм. При этом сохраняются выходная мощность 170 МВт и электронный КПД на уровне ~3% при меньшей суммарной длине ондуляторных секций (280 мм против 350 мм в однородной схеме).

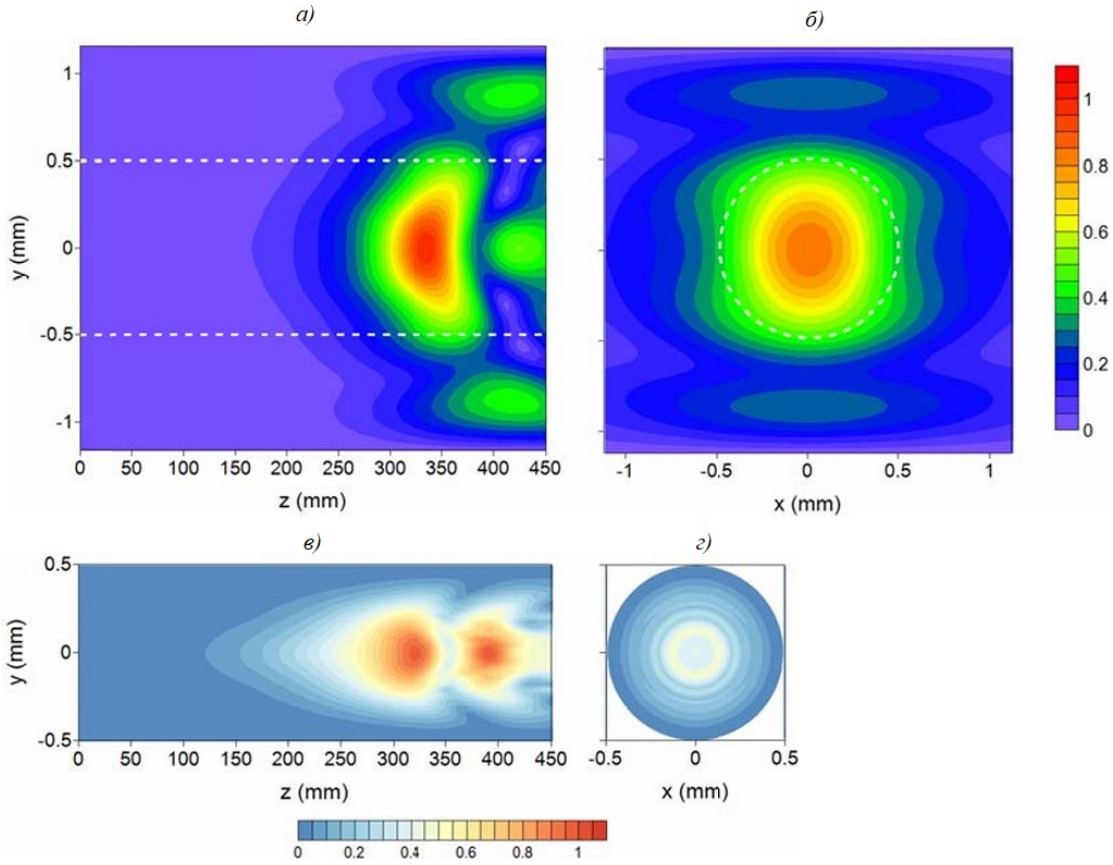



Рисунок 3.9 — Распределение поля (*а–б*) и амплитуды высокочастотного тока (*в–г*) в пространстве взаимодействия в сечении $z = 350$ мм, соответствующем максимальной мощности излучения. Пунктирная линия — границы электронного пучка.

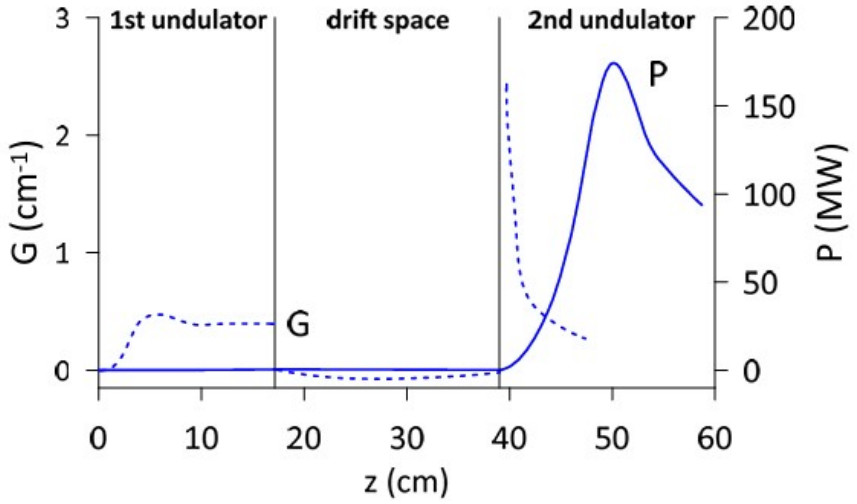



Рисунок 3.10 — Зависимость потока мощности (сплошная линия) и инкремента (штриховая линия) от продольной координаты для системы с дрейфовым зазором между секциями. Параметр $\delta = -1{,}7$.

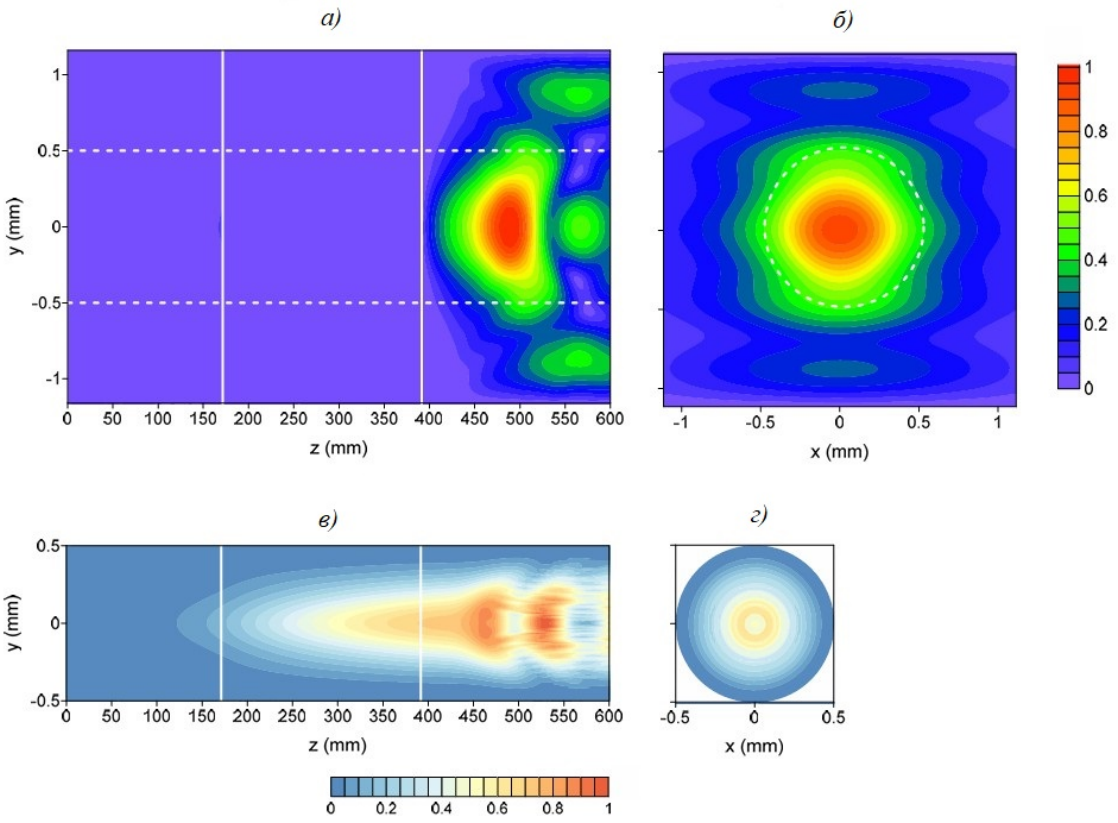



Рисунок 3.11 — Распределение поля (*а–б*) и амплитуды высокочастотного тока (*в–г*) в пространстве взаимодействия в сечении $z = 500$ мм, соответствующем максимальной мощности излучения. Вертикальные линии на рисунках (*а*) и (*в*) обозначают границы области дрейфа.

### 3.2.3 Моделирование в коде Genesis 1.3

Для независимой проверки результатов расчётов использовался код Genesis 1.3 [104], способный учитывать трёхмерную динамику частиц, продольный пространственный заряд пучка, а также эффекты дифракции и канализации лазерного излучения. На рисунке 3.12 приведены полученные с его помощью распределения амплитуды поля в продольном и поперечном сечениях для однородной схемы при тех же входных данных, что и в разделе 3.2.2. Оптимальная длина взаимодействия составила 385 мм (130 периодов ондулятора), а максимальная выходная мощность — 140 МВт (рисунок 3.13 *а*). Учёт энергетического разброса снижает её до 30 МВт при $\Delta\gamma/\gamma = 0{,}5\%$.

Код позволяет учесть также угловой разброс частиц. Его значения до 1 мрад не оказывают существенного влияния на выходное излучение (рисунок 3.13 *б*), однако дальнейшее увеличение расходимости заметно снижает выходную мощность. При близких к реальным для ускорителей данного класса значениях угловой расходимости 2 мрад, энергетического разброса 0,4% и с учётом эффектов пространственного заряда выходная мощность снижается до 13 МВт.

Таким образом, расчёты в обеих моделях подтверждают возможность использования микроондулятора для усиления ИК-излучения в ЛСЭ с умеренно релятивистскими электрон-

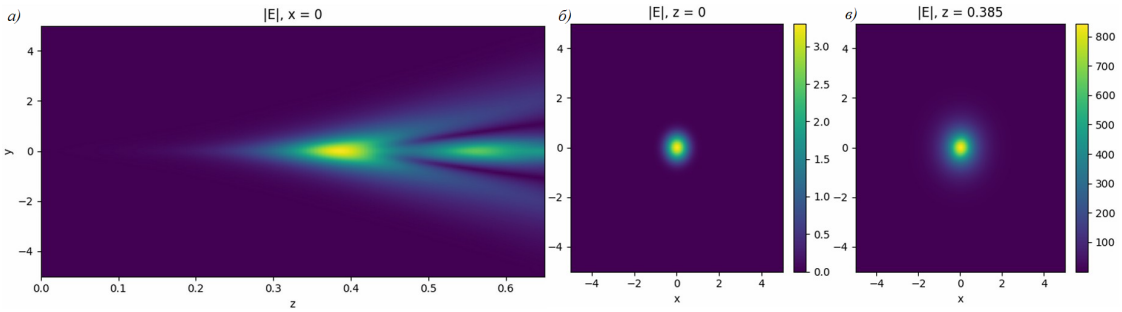



Рисунок 3.12 — Результаты численного моделирования кодом Genesis 1.3: *а* — амплитуда поля в продольном сечении, *б* — в поперечном сечении на входе ондулятора, *в* — в поперечном сечении на выходе ондулятора.

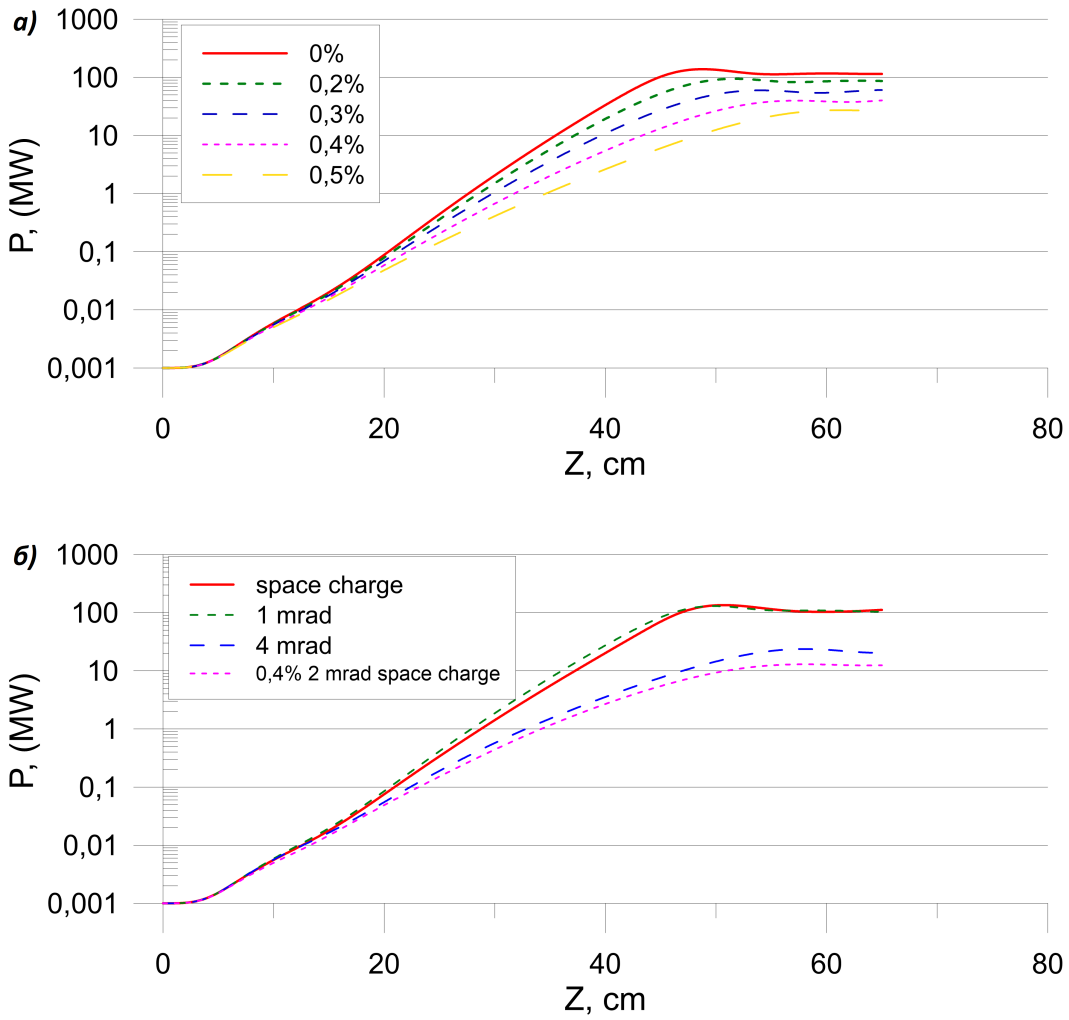



Рисунок 3.13 — Мощность рабочей волны ЛСЭ в логарифмическом масштабе при разных значениях относительного энергетического разброса (*а*) и угловой расходимости пучка (*б*).

ными пучками ЛИУ. В рассмотренной конфигурации электронный КПД ограничен величиной около 3%. Однако существует известная возможность повышения эффективности взаимодействия за счёт захвата электронов и их адиабатического торможения путём изменения фазовой скорости синхронной комбинационной волны при профилировании периода микроондулятора [105]. Согласно оценкам, повышение КПД до ∼20% требует увеличения длины взаимодействия примерно в три раза.

## 3.3 Излучение ЭУФ диапазона электронными сгустками, получаемыми в плазменном ускорителе с кильватерным полем

Генерация излучения в диапазонах экстремального ультрафиолета и рентгена требует электронных пучков с высокой энергией частиц (от сотен МэВ до единиц ГэВ) и малым эмиттансом, что, как правило, приводит к необходимости проектировать сложные и громоздкие ускорители. Кроме того, наиболее просто реализуемый в этом диапазоне механизм — самоусиление спонтанного излучения (self-amplified spontaneous emission, SASE) — требует использования ондуляторов длиной в десятки метров. В то же время в последнее время активно развиваются альтернативные источники релятивистских электронных пучков, такие как компактные лазерно-плазменные кильватерные ускорители [24]. Они позволяют получать пучки с энергией электронов до ГэВ на длине в несколько сантиметров, однако обеспечение приемлемых углового и энергетического разбросов представляет для них нетривиальную задачу.

Тем не менее возможность генерации ЭУФ-излучения в ЛСЭ на основе плазменного ускорителя недавно была продемонстрирована экспериментально [25]. Лазер мощностью 200 ТВт использовался для получения электронных сгустков с зарядом 30 пКл, энергией частиц около 500 МэВ, относительным энергетическим разбросом 0,5% и угловой расходимостью 0,2 мрад. Это позволило наблюдать SASE-генерацию на длине волны 27 нм в ондуляторе с периодом 2,5 см и общей длиной 4,5 м. Подобную систему можно сделать существенно более компактной, применив ондулятор с более коротким периодом. В данном разделе показано, что переход к микроондулятору с миллиметровым периодом позволяет не только снизить требуемую энергию частиц, но также сократить общую длину ондулятора и уменьшить чувствительность к угловому разбросу частиц в пучке [А3, А11].

### 3.3.1 Аналитические оценки

В соответствии с общей теорией ЛСЭ (2.22) пространственный инкремент нарастания мощности излучения $P$ в линейном режиме определяется параметром Пирса $C$. В обозначениях, нормированных на период ондулятора,

$$\Gamma = 2\sqrt{3}\, h_u C, \qquad h_u = 2\pi/d.$$

Параметр Пирса для одноосного резонансного пучка является частным случаем выражения $C = \sqrt[3]{G\kappa^2\nu/2}$ из (2.22) и принимает вид

$$C = \left( \frac{K^2 \mathrm{JJ}^2(\xi)}{\gamma_0^3 h_u^2 r_b^2} \frac{I}{I_a} \right)^{1/3},$$

где $\mathrm{JJ}(\xi) = J_0(\xi) - J_1(\xi)$ — разность функций Бесселя нулевого и первого порядков (так называемый JJ-фактор), $\xi = K^2/2(1 + K^2)$, $r_b$ — поперечный размер пучка, $I_a \approx 17$ кА — альфвеновский ток. Длина волны излучения по-прежнему задаётся соотношением (1.4).

Если зафиксировать все параметры, кроме периода ондулятора и энергии частиц, и изменять период и энергию согласованно, сохраняя длину волны излучения, то из приведённых формул следует, что параметр Пирса уменьшается с уменьшением периода ондулятора медленно, $C \propto d^{1/6}$, так что обратный инкремент нарастания $\Gamma^{-1} \propto d/C$ оказывается почти пропорционален периоду ондулятора. Таким образом, помимо очевидного из (1.4) снижения требуемой энергии электронов следует ожидать почти пропорционального сокращения общей длины ондулятора при уменьшении его периода. Более того, согласно теории [2], относительный энергетический разброс пучка для эффективной генерации не должен превышать параметра Пирса; поскольку этот параметр уменьшается с сокращением периода ондулятора достаточно медленно, чувствительность к энергетическому разбросу существенно не возрастает.

Приведённые аналитические оценки не учитывают ряда важных факторов: влияния пространственного заряда, фокусировки или дефокусировки пучка в ондуляторе, дифракции и канализации лазерного излучения. Для более полного анализа влияния периода микроондулятора на характеристики ЛСЭ выполнено численное моделирование, описанное в разделах 3.3.2 и 3.3.3.

### 3.3.2 Моделирование в коде Genesis 1.3

В качестве базовых параметров моделирования были выбраны значения, близкие к лучшим характеристикам имеющихся в настоящее время плазменных ускорителей: заряд сгустка 100 пКл, поперечный размер $r_b = 3$ мкм и длительность 10 фс. Рассматривался планарный ондулятор с периодом 1 мм и ондуляторным параметром $K = 0{,}7$; при Лоренц-факторе электронов $\gamma = 200$ длина волны излучения составляет 18,75 нм. Аналитические оценки для таких параметров дают обратный инкремент 1,5 мм и допустимый энергетический разброс частиц 5%.

На рисунке 3.14 приведено сравнение результатов моделирования чувствительности к энергетическому разбросу частиц для ондуляторов с периодом 1 и 10 мм. Для сохранения длины волны излучения Лоренц-фактор увеличен в $\sqrt{10}$ раз в случае периода 10 мм. При отсутствии разброса результаты для 1 мм хорошо согласуются с аналитическими оценками (красная кривая), и усиление остаётся эффективным вплоть до разброса 4–6%. Для периода 10 мм инкремент уменьшается более чем в 10 раз, а чувствительность к разбросу возрастает.

Указанное различие инкрементов оказывается сильнее, чем предсказывает аналитическая теория. Это объясняется малой релеевской длиной излучения (около 5 мм) при заданных поперечных размерах электронного пучка и потому более слабой его канализацией в ондуляторе с большим периодом и меньшим инкрементом. Сказывается также на порядок большая поперечная неоднородность ондуляторного поля в микроондуляторе, приводящая к более сильной фокусировке пучка пондеромоторной силой и росту плотности тока; эта фокусировка обусловливает заметный видимый рост инкремента вдоль траектории пучка в микроондуляторе.

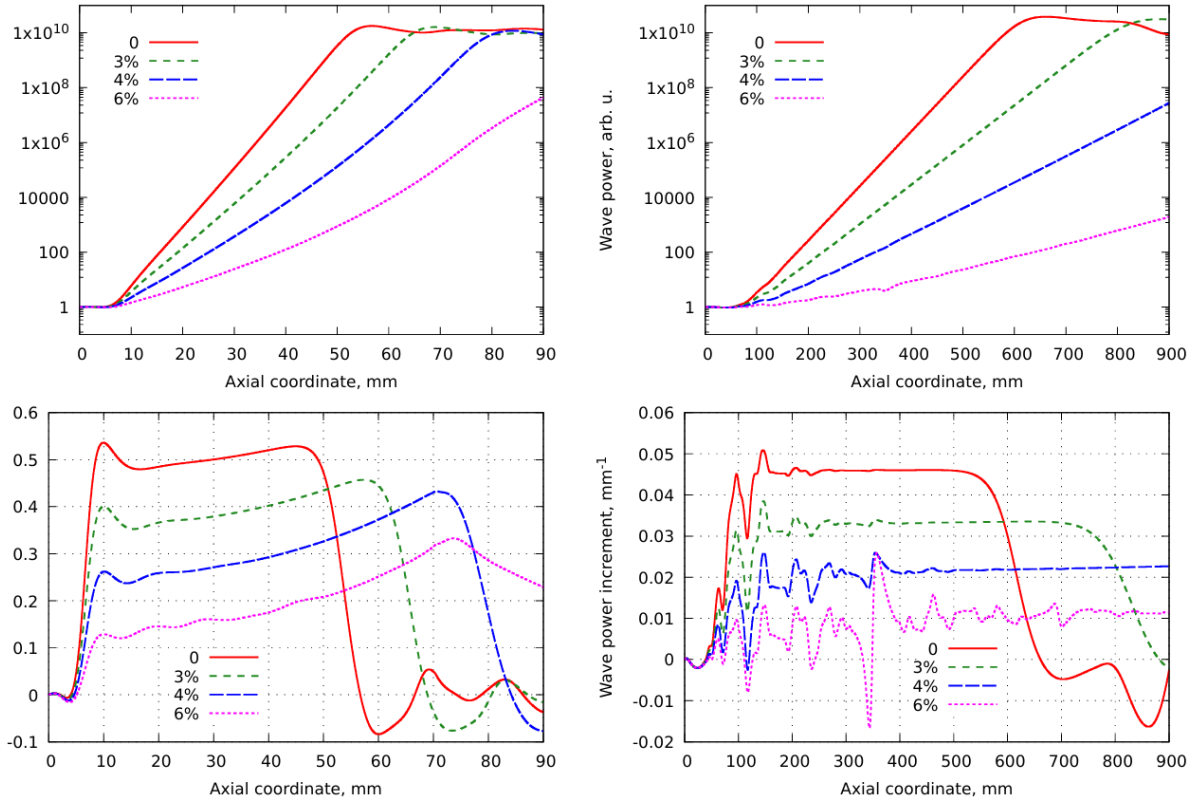



Рисунок 3.14 — Мощность рабочей волны ЛСЭ в логарифмическом масштабе (вверху) и пространственный инкремент её роста (внизу) вдоль пространства взаимодействия для ондулятора с периодом 1 мм (слева) и 10 мм (справа) при различных значениях относительного энергетического разброса в пучке.

Моделирование влияния углового разброса (рисунок 3.15) выявляет существенно большую критичность длиннопериодного ондулятора к расходимости пучка. При расходимости 0,03 мрад (жёлтая кривая) усиление в ондуляторе с периодом 10 мм практически отсутствует, в то время как при периоде 1 мм оно остаётся достаточно эффективным. Угловая расходимость в первую очередь геометрически снижает плотность тока вдоль траектории пучка, и этот эффект значительно сильнее на большой длине при слабой фокусировке.

Для более явной демонстрации фокусирующего эффекта поперечно-неоднородного ондуляторного поля внешние фокусирующие системы при моделировании не учитывались. Их использование, обеспечивающее фокусировку пучка в обоих поперечных направлениях, ослабило бы недостатки системы с большим периодом ондулятора, но не дало бы ей преимуществ перед микроондулятором.

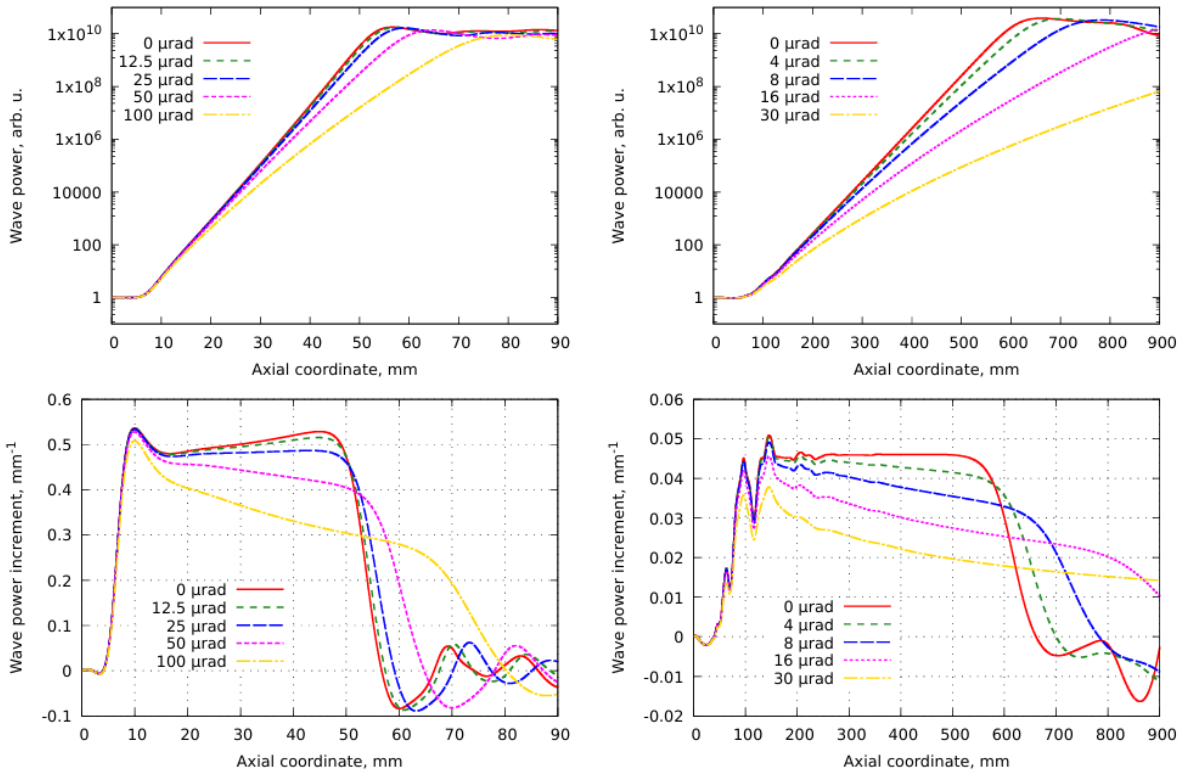



Рисунок 3.15 — Мощность рабочей волны ЛСЭ в логарифмическом масштабе (вверху) и пространственный инкремент её роста (внизу) вдоль пространства взаимодействия для ондулятора с периодом 1 мм (слева) и 10 мм (справа) при различных значениях угловой расходимости пучка (в микрорадианах).

Таким образом, численное моделирование подтверждает основные достоинства микроондулятора: возможность использования пучков меньшей энергии, сокращение полной длины ондулятора за счёт большего размерного инкремента, пониженную чувствительность к расходимости пучка при сохранении чувствительности к относительному энергетическому разбросу. Для реализации этих преимуществ требуется обеспечить высокий ондуляторный параметр при малом периоде, что возможно благодаря использованию в качестве источника ондуляторного поля планарного токового микроондулятора, рассмотренного в главе 1. Используемый в моделировании ондуляторный параметр 0,7 достижим при пропускании по нему тока амплитудой ~6 кА, что на 40% ниже максимально допустимого тока в таком ондуляторе.

### 3.3.3 Моделирование в квазиоптической модели

Аналогичные результаты были получены при численном моделировании в усреднённой квазиоптической модели (3.2)–(3.3), дополненной граничным условием отсутствия входного сигнала (3.5). Распределение плотности заряда в электронном сгустке цилиндрической формы задавалось выражением

$$\rho(x,y,z,t) = \frac{4Q}{\pi r_b^2 l_z}\,\chi(r_b - r)\,\chi\left(\frac{l_z}{2} - \left|z - z_c(t)\right|\right),$$

где $z_c(t) = V_{\|0}t - l_z/2$ — координата центра сгустка, $r_b = 5$ мкм — радиус сгустка, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $l_z = 3$ мкм — длина сгустка, а $\chi(x) = 1$ при $x \geq 0$ и $\chi(x) = 0$ при $x < 0$ — ступенчатая функция Хевисайда.

На рисунке 3.16 показано мгновенное распределение амплитуды электрического поля в окрестности электронного сгустка в различные моменты времени; $z'$ — координата заднего края сгустка в лабораторной системе отсчёта, $L = 7{,}5$ см — длина пространства взаимодействия.

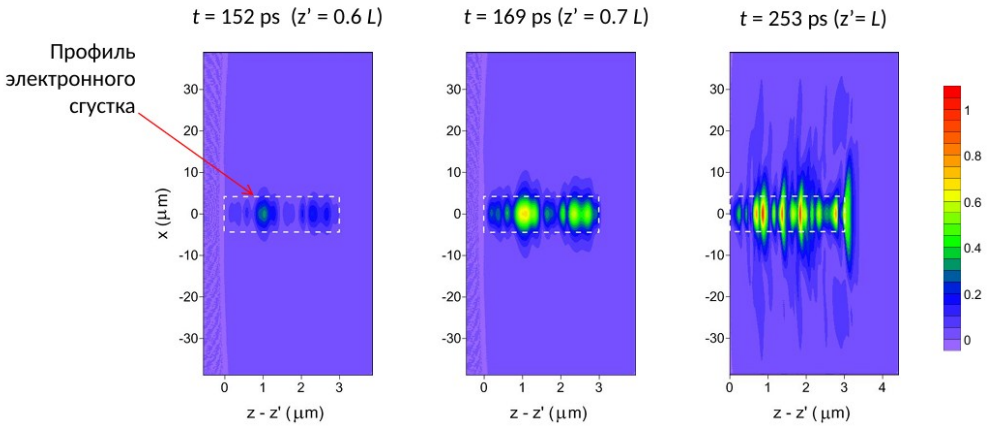



Рисунок 3.16 — Электрическое поле в окрестности электронного сгустка

Максимальная мощность потока излучения через выходное сечение достигает 100 ГВт (рисунок 3.17 *а*); распределения амплитуды электрического поля в выходном сечении для различных моментов времени, соответствующих различным значениям интенсивности, приведены на рисунке 3.17 *в*; средний электронный КПД за время пролёта сгустка составил 4% (рисунок 3.17 *г*).

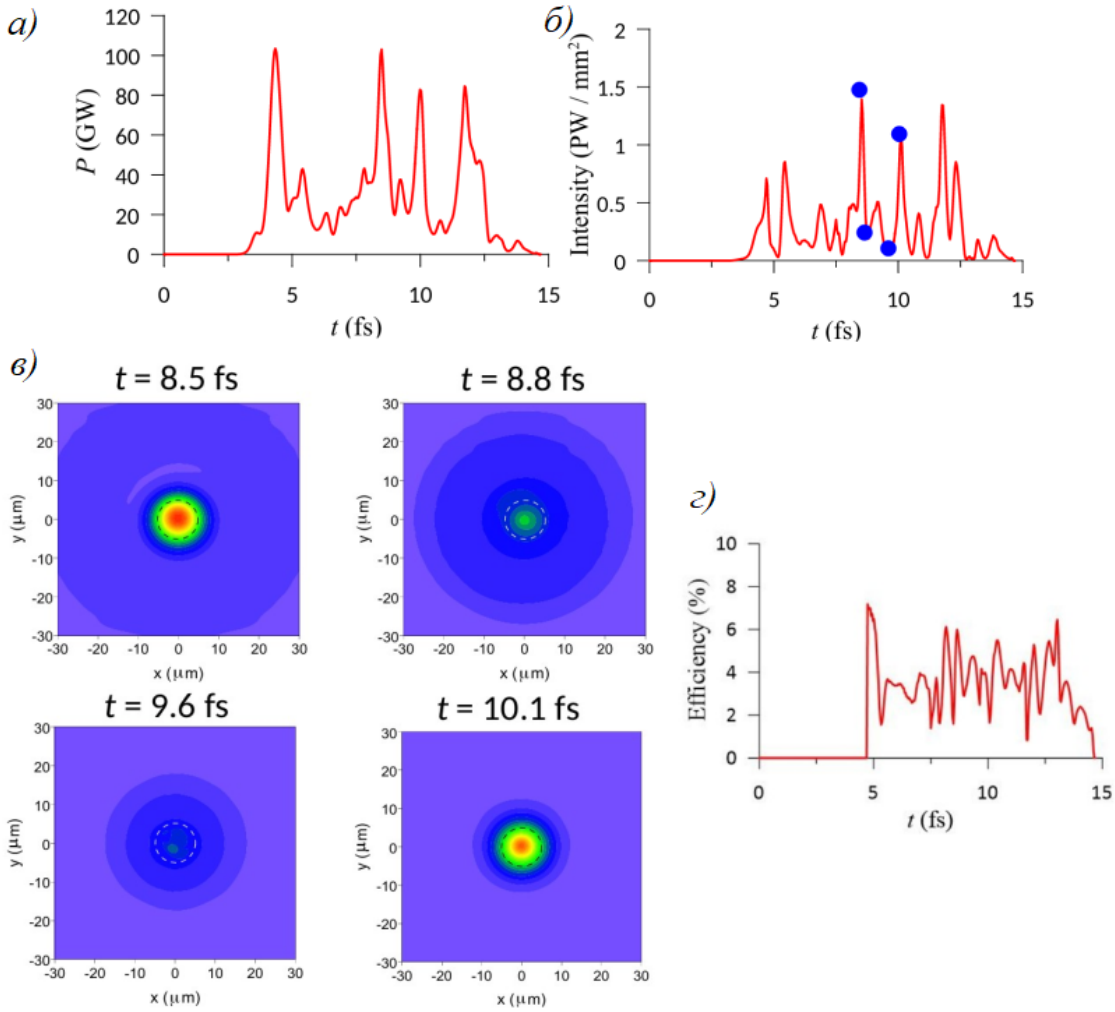



Рисунок 3.17 — Зависимость мощности потока излучения через выходное сечение от времени (*а*); зависимость интенсивности излучения на выходе на оси системы от времени (*б*); распределение амплитуды электрического поля в выходном сечении в различные моменты времени (*в*); зависимость электронного КПД от времени (*г*).

### 3.4 Основные результаты главы 3

При помощи моделей, основанных на усреднённых уравнениях движения частиц и квазиоптическом приближении для рабочей волны, численно исследованы несколько схем генераторов ондуляторного излучения в дальнем ИК и ЭУФ диапазонах. Во всех рассмотренных схемах в качестве источника ондуляторного поля может использоваться токовый планарный микроондулятор, описанный в главе 1; требуемые значения ондуляторного параметра ($K = 0{,}7$–$1$) достижимы при токах ниже максимально допустимого.

1. Для пикосекундных сгустков фотоинжекторного ускорителя с энергией частиц 3–5 МэВ и зарядом 250 пКл–1 нКл показана возможность генерации сверхизлучения на частоте 15,5 ТГц с пиковой мощностью 20–250 МВт и длительностью импульса ~0,3 пс при длине микроондулятора 160 мм; пиковая мощность пропорциональна квадрату полного заряда сгустка.
2. Для микросекундных пучков ЛИУ с энергией 10 МэВ и током 0,5 кА продемонстри-

ровано усиление сигнала $CO_2$-лазера до 50 дБ при выходной мощности 170 МВт на длине усилителя 35 см (однородная схема) и ∼28 см (схема клистронного типа с дрейфовым промежутком); электронный КПД составляет ∼3%. Независимое моделирование в коде Genesis 1.3 подтверждает результаты для ЛИУ-схемы и показывает, что с учётом реалистичных для ускорителей данного класса разбросов (угловой расходимости 2 мрад, энергетического разброса 0,4%) выходная мощность снижается до ∼13 МВт.

3. Для электронных сгустков плазменного кильватерного ускорителя с энергией частиц $\gamma = 200$ переход к микроондулятору с периодом 1 мм позволяет генерировать ЭУФ-излучение на длине волны 18,75 нм с пиковой мощностью до 100 ГВт на длине пространства взаимодействия 7,5 см при электронном КПД ∼4%. Сравнение микроондулятора (период 1 мм) и стандартного ондулятора (период 10 мм) при согласованном изменении энергии частиц, сохраняющем длину волны излучения, показывает, что переход к микроондулятору существенно сокращает требуемую длину взаимодействия и снижает чувствительность к угловой расходимости пучка, не повышая чувствительности к относительному энергетическому разбросу.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе разработаны несколько вариантов импульсных планарных микроондуляторов с периодом миллиметрового масштаба, а также промоделированы несколько схем ЛСЭ, использующих такие микроондуляторы. Получены следующие основные результаты:

1. Разработаны, изготовлены и экспериментально протестированы при рабочих значениях параметров различные варианты импульсных микроондуляторов с периодом 5–1 мм, способные обеспечить рекордно высокие (до единицы) значения ондуляторного параметра, в т.ч. при минимальном периоде. Реализованные микроондуляторы пригодны к использованию в системах с сильным ведущим магнитным полем и связанных с ним дополнительных механических нагрузках.
2. При помощи численного анализа в рамках усредненных моделей и прямого PIC моделирования (код CST) показано, что использование микроондулятора при реализации субтерагерцового ЛСЭ с ленточным сильноточным релятивистским электронным пучком позволяет обеспечить уровень мощности в десятки мегаватт в импульсах излучения с длиной волны около 1 мм и длительностью несколько десятков наносекунд при полной длине пространства взаимодействия около 20 см.
3. При помощи моделирования в рамках трехмерного квазиоптического приближения показано, что при пролете через микроондулятор интенсивных электронных пучков, формируемых в фотоинжекторных или линейных индукционных ускорителях, возможна реализация режимов сверхизлучения и усиления излучения в дальнем ИК диапазоне с выходной импульсной мощностью в десятки мегаватт при длине пространства взаимодействия в несколько десятков сантиметров.
4. При помощи численного моделирования в рамках кода Genesis показано, что использование микроондулятора с периодом 1 мм позволяет реализовать источник экстремального ультрафиолетового излучения на основе электронных сгустков, получаемых в плазменном ускорителе с кильватерным полем. Микроондуляторы позволяют на порядок сократить длину пространства взаимодействия и тем самым существенно снизить требования к угловой расходимости электронного пучка по сравнению с ЛСЭ, основанной на использовании традиционного ондулятора с сантиметровым периодом.

Совокупность полученных результатов открывает практическую возможность построения нового класса компактных источников когерентного электромагнитного излучения на единой ондуляторной основе — импульсном токовом планарном микроондуляторе с миллиметровым пространственным периодом. Такие источники охватывают широкий диапазон длин волн (от субтерагерцового до экстремального ультрафиолетового), обеспечива-

ют мегаваттный и гигаваттный уровень пиковой мощности и требуют пространства взаимодействия от единиц до десятков сантиметров. Они могут быть востребованы в нелинейной ИК-спектроскопии и физике сильных полей, биомедицинских ТГц-приложениях, ЭУФ-литографии следующего поколения, диагностике плазмы и атмосферном дистанционном зондировании. Перспективы развития работы связаны с экспериментальной реализацией субтерагерцового ЛСЭ на установке «СИНУС» ИПФ РАН, проектом ТГц-ЛСЭ на ЛИУ в кооперации с ИЯФ им. Г. И. Будкера, а также с возможностью повышения КПД за счёт профилирования периода микроондулятора и применения его в схемах с компактными ускорителями нового поколения.

# СПИСОК ЧАСТО ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

| | |
|---|---|
| $B_0$ | амплитуда ведущего магнитного поля |
| $B_u$ | амплитуда ондуляторного поля на оси |
| $c$ | скорость света в вакууме |
| $C$ | параметр Пирса, нормированный на длину волны излучения |
| $d_b$ | период гофрировки брэгговского отражателя |
| $D$ | толщина пластины ондулятора |
| $e$ | элементарный заряд |
| $h_u$ | волновое число ондулятора, $h_u = 2\pi/\lambda_u$ |
| $H$ | зазор между пластинами ондулятора |
| $H_b$ | расстояние между пластинами брэгговского отражателя |
| $I$ | ток электронного пучка |
| $I_A$ | альфеновский ток, $I_A = mc^3/e \approx 17$ кА |
| $k$ | вакуумное волновое число, $k = \omega/c$ |
| $K$ | ондуляторный параметр, $K = eB_u/(mch_u)$ |
| $m$ | масса покоя электрона |
| $N_b$ | число периодов гофрировки брэгговского отражателя |
| $p_\perp$ | поперечный импульс электрона, нормированный на $mc$ |
| $P^*$ | характерная мощность, $P^* = m^2c^5/e^2 \approx 8{,}7$ ГВт |
| $v_\parallel$ | продольная скорость электронов |
| $\alpha$ | параметр близости к ондуляторно-циклотронному резонансу, $\lvert\alpha\rvert = \lvert\Omega_c/\Omega_u\rvert$ |
| $\beta_\parallel$ | продольная скорость электрона, нормированная на $c$ |
| $\gamma$ | релятивистский масс-фактор электрона |
| $\eta$ | волновой КПД ЛСЭ |
| $\eta_e$ | электронный КПД ЛСЭ |
| $\lambda$ | рабочая длина волны излучения ЛСЭ |
| $\lambda_u$ | период ондуляторного поля |
| $\mu_0$ | магнитная проницаемость вакуума |
| $\rho$ | параметр Пирса, нормированный на период ондулятора |
| $\omega$ | круговая частота рабочей волны ЛСЭ |
| $\Omega_c$ | циклотронная частота, $\Omega_H = eB_0/(mc\gamma)$ |
| $\Omega_u$ | ондуляторная частота |

# СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ СОКРАЩЕНИЙ

| | |
|---|---|
| ИК | инфракрасный (диапазон) |
| ИПФ РАН | Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН |
| ИЯФ | Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН |
| КПД | коэффициент полезного действия |
| ЛИУ | линейный индукционный ускоритель |
| ЛСЭ | лазер на свободных электронах |
| МСЭ | мазер на свободных электронах |
| РЭП | релятивистский электронный пучок |
| ЭУФ | экстремальный ультрафиолет |
| PEC | perfect electric conductor (идеальный проводник) |
| PIC | particle-in-cell (метод крупных частиц) |
| SASE | Self-Amplified Spontaneous Emission (самоусиление спонтанного излучения) |
| XFEL | X-ray Free-Electron Laser (рентгеновский ЛСЭ) |

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


1. Bratman, V. L. Nonlinear theory of stimulated wave scattering by relativistic electron beams / V. L. Bratman, N. S. Ginzburg, M. I. Petelin // Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki. — 1979. — Vol. 76. — P. 930–943.
2. Freund, H. P. Principles of free-electron lasers / H. P. Freund, T. M. Antonsen. — Springer, 1992.
3. Vinokurov, N. Free electron lasers as a high-power terahertz sources / N. Vinokurov // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. — 2011. — Vol. 32, no. 10. — P. 1123–1143.
4. Motz, H. Applications of the Radiation from Fast Electron Beams / H. Motz // Journal of Applied Physics. — 1951. — Vol. 22, no. 5. — P. 527–535.
5. Motz, H. Experiments on Radiation by Fast Electron Beams / H. Motz, W. Thon, R. N. Whitehurst // Journal of Applied Physics. — 1953. — Vol. 24, no. 7. — P. 826–833.
6. Phillips, R. M. The Ubitron, a High-Power Traveling-Wave Tube Based on a Periodic Beam Interaction in Unloaded Waveguide / R. M. Phillips // IRE Transactions on Electron Devices. — 1960. — Vol. 7, no. 4. — P. 231–241.
7. Madey, J. M. J. Stimulated Emission of Bremsstrahlung in a Periodic Magnetic Field / J. M. J. Madey // Journal of Applied Physics. — 1971. — Vol. 42, no. 5. — P. 1906–1913.
8. Elias, L. R. Observation of Stimulated Emission of Radiation by Relativistic Electrons in a Spatially Periodic Transverse Magnetic Field / L. R. Elias [et al.] // Physical Review Letters. — 1976. — Vol. 36, no. 13. — P. 717–720.
9. Deacon, D. A. G. First Operation of a Free-Electron Laser / D. A. G. Deacon [et al.] // Physical Review Letters. — 1977. — Vol. 38, no. 16. — P. 892–894.
10. Kondratenko, A. M. Generation of coherent radiation by a relativistic electron beam in an ondulator / A. M. Kondratenko, E. L. Saldin // Particle Accelerators. — 1980. — Vol. 10. — P. 207–216.
11. Bonifacio, R. Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser / R. Bonifacio, C. Pellegrini, L. M. Narducci // Optics Communications. — 1984. — Vol. 50, no. 6. — P. 373–378.
12. Ackermann, W. Operation of a free-electron laser from the extreme ultraviolet to the water window / W. Ackermann [et al.] // Nature Photonics. — 2007. — Vol. 1, no. 6. — P. 336–342.
13. Emma, P. First lasing and operation of an ångstrom-wavelength free-electron laser / P. Emma [et al.] // Nature Photonics. — 2010. — Vol. 4, no. 9. — P. 641–647.

14. Ishikawa, T. A compact X-ray free-electron laser emitting in the sub-ångström region / T. Ishikawa [et al.] // Nature Photonics. — 2012. — Vol. 6, no. 8. — P. 540–544.

15. Yabashi, M. Overview of the SACLA facility / M. Yabashi, H. Tanaka, T. Ishikawa // Journal of Synchrotron Radiation. — 2015. — Vol. 22, no. 3. — P. 477–484.

16. Kang, H.-S. Hard X-ray free-electron laser with femtosecond-scale timing jitter / H.-S. Kang [et al.] // Nature Photonics. — 2017. — Vol. 11, no. 11. — P. 708–713.

17. Eom, I. Recent Progress of the PAL-XFEL / I. Eom [et al.] // Applied Sciences. — 2022. — Vol. 12, no. 3. — P. 1010.

18. Decking, W. A MHz-repetition-rate hard X-ray free-electron laser driven by a superconducting linear accelerator / W. Decking [et al.] // Nature photonics. — 2020. — Vol. 14, no. 6. — P. 391–397.

19. Prat, E. A compact and cost-effective hard X-ray free-electron laser driven by a high-brightness and low-energy electron beam / E. Prat [et al.] // Nature Photonics. — 2020. — Vol. 14, no. 12. — P. 748–754.

20. Calvi, M. Magnetic assessment and modelling of the Aramis undulator beamline / M. Calvi [et al.] // Journal of Synchrotron Radiation. — 2018. — Vol. 25, no. 3. — P. 686–705.

21. Hosler, E. R. Free-electron laser emission architecture impact on extreme ultraviolet lithography / E. R. Hosler, O. R. Wood, W. A. Barletta // Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS. — 2017. — Vol. 16, no. 4. — P. 041009.

22. Nakamura, N. EUV-FEL light source for future lithography / N. Nakamura [et al.] // Proceedings of the 14th International Particle Accelerator Conference (IPAC2023). — Venice : JACoW Publishing, 2023. — P. 5149–5152.

23. Kawata, H. High power light source for future extreme ultraviolet lithography based on energy-recovery linac free-electron laser / H. Kawata [et al.] // Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology. — 2022. — Vol. 21, no. 2. — P. 021210.

24. Gschwendtner, E. Plasma wakefield accelerators / E. Gschwendtner, P. Muggli // Nature Reviews Physics. — 2019. — Vol. 1, no. 4. — P. 246–248.

25. Wang, W. Free-electron lasing at 27 nanometres based on a laser wakefield accelerator / W. Wang [et al.] // Nature. — 2021. — Vol. 595, no. 7868. — P. 516–520.

26. Leemans, W. P. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator / W. P. Leemans [et al.] // Nature Physics. — 2006. — Vol. 2, no. 10. — P. 696–699.

27. Gonsalves, A. J. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide / A. J. Gonsalves [et al.] // Physical Review Letters. — 2019. — Vol. 122, no. 8. — P. 084801.

28. Pompili, R. Free-electron lasing with compact beam-driven plasma wakefield accelerator / R. Pompili [et al.] // Nature. — 2022. — Vol. 605, no. 7911. — P. 659–662.

29. Labat, M. Seeded free-electron laser driven by a compact laser plasma accelerator / M. Labat [et al.] // Nature Photonics. — 2023. — Vol. 17, no. 2. — P. 150–156.

30. Emma, C. Free electron lasers driven by plasma accelerators: status and near-term prospects / C. Emma [et al.] // High Power Laser Science and Engineering. — 2021. — Vol. 9. — e57.

31. Galletti, M. Prospects for free-electron lasers powered by plasma-wakefield-accelerated beams / M. Galletti [et al.] // Nature Photonics. — 2024. — Vol. 18, no. 8. — P. 780–791.

32. Oepts, D. The Free-Electron-Laser user facility FELIX / D. Oepts, A. F. G. van der Meer, P. W. van Amersfoort // Infrared Physics & Technology. — 1995. — Vol. 36, no. 1. — P. 297–308.

33. Neil, G. R. Sustained Kilowatt Lasing in a Free-Electron Laser with Same-Cell Energy Recovery / G. R. Neil [et al.] // Physical Review Letters. — 2000. — Vol. 84, no. 4. — P. 662–665.

34. Kulipanov, G. N. Novosibirsk Free Electron Laser—Facility Description and Recent Experiments / G. N. Kulipanov [et al.] // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. — 2015. — Vol. 5, no. 5. — P. 798–809.

35. Dhillon, S. S. The 2017 terahertz science and technology roadmap / S. S. Dhillon [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2017. — Vol. 50, no. 4. — P. 043001.

36. Faillace, L. High field hybrid photoinjector electron source for advanced light source applications / L. Faillace [et al.] // Physical Review Accelerators and Beams. — 2022. — Vol. 25, no. 6. — P. 063401.

37. Stephan, F. Detailed characterization of electron sources yielding first demonstration of European X-ray Free-Electron Laser beam quality / F. Stephan [et al.] // Physical Review Special Topics—Accelerators and Beams. — 2010. — Vol. 13, no. 2. — P. 020704.

38. Krasilnikov, M. First high peak and average power single-pass THz free-electron laser in operation / M. Krasilnikov [et al.] // Physical Review Accelerators and Beams. — 2025. — Vol. 28, no. 3. — P. 030701.

39. Fisher, A. Single-pass high-efficiency terahertz free-electron laser / A. Fisher [et al.] // Nature Photonics. — 2022. — Vol. 16, no. 6. — P. 441–447.

40. Fisher, A. Towards higher frequencies in a compact prebunched waveguide THz-FEL / A. Fisher [et al.] // Nature Communications. — 2024. — Vol. 15. — P. 7582.

41. Balal, N. Negative-mass mitigation of Coulomb repulsion for terahertz undulator radiation of electron bunches / N. Balal [et al.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Vol. 107, no. 16.

42. Balal, N. Helical undulator based on partial redistribution of uniform magnetic field / N. Balal [et al.] // Physical Review Accelerators and Beams. — 2017. — Vol. 20, no. 12. — P. 122401.

43. Гинзбург, Н. С. Коллективное индуцированное излучение пространственно ограниченных ансамблей электронов-осцилляторов: эффекты канализации и сверхизлучения / Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев // Журнал технической физики. — 1990. — Т. 60, № 8. — С. 40—52.

44. Гинзбург, Н. Эффект ондуляторного сверхизлучения и возможность его использования для генерации мультимегаваттных импульсов терагерцевого диапазона / Н. Гинзбург [и др.] // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2014. — Т. 146, № 4. — С. 720—729.

45. Orzechowski, T. J. High-Efficiency Extraction of Microwave Radiation from a Tapered-Wiggler Free-Electron Laser / T. J. Orzechowski [et al.] // Physical Review Letters. — 1986. — Vol. 57, no. 17. — P. 2172–2175.

46. Allen, S. L. Generation of high power 140 GHz microwaves with an FEL for the MTX experiment / S. L. Allen [et al.] // Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference. — Washington : IEEE, 1993. — P. 1551–1553.

47. Verhoeven, A. G. A. First microwave generation in the FOM free-electron maser / A. G. A. Verhoeven [et al.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 1998. — Vol. 40, 8A. — A139–A156.

48. Песков, Н. Мощные мазеры на свободных электронах на основе линейных индукционных ускорителей / Н. Песков [и др.] // Известия ВУЗов: Радиофизика. — 2020. — Т. 63, № 12. — С. 1032—1081.

49. Peskov, N. Y. High-power broadband 30-GHz FEM amplifier operated in the grazing incident regime / N. Y. Peskov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 110, no. 1.

50. Kaminsky, A. K. Experimental demonstration of free electron maser operation in the regime of non-resonant trapping / A. K. Kaminsky [et al.] // Applied Physics Letters. — 2019. — Vol. 115, no. 16.

51. Nikiforov, D. A. High-current electron-beam transport in the LIA-5 Linear Induction Accelerator / D. A. Nikiforov [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2020. — Vol. 17, no. 2. — P. 197–203.

52. Ekdahl, C. Beam dynamics for the scopius conceptual design report / C. Ekdahl // arXiv preprint arXiv:1710.11610. — 2017.

53. Logachev, P. V. LIU-2 linear induction accelerator / P. V. Logachev [et al.] // Instruments and Experimental Techniques. — 2013. — Vol. 56, no. 6. — P. 672–679.

54. Humphries, S. Principles of charged particle acceleration / S. Humphries. — Courier Corporation, 2013.

55. Nath, S. Linear induction accelerators at the Los Alamos National Laboratory DARHT facility / S. Nath // Pulse. — 2010. — Vol. 66. — P. 200.

56. Аржанников, А. В. Разработка мощных длинноимпульсных лазеров на свободных электронах субмиллиметрового диапазона на основе ускорительного комплекса «ЛИУ» / А. В. Аржанников, П. А. Бак, В. И. Белоусов [и др.] // Известия ВУЗов: Радиофизика. — 2021. — Т. 64, № 11. — С. 905—916.

57. Peskov, N. Y. Project of powerful long-pulse sub-THz/THz band FEL: development of selective oversized electrodynamic system / N. Y. Peskov [et al.] // The 5-th International Conference “Terahertz and microwave radiation: generation, detection and applications”(TERA-2023). — 2023. — P. 54–54.

58. Rostov, V. V. High-current pulsed-repetitive electron accelerator “SINUS-320”: Formation and diagnostics of a wide-aperture beam / V. V. Rostov [et al.] // Russian Physics Journal. — 2019. — Vol. 62, no. 7. — P. 1253–1259.

59. Krasik, Y. E. High-current electron beam generation by a metal-ceramic cathode / Y. E. Krasik [et al.] // Journal of applied physics. — 2002. — Vol. 91, no. 11. — P. 9385–9392.

60. Sharypov, K. A. The Use of Compact Pulsed Power Generators of the RADAN Series in Physical Experiments / K. A. Sharypov [et al.] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2025. — Vol. 89, no. 9. — P. 1663–1674.

61. Gang, W. Development of a 20 GW compact lightweight Tesla-transformer pulsed power driver / W. Gang [et al.] // High Power Laser and Particle Beams. — 2026. — Vol. 38. — P. 1–9.

62. Palitsin, A. V. 75 GHz relativistic surface-wave oscillator of planar geometry / A. V. Palitsin [et al.] // IEEE Electron Device Letters. — 2022. — Vol. 44, no. 2. — P. 317–320.

63. Zaslavsky, V. Y. High-power G–band Relativistic Surface-Wave Oscillator with 2D-periodic Slow-Wave Structure of Planar Geometry / V. Y. Zaslavsky [et al.] // IEEE Electron Device Letters. — 2025. — Vol. 46, no. 5. — P. 848–851.

64. Ginzburg, N. S. Production of High-Power Sub-THz Radiation in Oversized Surface-Wave Oscillators Using 2D Feedback / N. S. Ginzburg [et al.] // 2025 Photonics & Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS-Spring). — IEEE. 2025. — P. 1–4.

65. Brown, G. Wiggler and undulator magnets—A review / G. Brown [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 1983. — Vol. 208, no. 1–3. — P. 65–77.

66. Onuki, H. Undulators, wigglers and their applications / H. Onuki, P. Elleaume. — CRC Press, 2002.

67. Clarke, J. A. The science and technology of undulators and wigglers. Vol. 4 / J. A. Clarke. — OUP Oxford, 2004.

68. Levichev, E. Undulators and other insertion devices / E. Levichev, N. Vinokurov // Reviews of Accelerator Science and Technology. — 2010. — Vol. 3, no. 01. — P. 203–220.

69. Pflueger, J. Undulator technology / J. Pflueger // CERN Yellow Reports: School Proceedings. — 2018. — No. 1.

70. Hara, T. Cryogenic permanent magnet undulators / T. Hara [et al.] // Physical Review Special Topics—Accelerators and Beams. — 2004. — Vol. 7, no. 5. — P. 050702.

71. Ben-Zvi, I. The performance of a superconducting micro-undulator prototype / I. Ben-Zvi [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1990. — Vol. 297, no. 1/2. — P. 301–305.

72. Zhang, K. Review and prospects of world-wide superconducting undulator development for synchrotrons and FELs / K. Zhang, M. Calvi // Superconductor Science and Technology. — 2022. — Vol. 35, no. 9. — P. 093001.

73. Zhang, K. Record field in a 10 mm-period bulk high-temperature superconducting undulator / K. Zhang [et al.] // Superconductor Science and Technology. — 2023. — Vol. 36, no. 5. — 05LT01.

74. Varfolomeev, A. A. Strong magnetic field microundulator with permanent magnets inserted into a solenoid / A. A. Varfolomeev [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1993. — Vol. 331, no. 1–3. — P. 745–747.

75. Papadichev, V. A. A 2.7 mm period hybrid PM undulator / V. A. Papadichev, G. V. Rybalchenko // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1998. — Vol. 407, no. 1–3. — P. 419–422.

76. Balal, N. New varieties of helical undulators / N. Balal, V. L. Bratman, E. Magory // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2020. — Vol. 971. — P. 163895.

77. Stoner, R. A planar electromagnet microwiggler for free electron lasers / R. Stoner, S. C. Chen, G. Bekefi // IEEE Transactions on Plasma Science. — 1990. — Vol. 18, no. 3. — P. 387–391.

78. Stoner, R. A 70-period high-precision microwiggler for free electron lasers / R. Stoner, G. Bekefi // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1995. — Vol. 31, no. 6. — P. 1158–1165.

79. Ohigashi, N. Development of an electromagnetic helical microwiggler with permanent magnets / N. Ohigashi [et al.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1998. — Vol. 34, no. 12. — P. 2265–2274.

80. Warren, R. W. High-field pulsed microwigglers / R. W. Warren, D. W. Feldman, D. Preston // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1990. — Vol. 296, no. 1–3. — P. 558–562.

81. Harrison, J. Surface-micromachined magnetic undulator with period length between 10 $\mu$m and 1 mm for advanced light sources / J. Harrison [et al.] // Physical Review Special Topics—Accelerators and Beams. — 2012. — Vol. 15, no. 7. — P. 070703.

82. Tantawi, S. Experimental demonstration of a tunable microwave undulator / S. Tantawi [et al.] // Physical Review Letters. — 2014. — Vol. 112, no. 16. — P. 164802.

83. Toufexis, F. Development of a millimeter-period rf undulator / F. Toufexis, S. G. Tantawi // Physical Review Accelerators and Beams. — 2019. — Vol. 22, no. 12. — P. 120701.

84. Kuzikov, S. V. Flying radio frequency undulator / S. V. Kuzikov, A. V. Savilov, A. A. Vikharev // Applied Physics Letters. — 2014. — Vol. 105, no. 3.

85. Chang, C. High-Gain Thompson-Scattering X-Ray Free-Electron Laser by Time-Synchronic Laterally Tilted Optical Wave / C. Chang, C. Tang, J. Wu // Physical Review Letters. — 2013. — Vol. 110, no. 6. — P. 064802.

86. Rykovanov, S. G. Plasma undulator based on laser excitation of wakefields in a plasma channel / S. G. Rykovanov [et al.] // Physical Review Letters. — 2015. — Vol. 114, no. 14. — P. 145003.

87. Tian, Y. Femtosecond-laser-driven wire-guided helical undulator for intense terahertz radiation / Y. Tian [et al.] // Nature Photonics. — 2017. — Vol. 11, no. 4. — P. 242–246.

88. Григорьев, И. С. Физические величины. Справочник / И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов. — Москва : Энергоатомиздат, 1991. — 1231 с.

89. Ginzburg, N. S. Non-linear theory of relativistic ubitrons with electron-beams, formed in the adiabatically growing undulator field and homogeneous longitudinal magnetic-field / N. S. Ginzburg // Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki. — 1988. — Vol. 58, no. 5. — P. 859–869.

90. Kaminsky, A. A. Experiments on the efficiency increase of FEL amplifier on the base of LIU-3000 / A. A. Kaminsky [et al.] // Part. Accel. — 1990. — Vol. 33, PRINT-90–0070. — P. 189–194.

91. Conde, M. E. Experimental study of a 33.3-GHz free-electron-laser amplifier with a reversed axial guide magnetic field / M. E. Conde, G. Bekefi // Physical review letters. — 1991. — Vol. 67, no. 22. — P. 3082.

92. Denisov, G. Corrugated cylindrical resonators for short-wavelength relativistic microwave oscillators / G. Denisov, M. Reznikov // Radiophysics and Quantum Electronics. — 1982. — Vol. 25, no. 5. — P. 407–413.

93. Bratman, V. FEL's with Bragg reflection resonators: Cyclotron autoresonance masers versus ubitrons / V. Bratman [et al.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1983. — Vol. 19, no. 3. — P. 282–296.

94. Ginzburg, N. S. Free-electron maser with high-selectivity Bragg resonator using coupled propagating and trapped modes / N. S. Ginzburg [et al.] // Technical Physics Letters. — 2010. — Vol. 36, no. 10. — P. 952–956.

95. Ginzburg, N. Application of modified Bragg structures in high-power submillimeter cyclotron autoresonance masers / N. Ginzburg [et al.] // Radiophysics and Quantum Electronics. — 2017. — Vol. 59, no. 12. — P. 1017–1025.

96. Katsenelenbaum, B. Z. Theory of Nonuniform Waveguides: The Cross-section Method / B. Z. Katsenelenbaum [et al.]. — London : The Institution of Electrical Engineers, 1998.

97. Ginzburg, N. S. Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators / N. S. Ginzburg, G. S. Nusinovich, N. A. Zavolsky // International Journal of Electronics. — 1986. — Vol. 61, no. 6. — P. 881–894.

98. Greenwood, A. D. On the elimination of numerical Cerenkov radiation in PIC simulations / A. D. Greenwood [et al.] // Journal of Computational Physics. — 2004. — Vol. 201, no. 2. — P. 665–684.

99. Ginzburg, N. S. Improving selectivity of free electron maser with 1D Bragg resonator using coupling of propagating and trapped waves / N. S. Ginzburg [et al.] // Physical Review Special Topics—Accelerators and Beams. — 2005. — Vol. 8, no. 4. — P. 040705.

100. Artamonov, A. S. The first experiments with an optical klystron installed on the VEPP-3 storage ring / A. S. Artamonov [et al.] // Nuclear Instruments and Methods. — 1980. — Vol. 177, no. 1. — P. 247–252.

101. Wu, Y. K. High-gain lasing and polarization switch with a distributed optical-klystron free-electron laser / Y. K. Wu [et al.] // Physical review letters. — 2006. — Vol. 96, no. 22. — P. 224801.

102. Penco, G. Experimental demonstration of enhanced self-amplified spontaneous emission by an optical klystron / G. Penco [et al.] // Physical review letters. — 2015. — Vol. 114, no. 1. — P. 013901.

103. Prat, E. Demonstration of a compact x-ray free-electron laser using the optical klystron effect / E. Prat [et al.] // Applied Physics Letters. — 2021. — Vol. 119, no. 15.

104. Reiche, S. GENESIS 1.3: a fully 3D time-dependent FEL simulation code / S. Reiche // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1999. — Vol. 429, no. 1–3. — P. 243–248.

105. Kroll, N. Theory of the transverse gradient wiggler / N. Kroll [et al.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1981. — Vol. 17, no. 8. — P. 1496–1507.

# СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

**Статьи в рецензируемых журналах**


A1. Бандуркин И. В., **Логинов П. В.**, Песков Н. Ю., Савилов А. В., Федотов А. Э. Импульсный микроондулятор для терагерцовых и рентгеновских лазеров на свободных электронах // Изв. вузов. Радиофизика. — 2023. — Т. 66, № 7–8. — С. 585–594.

A2. Ginzburg N. S., Vilkov M. N., Malkin A. M., Sergeev A. S., Bandurkin I. V., Fedotov A. E., **Loginov P. V.** Terahertz Super-Radiance from Picosecond Electron Bunches Moving through a Micro-Undulator // Physics of Plasmas. — 2024. — Т. 31, № 3. — С. 033101.

A3. Бандуркин И. В., **Логинов П. В.**, Песков Н. Ю., Савилов А. В. Перспективы создания компактного лазера на свободных электронах в диапазоне экстремального ультрафиолета на основе плазменного ускорителя и микроондулятора // Изв. вузов. Радиофизика. — 2024. — Т. 67, № 11–12. — С. 963–968.

A4. Bandurkin I. V., Fedotov A. E., Ginzburg N. S., **Loginov P. V.**, Vilkov M. N. Planar Micro-Undulator for a Sub-Terahertz FEL with a High-Current Sheet Electron Beam // IEEE Transactions on Electron Devices. — 2026. — Т. 73, № 8. — С. 5010–5016.

A5. Ginzburg N. S., Vilkov M. N., **Loginov P. V.**, Sergeev A. S., Bandurkin I. V., Fedotov A. E. Compact IR FELs Based on Micro-Undulators and Moderately Relativistic Electron Beams // Physics of Plasmas. — 2026. — Т. 33, № 8. — С. 083102.


**Материалы конференций**


A6. **Логинов П. В.** Микроондулятор для рентгеновского ЛСЭ // XII Всероссийская научно-техническая конференция «Электроника и Микроэлектроника СВЧ», Санкт-Петербург, Россия, 2023: Тез. докл. — С. 310–314.

A7. **Логинов П. В.** Микроондулятор для рентгеновского ЛСЭ // V Школа для молодых учёных «Актуальные проблемы мощной вакуумной электроники СВЧ: источники и приложения», Нижний Новгород, 2023: Тез. докл.

A8. Bandurkin I., Fedotov A., **Loginov P.**, Martyanov I., Peskov N., Savilov A. Micro-undulator for the X-ray FEL based on plasma accelerator // 5-я Международная конференция «Терагерцевое и микроволновое излучение: генерация, детектирование и приложения», Москва, НИЯУ МИФИ, 2023: Тез. докл.

A9. Bandurkin I. V., Fedotov A. E., Ginzburg N. S., **Loginov P. V.**, Peskov N. Yu., Savilov A. V. Project of pulsed undulator with millimeter period for THz and X-ray sources // 2023 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC), 2023: Proceedings. — С. 1–2.

A10. Ginzburg N. S., Bandurkin I. V., Fedotov A. E., Zaslavsky V. Yu., Peskov N. Yu., Vilkov M., Malkin A. M., Sergeev A. S., **Loginov P. V.** Compact High-power Sub-THz and THz FELs Based on Planar Micro-undulators and Relativistic Electron Beams // 45-й Симпозиум по

фотонике и электромагнитным исследованиям (Photonics & Electromagnetics Research Symposium), Чэнду, Китай, 2024: Proceedings.

A11. Bandurkin I. V., Fedotov A. E., **Loginov P. V.**, Peskov N. Yu., Savilov A. V. Concept of a compact EUV FEL with a micro-undulator // VIII Международная конференция «Frontiers of Nonlinear Physics», 2024: Proceedings. — С. 116.

A12. **Логинов П. В.** Планарный микроондулятор для терагерцового ЛСЭ с ленточным сильноточным релятивистским пучком // XIII Всероссийская научно-техническая конференция «Электроника и Микроэлектроника СВЧ», Санкт-Петербург, Россия, 2024: Тез. докл. — С. 122–126.