

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО  
ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

*На правах рукописи*

Волчок Евгения Павловна

**КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КАК МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ  
УЗКОПОЛОСНОГО ТЕНРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

1.3.9. Физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Тимофеев Игорь Валериевич

Новосибирск — 2026

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Генерация электромагнитного излучения на первой гармонике плазменной частоты в модулированной плазме</b> . . . . .	20
1.1 Возбуждение кильватерной волны в однородной плазме . . . . .	23
1.2 Механизм излучения . . . . .	26
1.3 Численная модель . . . . .	30
1.4 Результаты численного моделирования . . . . .	33
1.5 Заключение . . . . .	40
<b>Глава 2. Излучение на второй гармонике плазменной частоты по механизму пучково-плазменной антенны</b> . . . . .	41
2.1 Релаксация электронного пучка в плазме и возбуждение продольных плазменных колебаний . . . . .	43
2.2 Теория пучково-плазменной антенны для второй гармоники излучения . . . . .	44
2.3 Численная модель . . . . .	51
2.4 Результаты численного моделирования . . . . .	53
2.5 Заключение . . . . .	60
<b>Глава 3. Генерация <math>2\omega_p</math>-излучения встречными плазменными волнами: подготовка демонстрационного эксперимента</b> . . . . .	61
3.1 Механизм излучения . . . . .	64
3.2 Численная модель . . . . .	68
3.3 Параметры демонстрационного эксперимента . . . . .	72
3.4 Возбуждение кильватерной волны реальным лазерным импульсом	76
3.5 Численное моделирование столкновения аксиально симметричных кильватерных волн . . . . .	78
3.6 Эффекты перекрытия лазерных импульсов и оптимальная временная задержка . . . . .	82
3.7 Эффекты конечного угла столкновения лазерных импульсов . . . . .	88

	Стр.
3.8 Заключение . . . . .	92
<b>Глава 4. Нелинейное взаимодействие встречных профилированных плазменных волн . . . . .</b>	<b>95</b>
4.1 Механизм излучения . . . . .	96
4.2 Поперечно модулированная кильватерная волна . . . . .	96
4.3 Оптимальные параметры генерации излучения . . . . .	99
4.4 Численная модель . . . . .	100
4.5 Возбуждение модулированной кильватерной волны . . . . .	102
4.6 Генерация электромагнитного излучения . . . . .	104
4.7 Масштабирование механизма на высокоэнергетичные лазерные системы . . . . .	109
4.8 Заключение . . . . .	112
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>114</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>118</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>119</b>
<b>Список рисунков . . . . .</b>	<b>135</b>
<b>Список таблиц . . . . .</b>	<b>142</b>

## Введение

### Актуальность темы исследования

Электромагнитная (ЭМ) эмиссия на гармониках плазменной частоты является одним из ключевых источников информации о процессах, протекающих в плазме. Для космической и солнечной плазмы электромагнитное излучение выступает как основной, а порой и единственный диагностический инструмент, что делает изучение механизмов его генерации важным аспектом прогнозирования космической погоды и понимания физики Солнца. Так, например, широко обсуждаемые в астрофизике солнечные радио всплески II и III типов принято интерпретировать как излучение на плазменной частоте и её второй гармонике, возбуждаемое потоками нетепловых электронов [1; 2]. В лабораторных экспериментах электромагнитная эмиссия из плазмы также широко используется в качестве метода пассивной диагностики. В частности, характеристики излучения на гармониках плазменной частоты отражают особенности развития пучково-плазменной неустойчивости и могут свидетельствовать о наличии интенсивных турбулентных процессов.

Понимание механизмов, ответственных за генерацию излучения, имеет важное значение не только с точки зрения исследования процессов удержания и нагрева плазмы в магнитных ловушках при инжекции в неё электронного пучка, но и может стать основой для создания мощного источника электромагнитного излучения в перспективном терагерцовом (ТГц) диапазоне частот. Поскольку плазменная частота  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m_e}$  определяется плотностью плазмы  $n_0$  ( $e$  и  $m_e$  заряд и масса электронов), то частота излучения при характерных для лабораторных экспериментов  $n_0 = 10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  лежит в суб-терагерцовом и терагерцовом диапазонах:  $f = \omega_p / (2\pi) \approx 10^{11} - 10^{13} \text{ Гц}$ . Излучение в этом диапазоне представляет интерес для широкого круга приложений, так как оно является не ионизирующим и характеризуется селективной спектральной чувствительностью. Этот факт позволяет использовать ТГц излучение в системах сканирования и неразрушающего контроля. Так как область терагерцовых частот перекрывается с диапазоном, в котором лежат характерные частоты колебаний кристаллической решётки веществ, спиновых волн и вращательных движений молекул, этот диапазон представляет большой интерес для перспективных фундаментальных задач, связанных с направленным воздействием на состояние

вещества. ТГц излучение позволяет оказывать резонансное и нерезонансное воздействие на магнитную поляризацию, контролировать нелинейно-оптические эффекты, применяется в нелинейной спектроскопии, высокочастотном ускорении, для воздействий на биологические системы [3—9].

Таким образом, **актуальность** данной работы подтверждается необходимостью понимания механизмов генерации электромагнитного излучения как для создания мощных источников в слабо освоенном ТГц диапазоне частот, так и для изучения различных астрофизических и лабораторных задач.

### **Степень разработанности темы исследования**

Процессы генерации электромагнитного излучения в плазменных системах активно обсуждаются с 1950-х годов. За прошедшее время для их объяснения был предложен широкий спектр механизмов, основанных на теориях слабой и сильной турбулентности [2; 10—12], а также на линейных и нелинейных процессах конверсии плазменных колебаний в электромагнитные волны в присутствии неоднородностей плотности [13—15], внешнего магнитного поля [16; 17] и при взаимодействии встречных волн [18; 19].

Механизмы электромагнитной эмиссии на гармониках плазменной частоты активно обсуждаются в контексте солнечных радио всплесков. Традиционно для описания этих процессов используют приближение слабой или умеренной турбулентности. В этом случае потоки нетепловых электронов возбуждают колебания с фазовой скоростью, равной средней скорости электронного потока. В результате рассеяния на малых флуктуациях плотности и последующих процессах трёхволнового слияния и распада ленгмюровских и ионно-звуковых волн происходит заполнение спектра колебаний по волновым векторам  $\mathbf{k}$ . В условиях развитого спектра ленгмюровской турбулентности становится возможным процесс многостадийного трёхволнового взаимодействия, приводящего к генерации электромагнитного излучения на первой и второй гармониках плазменной частоты. На первом этапе этого процесса происходит распад потенциальной ленгмюровской волны  $L$  на ионно-звуковую  $S$  и электромагнитную волну  $T$  на локальной плазменной частоте ( $L \rightarrow S+T(\omega \simeq \omega_p)$ ). Слияние встречных ленгмюровских волн приводит к генерации электромагнитных колебаний  $T$  на второй гармонике плазменной частоты  $L+L' \rightarrow T(2\omega_p)$ , где встречная волна возникает в результате распада распространяющейся вперёд ленгмюровской волны  $L$  на ионно-звуковую  $S$  и движущуюся в обратном направлении ленгмюровскую волну  $L'$ . Таким образом описывают излучение солнечных радио всплесков II, III

и IV типов [1; 2; 20] и всплески с зебра-структурой [21]. Типы радио всплесков различаются по происхождению электронных потоков и условиям генерации излучения, что проявляется в специфических спектрально-временных структурах, регистрируемых в наблюдениях. Источником нетепловых электронов для всплесков III типа принято считать [10] области неустойчивых магнитных полей, где происходят импульсные процессы пересоединения магнитных силовых линий, в то время как генерация радио излучения всплесков II типа происходит вследствие ускорения электронов на фронте ударной волны, образующейся при мощных корональных выбросах массы [18]. Излучение движущегося радио всплеска IV типа (moving type IV) связывают с аналогичным механизмом трёхволновых слияний и распадов, реализующегося внутри движущейся замкнутой плазменной структуры, ассоциированной с корональным выбросом массы или расширяющейся магнитной петлёй [22].

Среди существующих на данный момент подходов к описанию зебра-структуры солнечного радио излучения наиболее проработанной является модель двойного плазменного резонанса [23—25]. В этой модели захваченный в магнитную ловушку корональной петли поток электронов с неустойчивым распределением возбуждает верхнегибридные плазменные колебания  $\omega_{UH}^2 = \omega_p^2 + \Omega_e^2$ , которые могут попадать в нелинейный резонанс с колебаниями на циклотронных частотах  $s\Omega_e = seB/m_e c$  (где  $B$  обозначает величину локального магнитного поля,  $c$  скорость света, а  $s$  — номер гармоники). Электромагнитное излучение генерируется этими волнами в результате трёхволнового распада с участием низкочастотных ионно-звуковых волн и содержит ярко выраженную полосатую структуру, соответствующую положениям циклотронных резонансов.

В лабораторных экспериментах с мощными электронными пучками чаще наблюдается режим сильной турбулентности, при котором высокочастотные колебания возбуждённого в плазме спектра могут оказывать существенное влияние на низкочастотные волны. Для ленгмюровской турбулентности считается характерным процесс образования каверн — областей пониженной плотности, формирующихся под действием высокочастотного давления электрического поля [26; 27]. С развитием модуляционной неустойчивости ленгмюровские волны локализируются в ямах плотности, а их электрическое поле усиливается. Такие структуры могут становиться источниками электромагнитного излучения вблизи плазменной частоты и её гармоник в результате коллапса каверн [11; 28; 29].

Различные свидетельства коллапса обнаруживаются как в лабораторной, так и космической плазме [30—32]. Коллапс ленгмюровских волн наблюдался также и в контексте солнечных радио всплесков [33], а теория, предполагающая развитие сильной модуляционной неустойчивости с последующим формированием каверн и их коллапсом, является конкурирующей для объяснения радио всплесков III типа [34].

В работах [12; 35] было показано, что процессы слияния верхнегибридных волн  $\omega_{UH}$ , расположенных в длинноволновой части спектра, могут играть важную роль в генерации электромагнитной эмиссии на второй гармонике плазменной частоты. Возбуждение фундаментальной гармоники излучения в таком случае может быть результатом рассеяния  $\omega_{UH}$ -колебаний на возмущениях плотности плазмы. Впоследствии эти теоретические представления использовались для объяснения эффекта изменения направления электромагнитной эмиссии с изменением плотности плазмы [36], а также ширины спектра излучения, наблюдаемого в экспериментах с релятивистскими электронными пучками [37].

В работах [14; 38; 39] рассеяние на флуктуациях плотности также обсуждалось в качестве процесса, ответственного за возбуждение излучения на гармониках плазменной частоты. Линейная конверсия плазменных колебаний в электромагнитные либо непосредственное возбуждение электромагнитных волн в плазме, способных переходить в вакуумные, становятся возможными вследствие модификации дисперсионных свойств среды при помощи градиентов плотности плазмы или внешнего магнитного поля [13; 40]. Линейная конверсия на гармоническом возмущении плотности обсуждалась в контексте анализа излучения, возникающего при инжекции тонкого (диаметром  $\sim c/\omega_p$ ) электронного пучка в плазму в экспериментах на установке ГОЛ-3 (Институт ядерной физики СО РАН) [41—43]. При исследовании этого явления было показано, что потенциальная плазменная волна может стать источником электромагнитного излучения, если плотность плазмы содержит продольное периодическое возмущение. Этот механизм был назван механизмом пучково-плазменной антенны [15; 44—46]. Представленные в данной работе результаты являются развитием данного подхода [47]. В первую очередь, механизм плазменной антенны обобщается на случай короткого лазерного драйвера [48]. Такой переход позволяет говорить о возбуждении регулярной кильватерной волны, в противовес возбуждению неустойчивой моды электронного пучка, который часто сопровождается генерацией широкого спектра плазменных колебаний. Полученные результаты

позволяют рассматривать лазер-плазменную систему как эффективный источник узкополосного терагерцового излучения большой интенсивности. Кроме того, в данной работе представлен формализм, позволяющий описывать генерацию излучения на второй гармонике плазменной частоты из тонкого замагниченного плазменного слоя в результате нелинейного взаимодействия наиболее неустойчивой пучковой волны с модуляцией плотности [49].

Нелинейное взаимодействие встречных плазменных волн, индуцированных электронными пучками или лазерными импульсами, является ещё одним способом эффективного возбуждения интенсивного  $2\omega_p$ -излучения. Выше взаимодействие встречных волн уже упоминалось в отношении второй стадии трёхволнового взаимодействия  $L+L' \rightarrow T(2\omega_p)$  [19; 50], приводящего к возбуждению радио всплесков II и III типов, а также в контексте механизма плазменной антенны [49], который будет обсуждаться в первых двух главах этой работы. В обоих случаях возникновение встречной волны является процессом следующего порядка нелинейности, что может ограничивать эффективность этих механизмов. В то же время волна, распространяющаяся в обратном направлении, может накачиваться напрямую встречным электронным пучком или лазерным импульсом. Усиление электромагнитного излучения для случая встречных электронных пучков наблюдалось как экспериментально [51; 52], так и в численном моделировании [19; 53].

В работе [54] в качестве источника излучения рассматривается взаимодействие двух встречных лазерных импульсов с разными длинами волн. Электромагнитное излучение на частотах выше плазменной отсечки в этом случае генерируется в области перекрытия лазерных полей. Согласно [54], эффективность преобразования энергии лазера в ТГц-излучение может достигать  $10^{-4}$ . Подобная формулировка проблемы рассматривается также в работах [55; 56]. В них пространственно-локализованные колебания плазменного диполя генерируются биениями сталкивающихся лазерных полей. Механизм позволяет генерировать миллиджоульное излучение с эффективностью  $\sim 10^{-4}$  в ТГц-диапазоне. Особенностью этого механизма является то, что рассматриваемые колебания происходят непосредственно на частоте отсечки плазмы. Таким образом, для излучения в вакуум ТГц-волн такие точечные колебания плазменного диполя должны располагаться очень близко к границе плазма-вакуум из-за эффектов экранирования плазмы. В контексте солнечных радио всплесков излучение, генерируемое при столкновении плазменных волн, может возникать при

мощных выбросах корональной массы, приводящих к ускорению встречных потоков электронов на гребне ударных волн с изогнутым фронтом (всплески II типа) [18; 57].

Нелинейное взаимодействие двух встречных электростатических плазменных волн с несовпадающими поперечными профилями потенциала позволяет эффективно возбуждать излучение на второй гармонике плазменной частоты [58; 59]. В отличие от механизмов излучения, построенных на конверсии волн на неоднородностях плотности, данный механизм работает в однородной плазме, поэтому ширина генерируемой спектральной линии излучения составляет всего 1 – 2%. В качестве драйверов, возбуждающих потенциальные плазменные волны, в этом механизме могут выступать как длинные электронные пучки, так и короткие лазерные импульсы. При этом в работе [60] показано, что несимметричность поперечных профилей волн в случае развития двух-поточковой неустойчивости мощных кило-амперных электронных пучков в слабом магнитном поле может возникать самосогласованно вследствие филаментационной неустойчивости. Теоретическое исследование столкновения кильватерных волн, производимых встречными лазерными импульсами с отличающимися размерами фокальных пятен, предсказывает [58] возможность генерации  $2\omega_p$ -излучения ГВт-ного уровня мощности с энергией в несколько мДж и эффективностью конверсии энергии лазерного импульса в энергию излучения до 0.03%. Чтобы экспериментально продемонстрировать работоспособность этого механизма, в Институте лазерной физики СО РАН ведётся подготовка экспериментального стенда, на котором будет реализовано столкновение лазерных импульсов с длиной волны  $\lambda_0 = 830$  нм, длительностью 39 фс и суммарной энергией до 200 мДж в сверхзвуковой газовой струе [47]. В связи с этим в данной работе проводится исследование различных эффектов, которые могут оказать влияние на реализацию механизма, таких как вклад ионной динамики [61], влияние области перекрытия лазерных полей [62], эффекты конечного угла между оптическими осями лазерных импульсов [63]. Кроме того, в данной работе показано, что эффективность излучения с помощью механизма на встречных кильватерных волнах может быть увеличена за счёт использования широкоапертурных плазменных волн с пространственной модуляцией интенсивности на масштабе  $\sim c/\omega_p$  [64].

В данной работе делается акцент на эффективности генерации электромагнитного излучения и его спектрально-угловых характеристиках, так как в определённом диапазоне плотностей лабораторной плазмы возбуждаемое излу-

чение будет относиться к востребованному во многих задачах терагерцовому спектру. Наибольшие успехи были достигнуты в области генерации широкополосных всплесков ТГц излучения, состоящих из одного или нескольких периодов колебаний: импульсы с амплитудами полей до  $\sim 5$  ГВ/м [65] и ТВт-ные уровни мощности [66]. Облучение металлических проводников специальной формы фемтосекундными лазерными импульсами приводит к генерации интенсивного ТГц-излучения тераваттного диапазона за счёт сверхбыстрых поверхностных разрядных токов [67]. Облучение мишеней с плотностью, близкой к критической, интенсивными ультракороткими лазерными импульсами позволяет генерировать излучение в ближнем инфракрасном диапазоне с эффективностью в несколько процентов [68]. Высокая ( $\sim 3\%$ ) эффективность конверсии энергии лазерных импульсов в энергию ТГц излучения получена с помощью органических нелинейно-оптических кристаллов ОН1 и DAST, облучаемых хром-форстеритовым лазером (Cr:forsterite) с длиной волны 1.25 мкм [69]. Терагерцовые импульсы с узкой спектральной линией представляют отдельный интерес для ряда приложений [70; 71], однако их генерация является более трудоёмкой задачей. Безусловным лидером среди существующих источников такого излучения являются лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) [72]. Однако высокая стоимость этих уникальных установок делает их недоступными всем потенциальным пользователям. Помимо ЛСЭ, в настоящее время для возбуждения ТГц эмиссии с узким спектром широко используются органические или неорганические нелинейные кристаллы [71; 73]. Конверсия фемтосекундного лазерного излучения в ТГц волны посредством нелинейно-оптических эффектов в таких кристаллах позволяет создавать достаточно компактные установки. Однако, несмотря на недавние успехи в оптимизации дизайна материалов и конфигураций излучающих схем [74—76], характеристики возбуждаемого излучения всё ещё ограничены высоким коэффициентом поглощения на терагерцовых частотах, а также порогом разрушения вещества, что не позволяет генерировать достаточно мощные импульсы. В работах [4; 5] представлен обзор достижений в области генерации ТГц излучения и его применений.

Плазменные методы генерации вакуумного ЭМ излучения позволяют достигать высоких амплитуд и энергий, так как они не ограничены пределом, связанным с разрушением вещества [47]. Прямая зависимость частоты излучения на гармониках  $\omega_p$  от плотности плазмы  $f \propto n_0^{1/2}$  обеспечивает возможность осуществлять перестройку по частоте в широком диапазоне. В связи с этим большой

интерес представляют методы генерации терагерцового излучения посредством преобразования плазменных колебаний в электромагнитные. Например, в работе [77] исследуется возбуждение электромагнитных волн в результате изменения фазовой скорости плазменной волны, движущейся в направлении положительного градиента плотности. В работе [78] исследуется влияние периодической модуляции плотности на дисперсионные свойства плазмы, обеспечивающее прямое возбуждение электромагнитных колебаний в плазменном канале. Генерация радиально-поляризованного черенковского излучения осуществляется кильватерной волной, распространяющейся по плазме с неоднородной плотностью, рассматривается в статье [79].

Несмотря на многообразие работ по исследованию механизмов генерации излучения из плазмы в контексте как лабораторных, так и астрофизических задач, нельзя говорить о достижении полного консенсуса в понимании этих явлений. Это обусловлено как сложностью детектирования всех деталей излучающих систем, так и ограниченностью существующих численных и теоретических методов. С другой стороны, исследование новых механизмов и конфигураций открывают путь к созданию новых перестраиваемых по частоте источников электромагнитного излучения в терагерцовом и инфракрасном диапазонах частот.

В данной работе рассматриваются два механизма генерации электромагнитного излучения на первой и второй гармониках плазменной частоты. Первый механизм основан на конверсии ленгмюровских волн на продольном гармоническом возмущении ионной плотности, предварительно созданном в относительно тонком плазменном слое — механизм плазменной антенны. В основе второго механизма лежит нелинейное взаимодействие встречных электростатических волн с локально несовпадающими поперечными профилями потенциала, распространяющихся в плазме с однородной плотностью. Преимуществом этих механизмов является возможность генерировать узкополосные ТГц импульсы с высокими значениями мощности и амплитуды электрического поля, используя пучки заряженных частиц или лазерные импульсы для возбуждения ленгмюровских колебаний. **Целью** данной работы является поиск наиболее эффективных режимов работы этих двух механизмов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

- Обобщить теорию плазменной антенны для первой гармоники  $\omega_p$  на случай использования коротких лазерных импульсов в качестве драйве-

- ра плазменной волны в неоднородном плазменном слое;
- Построить теоретическую модель, описывающую генерацию электромагнитного излучения вблизи удвоенной плазменной частоты в модулированном плазменном слое;
  - Найти оптимальные параметры для экспериментальной реализации механизма на встречных кильватерных волнах, возбуждаемых лазерными пучками мульти-тераваттной лазерной системы с длиной волны  $\lambda_0 = 830$  нм, длительностью 39 фс и суммарной энергией до 200 мДж и сталкивающихся в сверхзвуковой газовой струе;
  - Исследовать столкновение встречных кильватерных волн в аксиально-симметричной геометрии с учётом динамики подвижных ионов водорода и гелия;
  - Изучить влияние конечной ширины плазмы и поперечных неоднородностей плотности электронов, самосогласованно возникающих при ионизации атомов гелия электрическими полями лазерных импульсов, на генерацию излучения встречными плазменными волнами;
  - С помощью численного моделирования исследовать влияние эффектов перекрытия лазерных импульсов на эффективность генерации излучения и определить оптимальную временную задержку между приходами импульсов в систему;
  - Получить диаграмму направленности излучения при наличии конечного угла столкновения лазерных импульсов и сформулировать требования к углу юстировки лазеров и чувствительности детектора, который будет использован для регистрации излучения;
  - Изучить возможность генерации излучения встречными плазменными волнами с поперечно модулированной интенсивностью;
  - Провести численное моделирование методом частиц в ячейках рассмотренных теоретических механизмов, определить границы применимости теории и проанализировать результаты.

### **Научная новизна**

Научная новизна работы состоит в следующем:

- Получено обобщение теории плазменной антенны для фундаментальной гармоники на случай короткого лазерного драйвера. Поскольку в этом случае частота генерируемого излучения в точности соответствует плазменной частоте, ограничивающей область прозрачности плазмы

для электромагнитных волн, излучаемые колебания способны покидать относительно тонкую плазму диффузионным образом. В присутствии продолжительной накачки это приводит к накоплению и усилению колебаний. Кроме того, амплитуда возбуждаемого  $\omega_p$ -излучения, несмотря на эффекты дифракции лазерного импульса, остаётся равномерной по интенсивности вдоль продольной оси на расстояниях вплоть до нескольких длин Рэлея от точки фокуса. Эти эффекты позволяют достичь эффективности конверсии лазерного излучения в терагерцовое на уровне 0.3%.

- Построена теория генерации излучения на удвоенной плазменной частоте по механизму плазменной антенны. В этой модели ленгмюровская волна, возбуждаемая длинноимпульсным электронным пучком, рассеивается на модуляции плотности, порождая длинноволновой сателлит. Нелинейное взаимодействие сателлита с исходной волной приводит к генерации излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты. Показано, что эффективность такого механизма может достигать нескольких процентов от полной мощности электронного драйвера.
- При моделировании нелинейного взаимодействия кильватерных волн, возбуждаемых встречными лазерными импульсами с разными фокальными пятнами, было обнаружено, что, наравне с указанным механизмом, вклад в полную энергию излучения даёт также механизм плазменной антенны, который начинает играть роль, когда в плазме возникает модуляция ионной плотности, возбуждаемая пондеромоторной силой взаимодействующих кильватерных волн. Показано также, что столкновение быстро осциллирующих лазерных полей приводит к формированию стоячей ЭМ волны, которая посредством пондеромотивной силы приводит к быстрой коротковолновой модуляции плотности ионов в области наиболее интенсивной генерации излучения. Этот эффект приводит к более быстрому затуханию энергии кильватерных волн, и, следовательно, к значительному снижению интенсивности локального излучения на второй гармонике плазменной частоты. Чтобы избежать влияния этого эффекта предложено инжектировать узкий лазерный импульс с небольшой задержкой относительно инъекции широкого импульса. В работе также получены оптимальные параметры и сформулированы требования к экспериментальной реализации механизма  $2\omega_p$

излучения встречными лазерными импульсами на ТВт-ной лазерной системе в ИЛФ СО РАН.

- Продемонстрировано, что использование широко аппертурных кильватерных волн с пространственно модулированной интенсивностью позволяет обойти предел по лазерной энергии, которую можно эффективно преобразовать в излучение в схеме со встречными волнами с отличающимися профилями потенциалов, и достичь величины конверсии  $\sim 1\%$ .

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Рассматриваемые в данной работе механизмы электромагнитной эмиссии позволяют получать импульсы терагерцового излучения с узкой спектральной линией и большой амплитудой электрического поля. Универсальность предложенных схем по отношению к типу драйвера: мощные лазерные импульсы или мультигигаваттные электронные пучки, — позволяет рассматривать их как основу для перестраиваемого по частоте источника терагерцового излучения, способного достичь высоких значений энергии и мощности. Такие источники ТГц волн востребованы в задачах высокочастотного ускорения и резонансного воздействия на состояния вещества. Полученные в работе параметры планируются использовать для экспериментальной проверки механизма на встречных кильватерных волнах. Этот эксперимент может стать первым шагом на пути к источнику перестраиваемого узкополосного ТГц излучения.

Исследованные в работе механизмы могут быть также важны для интерпретации как лабораторных экспериментов по инжекции в плазму килоамперных релятивистских электронных пучков [80—82], так и процессов генерации излучения на Солнце. Так как излучение на гармониках плазменной частоты определяется плотностью плазмы, обсуждаемые механизмы электромагнитной эмиссии могут использоваться и в качестве косвенной диагностики профиля плотности [83].

### **Методология и методы исследования**

Работа посвящена теоретическому исследованию методов генерации излучения. Представленная аналитическая теория построена в приближении двухжидкостной магнитной гидродинамики. Верификация полученных теоретических предсказаний и оценок осуществляется с помощью численного моделирования методом частиц в ячейках в 2D декартовой и цилиндрической геометрии, а также в трёхмерной декартовой геометрии.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Линейная конверсия лазерной кильватерной волны на продольной модуляции плотности плазмы, предварительно созданной в узком плазменном канале с шириной  $10 - 20 c/\omega_p$ , позволяет генерировать импульсы узкополосного ( $\Delta\omega/\omega_p = 5\%$ ) терагерцового излучения на плазменной частоте  $\omega_p$  благодаря механизму плазменной антенны с эффективностью оптико-терагерцового преобразования энергии на уровне 0.3%.
2. Антенный механизм электромагнитной эмиссии на второй гармонике плазменной частоты, предполагающий нелинейное взаимодействие неустойчивой плазменной волны, возбуждаемой электронным пучком на черенковском резонансе, с длинноволновым сателлитом этой волны, возникающим из-за рассеяния на предварительно созданной модуляции плотности плазмы, позволяет конвертировать в терагерцовое излучение несколько процентов мощности электронного пучка.
3. Для демонстрации эффекта генерации электромагнитного излучения на удвоенной плазменной частоте в процессе столкновения двух лазерных кильватерных волн с эффективностью преобразования энергии 0.02% эксперимент на тераваттной лазерной системе в ИЛФ СО РАН с полной энергией 0.2 Дж, длиной волны 830 нм и длительностью импульса 39 фс должен иметь следующие оптимальные параметры: встречные лазерные пучки с энергией 184 мДж и 16 мДж должны фокусироваться в центр сверхзвуковой гелиевой струи с плотностью  $(1.2 - 1.3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в пятна с радиусами 18 мкм и 6.3 мкм, приходя в фокальную плоскость с относительной задержкой в 2 - 2.5 пс, а угол между осями их распространения не должен превышать  $5^\circ$ .
4. Эффективность генерации электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты при столкновении встречных лазерных кильватерных волн возрастает до 1%, если каждая из этих волн создаётся парой интерферирующих лазерных импульсов и имеет поперечную модуляцию амплитуды с периодом, равным длине генерируемого излучения.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Представленные в работе предсказания аналитической теории и результаты численного моделирования из первых принципов непротиворечивы, со-

ответствуют общепринятым физическим представлениям и согласуются между собой. Используемый численный код базируется на известных проверенных алгоритмах вычисления эволюции частиц, полей и токов, а также многократно протестирован на базовых физических задачах с общеизвестными решениями. Результаты, полученные в работе, докладывались на таких научных мероприятиях как

1. Международная конференция, посвящённая инфракрасным, миллиметровым и терагерцовым волнам (43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Nagoya, Japan, 2018);
2. Конкурс молодых учёных ИЯФ СО РАН 2018, секция физики плазмы, г. Новосибирск;
3. Конкурс молодых учёных ИЯФ СО РАН 2020, секция физики плазмы, г. Новосибирск;
4. Международная конференция 4th International Conference «Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications» (TERA), г. Томск, 2020;
5. Международная конференция по физике плазмы 48th International conference on plasma science, ICOPS, Stateline, Nevada, USA (в онлайн формате), 2021;
6. Международная конференция 46th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Chengdu, China (в онлайн формате), 2021.

Представленные в работе результаты также были опубликованы в отчётах о научно-исследовательской работе в проектах Российского фонда фундаментальных исследований

1. №18-42-540010, «Генерация мощных импульсов когерентного терагерцового излучения фемтосекундными лазерными пучками в плазме с модулированной плотностью»,
2. №18-02-00232, «Механизмы генерации терагерцового излучения в пучково-плазменных экспериментах на открытой ловушке ГОЛ-ПЭТ»,
3. №19-07-00446, «Разработка алгоритмов и программного обеспечения для суперкомпьютерного моделирования терагерцового излучения в плазме»,
4. №20-32-70055, «Генерация терагерцового излучения в плазме встречными кильватерными полями мощных фемтосекундных лазерных им-

пульсов»,  
 проекте Российского научного фонда №19-71-00054, «Суперкомпьютерное моделирование генерации терагерцового излучения при фокусировке мультитигаваттных электронных пучков в плазме», а также проекте №21-1-2-36-3 Фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

### **Публикации**

Основные результаты диссертации представлены в 6 статьях в рецензируемых научных журналах [48; 49; 61—64], 5 из которых опубликованы в изданиях, входящих в международные базы цитирования Scopus и Web of Science, и 1 в издании, входящем в «Белый список» научных журналов.

### **Публикация в научном журнале из списка ВАК при Министерстве науки и высшего образования Российской Федерации:**

1. Генерация узкополосного ТГц излучения за счёт столкновения в плазме лазерных кильватерных волн с мелкомасштабной поперечной структурой/ Е. П. Волчок, В.В. Анненков, Е.А. Берендеев, И.В. Тимофеев. - Текст: электронный // Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53, №3. – С. 272–277. – URL: <https://www.mathnet.ru/rus/qe18257> – Дата публикации: 3.03.2023.

### **Публикации в рецензируемых научных изданиях, входящих в базы Scopus и Web of Science и приравненных к статьям из списка ВАК:**

1. Volchok, E.P. Coherent terahertz emission from a plasma layer due to linear conversion of laser wakefields on pre-modulated ion density/ E.P. Volchok, I.V. Timofeev, V.V. Annenkov. - Текст: электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2019. – Т. 61. – №12. – С. 125006. – URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab4cfa> – Дата публикации: 28.10.2019.
2. Second harmonic electromagnetic emission in a beam-driven plasma antenna/ V.V. Annenkov, E.A. Berendeev, E.P. Volchok, I.V. Timofeev. - Текст: электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2019. – Т. 61, №5. – С. 055005. – URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab0789> – Дата публикации: 26.03.2019.
3. Simulations of electromagnetic emission from colliding laser wakefields/ I. V. Timofeev, E.A. Berendeev, V.V. Annenkov, E.P. Volchok. - Текст: электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – Т. 62, №4. – С. 045017. – URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab74e6> – Дата публикации: 26.02.2020.

4. Optimal synchronization of laser pulses in THz generation scheme with colliding plasma wakes/ I. V. Timofeev, E.A. Berendeev, V.V. Annenkov, E.P. Volchok, V. I. Trunov. - Текст: электронный // Physics of Plasmas. – 2021. – Янв. – Т. 28, №1. – С. 013103. – URL: <https://doi.org/10.1063/5.0029848> – Дата публикации: 6.01.2021.
5. Electromagnetic emission due to nonlinear interaction of laser wakefields colliding in plasma at an oblique angle/ E.P. Volchok, V.V. Annenkov, I.V. Timofeev. - Текст: электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2021. – Т. 63, №4. – С. 045001. – URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abdcdb> – Дата публикации: 8.02.2021.

### **Личный вклад автора**

Вклад автора в получение представленных в диссертации научных результатов является определяющим. Автор принимал определяющее участие в постановке задачи, разработке аналитической теории, проводил численное моделирование и последующий анализ полученных результатов.

Вклад соискателя во первую статью [48] состоял в разработке аналитической теории, проведении численного моделирования, обработке полученных результатов и написании текста статьи. В рамках этой статьи рассматривалось возбуждение электромагнитного излучения на фундаментальной гармонике плазменной частоты коротким лазерным импульсом в периодически модулированной плазме и было показано, что такое излучение на частоте плазменной отсечки может почти свободно покидать относительно тонкую плазму толщиной  $\sim 20 c/\omega_p$  благодаря диффузии излучения в присутствии постоянной накачки.

Вклад автора во 2-ю статью [49] состоял в получении теоретических зависимостей для амплитуды и мощности  $2\omega_p$ -излучения, накачиваемого электронным пучком в тонкой модулированной плазме, исследовании зависимости характеристик излучения от ширины плазмы, волнового числа и амплитуды модуляции ионной плотности, а также анализе результатов численного моделирования. Подготовка текста осуществлялась совместно с соавторами.

Третья статья [61] посвящена численному моделированию столкновения встречных лазерных импульсов в однородной плазме и исследует влияние эффектов ионной динамики на генерацию электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты. Вклад автора состоял в подборе оптимальных параметров генерации, анализе результатов моделирования механизма и разных подходов к численному описанию лазерного импульса, участию в подготовке

публикации. В ходе выполнения этой работы было показано, что механизм излучения на встречных кильватерных волнах сопровождается также механизмом плазменной антенны, возникающем в условиях возбуждённой модуляции ионной плотности.

Четвёртая статья [62] продолжает исследование оптимальных параметров для лабораторного эксперимента по демонстрации механизма излучения на встречных плазменных волнах. Вклад автора состоял в участии в анализе результатов численного моделирования и подготовке текста публикации.

Вклад соискателя в 5-ю статью [63] состоял в разработке подхода к аналитическому вычислению углового распределения излучения при наличии малого угла между оптическими осями сталкивающихся лазерных импульсов. Автором были определены оптимальный угол сведения лазерных импульсов, получены оценки для ожидаемой интенсивности излучения в месте предполагаемого расположения детектора, проведены сравнения с численным моделированием и подготовлен текст статьи.

Шестая публикация [64] посвящена взаимодействию плазменных волн с широкой апертурой и модулированным профилем интенсивности, распространяющихся навстречу друг другу с малым прицельным параметром. Вклад автора состоял в получении теоретических зависимостей, определении оптимальных параметров схемы генерации, определении параметров численного моделирования и последующего анализа их результатов, а также написании текста статьи.

### **Объём и структура работы.**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём работы составляет 142 страницы, включая 44 рисунка и 1 таблицу. Список литературы содержит 116 наименований.

## Глава 1. Генерация электромагнитного излучения на первой гармонике плазменной частоты в модулированной плазме

Эксперименты по инъекции электронного пучка в плазму, выполнявшиеся в рамках исследования турбулентного нагрева на многопробочной открытой ловушке ГОЛ-3 в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера, продемонстрировали также высокий уровень электромагнитной эмиссии в субтерагерцовом диапазоне [41—43]. Особенность этих экспериментов состояла в том, что диаметр электронного пучка с энергией  $\sim 100$  кэВ был сравним с длиной плазменной волны  $d_b \sim c/\omega_p$ . В результате ионизации газа с плотностью  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$  и последующего развития двухпоточковой неустойчивости электронного пучка в такой пространственно ограниченной системе возбуждалось интенсивное электромагнитное излучение, мощность которого в окрестности второй гармоники плазменной частоты составила порядка 1% от полной мощности инжектируемого пучка. Впоследствии эти результаты послужили мотивацией экспериментальных исследований режимов пучково-плазменного взаимодействия, приводящих к генерации излучения в субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах [37; 80; 81].

Генерация электромагнитного излучения на гармониках плазменной частоты в пространственно ограниченной системе ранее изучалась в теоретических работах [15; 44; 45; 84; 85]. Для интерпретации наблюдаемого уровня эмиссии было выдвинуто предположение о существенной роли пространственных неоднородностей плотности плазмы в процессе генерации. Чтобы исследовать этот эффект, была рассмотрена задача, в которой плотность плазмы промодулирована по гармоническому закону с малой амплитудой  $\delta n$  [15]. Было показано, что конверсия наиболее неустойчивой потенциальной пучковой моды колебаний на неоднородности плотности в плазме малого поперечного размера приводит к эффективной генерации электромагнитного излучения. Данный механизм получил название пучково-плазменной антенны [46]. В работе [84] было также продемонстрировано, что периодическое возмущение плотности, требуемое для генерации излучения по данному механизму, может самосогласованно возникать как результат развития модуляционной неустойчивости, инициируемой пространственно локализованным полем пучковой волны. Однако предварительно созданная модуляция плотности с оптимальным пространственным периодом

обеспечивает более эффективную генерацию излучения. Описанный подход позволил предложить качественное объяснение результатов упомянутых выше лабораторных экспериментов. Кроме того, при использовании более мощных электронных пучков данный механизм предсказывает возможность генерации излучения гигаваттного уровня мощности в терагерцовом диапазоне [44; 45].

В приведённых выше работах потенциальная плазменная волна возбуждалась в результате длительной инжекции электронного пучка. Такой электронный пучок способен в процессе развития двухпоточковой неустойчивости передавать плазменным колебаниям значительную долю своей первоначальной энергии (до 60%), что обеспечивает высокий уровень эффективности излучения в пучковых схемах. В то же время использование пучков большой мощности позволяет получать электромагнитное излучение с высокими абсолютными значениями мощности и энергии даже при относительно невысоком коэффициенте конверсии пучковой энергии в энергию электромагнитной эмиссии. Кроме того, использование электронных пучков большой длительности обеспечивает постоянную подкачку энергии, позволяя поддерживать амплитуду плазменной волны на высоком уровне в течении длительного времени. Тем не менее реализация такой постановки задачи сопряжена с рядом трудностей, связанных с тем, что локальные параметры пучково-плазменной системы трудно поддаются контролю, а экспериментальная установка с генератором мощного электронного пучка характеризуется высокой конструктивной сложностью.

В качестве драйвера потенциальной плазменной волны можно также рассматривать короткий лазерный импульс. Несмотря на то, что эффективность возбуждения кильватерной волны лазерным импульсом ограничена лишь малой долей его энергии ( $< 10\%$ ), а время жизни индуцированного излучения определяется запасённой в плазменной волне энергией, использование лазерных схем в задачах генерации излучения может быть более привлекательно с точки зрения доступности, простоты и большей компактности лабораторной установки. Кроме того, лазерные импульсы умеренной интенсивности позволяют возбуждать кильватерные волны с более предсказуемыми и контролируемыми параметрами. По этой причине задача исследования особенностей реализации механизма плазменной антенны в системе с лазерным драйвером представляет значительный интерес [47; 48]. Похожая постановка задачи обсуждалась в работах [78; 86]. В этих работах возбуждение излучения на частоте  $\omega_p$  исследовалось в условиях конверсии продольной волны в плазменном канале с параболическим

радиальным профилем и аксиально симметричной гармонической модуляцией плотности. В такой схеме радиальная неоднородность плотности плазмы обеспечивает условия для транспортировки лазерного драйвера и более эффективной передачи энергии лазера в энергию кильватерной волны. Однако вместе с тем присутствие такой неоднородности затрудняет выход электромагнитного излучения в вакуум. В данной главе рассматривается возбуждение  $\omega_p$ -излучения в модулированном в продольном, но однородном в поперечном направлении плазменном слое, что позволяет избежать трудностей, связанных с выводом излучения.

Генерация излучения на фундаментальной гармонике плазменной частоты посредством конверсии лазерной кильватерной волны на модуляции плотности характеризуется рядом особенностей в сравнении со случаем, когда плазменная волна возбуждается пучковым драйвером. Так в результате развития двухпоточковой неустойчивости электронного пучка наиболее неустойчивая плазменная мода осциллирует на частоте, близкой к плазменной, но не равной ей:

$$\omega_b = \omega_p \left( 1 - n_b^{1/3} / (2^{4/3} \gamma_b) \right), \quad (1.1)$$

где  $\gamma_b = (1 - v_b^2/c^2)^{-1/2}$  — гамма-фактор пучка, а  $n_b$  — его безразмерная плотность. Так как  $\omega_b$  ниже плазменной частоты, определяющей нижнюю границу области прозрачности плазмы для электромагнитных волн, то соответствующие вакуумные колебания могут проникать в плазму лишь на глубину порядка скин-слоя  $\sim c/\omega_p$ . По этой причине эффективная генерация излучения на первой гармонике  $\omega_b$  возможна лишь для плазменной системы относительно небольшого поперечного размера. Для случая же лазерного драйвера кильватерная волна возбуждается на плазменной частоте  $\omega_p$ . Далее будет показано, что такое излучение может покидать относительно широкую плазму за счёт диффузии, которая в присутствии длительной накачки колебаний способствует накоплению их энергии и увеличению амплитуды. Похожий эффект также описан в работах [55; 87].

Прежде чем перейти к обсуждению самого механизма излучения, отметим ряд ключевых моментов, относящихся к особенностям постановки задачи и которые справедливы для всех результатов, представленных в данной работе, если явным образом не указано иного. При построении теоретических моделей рассматривается предварительно ионизированный плазменный слой, по которому распространяется либо длинный электронный пучок, либо короткий лазерный импульс. Поскольку интересующие нас процессы происходят на

временах порядка десятков пикосекунд и меньше, что значительно быстрее процессов диффузии ионизованной плазмы в нейтральный газ, рассматриваемая система считается стационарной. Ионы, там где не указано обратного, считаются неподвижными, создавая нейтрализующий фон. Физические величины представлены в безразмерной форме. Электронная и ионная плотности плазмы нормированы на среднее значение однородной плотности  $n_0$  (в начальный момент времени  $n_e = n_i = n_0$ ). Пространственные масштабы представлены в единицах длины плазменной волны  $c/\omega_p$ , временные — в  $\omega_p^{-1}$ , скорости определены в единицах скорости света. Электрические и магнитные поля измеряются в единицах  $m_e c \omega_p / e$ , а скалярные и векторные потенциалы — в  $m_e c^2 / e$ .

### 1.1 Возбуждение кильватерной волны в однородной плазме

Возбуждение плазменных волн в кильватере лазерного импульса встречается во многих задачах и описано во многих работах, например [88—90]. В данном разделе кратко обсудим основные выражения и термины.

В однородной плазме, действуя подобно сгустку отрицательного заряда, короткий лазерный импульс расталкивает электроны плазмы и создаёт позади себя области разделения зарядов, возбуждая таким образом потенциальную плазменную волну. Электромагнитные поля лазерного импульса принято описывать в терминах безразмерного векторного потенциала, характеризующего поперечный импульс электронов плазмы, колеблющихся в поле лазерной волны:  $\mathbf{a} = \mathbf{p}_\perp / (m_e c) = e \mathbf{A}_0 / (m_e c^2)$ . Рассмотрим линейно поляризованный лазерный импульс с центральной частотой  $\omega_0$  и длительностью  $\tau$ , бегущий вдоль продольной оси  $z$  в плоской декартовой геометрии и характеризующийся  $y$ -компонентой безразмерного векторного потенциала

$$\mathcal{A}_y(x, z, t) = a(x, z, t) \sin(\omega_0(t - z/v_g)), \quad (1.2)$$

где  $a(x, z, t)$  представляет собой огибающую импульса (Рисунок 1.1)

$$a(x, z, t) = a_0 \sqrt{\frac{\sigma_0}{\sigma(z)}} e^{-x^2/\sigma^2(z)} \sin^2\left(\frac{\pi(t \pm z/v_g)}{2\tau}\right) \times [\mathcal{H}(2\tau - t - z/v_g) - \mathcal{H}(t - z/v_g)], \quad (1.3)$$

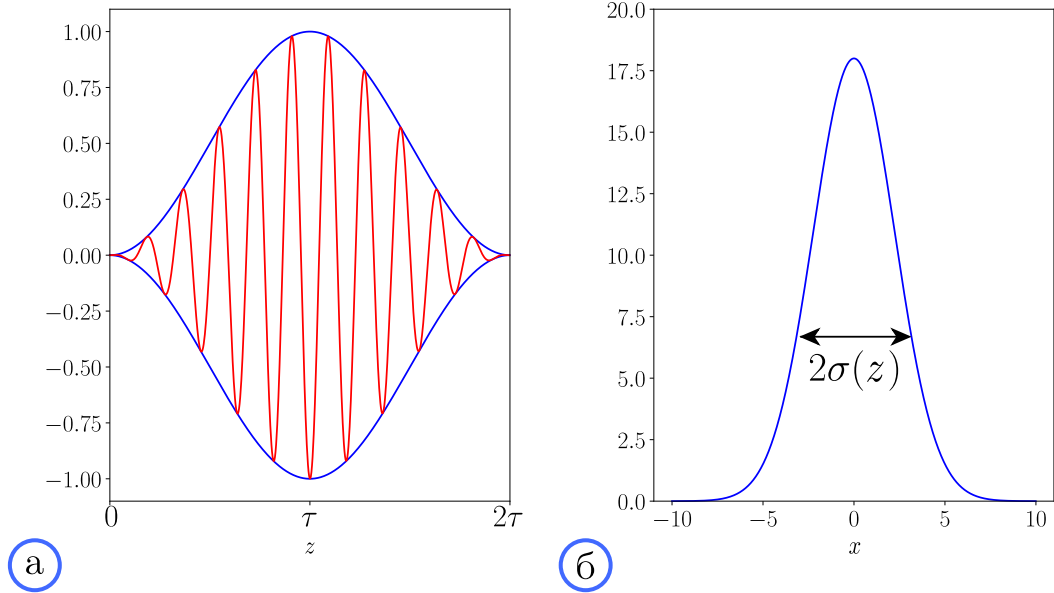


Рисунок 1.1 — Огибающая лазерного импульса в условных единицах, сечения вдоль  $x$  (а) и  $z$  (б), соответственно

$\mathcal{H}(t)$  — функция Хевисайда. Амплитуда огибающей  $a_0$  является важным параметром, так как она характеризует степень нелинейности лазер-плазменного взаимодействия: если  $a_0 \gtrsim 1$ , движение электронов в поле лазерного импульса будет релятивистским, а его взаимодействие с плазмой — нелинейным. В данной работе везде предполагается линейный режим взаимодействия, при котором  $a_0 \ll 1$ . Конкретное значение безразмерной амплитуды векторного потенциала в этой и последующих главах будет определяться допустимым уровнем нелинейности рассматриваемой задачи и на основе результатов численного моделирования. Пиковая интенсивность лазерного поля, соответствующая выбранному  $a_0$ , определяется как

$$I_0 = \frac{\pi c}{2} \left( \frac{m_e c^2}{e} \right)^2 \frac{a_0^2}{\lambda^2} \approx 13.7 \cdot 10^{17} \frac{a_0^2}{\lambda[\text{мкм}]^2} [\text{Вт/см}^2]. \quad (1.4)$$

Пусть лазерный импульс (1.2)–(1.3) фокусируется в центр системы  $z = 0$ , его размер в результате дифракционного расплывания меняется по мере движения вдоль оптической оси как

$$\sigma(z) = \sigma_0 \sqrt{1 + z^2/\mathcal{R}^2}, \quad (1.5)$$

где  $\sigma_0$  обозначает размер фокусной перетяжки, а  $\mathcal{R} = \omega_0 \sigma_0^2/2$  — длину Рэля, характеризующую расстояние, на котором площадь поперечного сечения лазерного импульса увеличивается вдвое.

В линейном приближении возбуждение кильватерной волны можно описать, используя уравнения гидродинамики. Воздействие лазерного импульса

на изначально однородную плазму возбуждает в ней возмущения плотности и полей, которые содержат высокочастотную и низкочастотную составляющие. Высокочастотное возмущение локализовано в области, где присутствует волновой пакет, и характеризуется частотой лазерного поля  $\omega_0$ . Низкочастотная составляющая определяется медленным изменением огибающей лазерного импульса ( $\sim \nabla a^2$ ) и соответствует плазменной частоте  $\omega_p$ . Запишем усреднённые по периоду быстрых колебаний  $2\pi/\omega_0$  уравнения движения для электронов, движущихся со скоростью  $\mathbf{v}$ , уравнение непрерывности и закон Гаусса

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_p - \mathbf{E}, \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1.7)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = -\delta n, \quad (1.8)$$

где  $F_p = -\nabla a^2/4$  — пондеромоторная сила линейно поляризованного импульса, а  $\delta n$  обозначает низкочастотное возмущение плотности, возникающее в результате прохождения лазерного импульса. Комбинация выражений (1.6)–(1.8) даёт уравнение, описывающее плазменную волну, формирующуюся в кильватере лазерного импульса:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + 1 \right) \delta n = -\nabla \cdot \mathbf{F}_p. \quad (1.9)$$

Для потенциальной волны  $\nabla^2 \tilde{\Phi} = \delta n$ , и решение этого уравнения относительно безразмерного скалярного потенциала  $\tilde{\Phi}$  имеет вид

$$\tilde{\Phi}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \sin(t - t') \frac{a^2(\mathbf{r}, t')}{4}. \quad (1.10)$$

Подставляя векторный потенциал в виде (1.2)–(1.3) в интеграл (1.10), получим выражение для потенциала кильватерной волны:

$$\tilde{\Phi}(x, z, t) = \frac{1}{2} \Phi(x) e^{ikz - i\omega t} + \text{к.с.}, \quad (1.11)$$

$$\Phi(x) = \Phi_0 \left( \frac{\sigma_0}{\sigma(z)} \right) e^{-2x^2/\sigma^2(z)}, \quad (1.12)$$

$$\Phi_0 = \frac{3}{4} \frac{a_0^2 \sin \tau}{(4 - 5\tau^2/\pi^2 + \tau^4/\pi^4)}. \quad (1.13)$$

Сокращение «к.с.» обозначает слагаемое, комплексно-сопряжённое к записанному. Волновой вектор плазменной волны  $k = 1/v_g = 1/\sqrt{1 - 1/\omega_0^2} \approx 1$

определяется групповой скоростью лазерного импульса, а её частота равняется плазменной частоте для данной плотности плазмы  $n_0$ , в безразмерном виде  $\omega = 1$ . Профиль кильватерной волны  $\Phi(x)$  характеризуется аналогичной зависимостью от координаты  $x$ , что и огибающая импульса. Кроме того, он содержит медленную, на масштабе длины плазменной волны, зависимость от продольной координаты  $z$ , которая возникает как следствие дифракционного расплывания  $\sigma(z)$  волнового пакета.

Возбуждение кильватерной волны наиболее эффективно тогда, когда размер волнового пакета сравним с длиной плазменной волны, откуда следует, что оптимальная длительность лазерного импульса составляет  $\tau \approx \pi/\omega_p$ . Этот же результат напрямую следует из выражения (1.13), где указанное значение  $\tau$  соответствует максимальной амплитуде волны. Таким образом, лазерный импульс фиксированной длительности наиболее эффективно возбуждает плазменную волну только при определённой плотности  $n_0$  [47].

## 1.2 Механизм излучения

Кильватерная волна, возбуждаемая лазерным импульсом в однородной плазме, распространяется с досветовой фазовой скоростью  $v_\varphi \approx v_g$  и по этой причине не способна накачивать вакуумные ЭМ колебания. При наличии в плазме периодического возмущения ионной плотности  $n(x,z) = 1 + \delta n(x) \cos(qz)$ , кильватерная волна генерирует волны-спутники с  $(\omega, k \pm q)$ . Фазовая скорость спутника с волновым вектором  $k - q$  может превышать скорость света, что позволяет ему попадать в резонанс с вакуумными электромагнитными колебаниями. Для этого требуется выполнение граничных условий на частоту и продольную компоненту волнового вектора  $\omega = 1, \mathcal{K}_\parallel = k - q$ , что становится возможным, если величина волнового вектора модуляции  $q$  удовлетворяет неравенству  $1 - v_g < q/k < 1 + v_g$ . Поперечное волновое число возбуждаемых электромагнитных колебаний вычисляется из дисперсионного соотношения и имеет вид  $\mathcal{K}_\perp = \sqrt{\omega^2 - \mathcal{K}_\parallel^2}$ . Таким образом, значение периода модуляции плотности, ограниченного диапазоном  $(1 - v_g, 1 + v_g)$ , определяет направление распространения

излучения относительно горизонтальной границы плазменного канала

$$\theta_1 = \arctan \left( \frac{\sqrt{v_g^2 - (1 - q/k)^2}}{1 - q/k} \right). \quad (1.14)$$

Нелинейное взаимодействие первичной плазменной волны с длинноволновым сателлитом  $k - q$  также может производить вынужденные колебания на второй гармонике частоты  $(2\omega, 2k - q)$ , которые способны распространяться со сверхсветовой фазовой скоростью и возбуждать электромагнитное излучение. Для фиксированного периода модуляции, удовлетворяющего условию  $1 - v_g < q/(2k) < 1 + v_g$ , угол излучения на удвоенной частоте отличается от угла (1.14) и имеет вид

$$\theta_2 = \arctan \left( \frac{\sqrt{v_g^2 - (1 - q/(2k))^2}}{1 - q/(2k)} \right). \quad (1.15)$$

Похожий механизм генерации обсуждался в отношении потенциальной волны, накачиваемой электронным пучком посредством двухпоточковой неустойчивости [44; 45; 84; 85]. Основная отличительная особенность лазерной кильватерной волны по сравнению с пучковой состоит в том, что её частота в точности совпадает с плазменной  $\omega_p$ , являющейся частотой отсечки для электромагнитных волн в плазме [47].

Рассмотрим распространение плазменной волны по слою предварительно ионизированной плазмы толщиной  $2l$  в декартовой геометрии. Волна движется вдоль продольной оси  $z$  вслед за возбуждающим её лазерным драйвером. Плазма ограничена в направлении по  $x$ , по  $y$  система считается однородной. Электромагнитная эмиссия на фундаментальной частоте генерируется волной электрического тока  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(x)e^{i\mathcal{K}_{\parallel}z - i\omega t} + \text{к.с.}$ , возбуждаемой сателлитом  $\mathcal{K}_{\parallel} = k - q$ . Амплитуда этой волны  $\mathbf{J}(x)$  пропорциональна амплитуде кильватерной волны и глубине модуляции. Действительно, запишем возмущение тока, связанное с рассеянием плазменной волны на модуляции плотности:  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -\delta n(x) \cos(qz) \mathbf{v}$ , где скорость электронов, осциллирующих в поле волны, выражается из уравнений движения

$$-iv_x \omega = \frac{1}{2} \Phi'_0(x) e^{ikz - i\omega t} + \text{к.с.}, \quad -iv_z \omega = \frac{ik}{2} \Phi_0(x) e^{ikz - i\omega t} + \text{к.с.} \quad (1.16)$$

Штрих обозначает производную по поперечной координате  $x$ . Подставим скорости (1.16) в выражение для амплитуды тока:

$$J_x = -\frac{\delta n(x)}{4\omega} i\Phi'_0(x), \quad J_z = \frac{\delta n(x)}{4\omega} k\Phi_0(x). \quad (1.17)$$

Электрическое поле, производимое этим током внутри плазменного слоя, также распространяется в виде бегущей волны  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(x)e^{i\mathcal{K}_{\parallel}z - i\omega t} + \text{к.с.}$ . Выражая компоненты поля этой волны через уравнения Максвелла, получим следующую систему уравнений:

$$E_z'' - Q^2 E_z = \frac{i}{\omega\varepsilon} [Q^2 J_z - i\mathcal{K}_{\parallel} J_x'] = \mathcal{F}(x), \quad (1.18)$$

$$E_x = \frac{i}{Q} (\omega J_x - \mathcal{K}_{\parallel} E_z'), \quad (1.19)$$

$$B_y = \frac{i}{Q} (\mathcal{K}_{\parallel} J_x - \omega\varepsilon E_z'), \quad (1.20)$$

где  $Q^2 = \mathcal{K}_{\parallel}^2 - \omega^2\varepsilon$  и  $\varepsilon = 1 - 1/\omega^2$ . Чтобы решить эту систему, введём для начала конечное смещение для частоты волны  $\omega = 1 - \Delta$ , которое затем будет устремлено к нулю  $\omega \rightarrow 1$ . Общее решение системы уравнений (1.18)–(1.20) выражается через компоненту  $E_z$ :

$$E_z(x) = C_1 e^{Qx} + C_2 e^{-Qx} + \mathcal{E}_z(x), \quad (1.21)$$

$$\mathcal{E}_z(x) = \frac{1}{Q} \int_{-l}^x \mathcal{F}(s) \sinh[Q(x-s)] ds. \quad (1.22)$$

Недостающие значения  $C_1, C_2$  находятся с помощью условий непрерывности тангенциальных компонент магнитного и электрического полей на границах плазменного слоя  $x = \pm l$ . В вакууме решение (1.21)–(1.22) должно сшиваться на границах плазмы с полем электромагнитной волны  $E_z = (E_0/2)e^{\pm i\mathcal{K}_{\perp}(x \pm l)}$ . Отсюда амплитуда генерируемых волн на границе плазмы выражается как

$$E_0 = 2\mathcal{K}_{\perp} \frac{\sinh(\mathcal{K}_{\parallel}l)}{\sinh(2\mathcal{K}_{\parallel}l)} \int_{-l}^l (iJ_x - J_z) e^{-\mathcal{K}_{\parallel}x} dx. \quad (1.23)$$

Мощность электромагнитного излучения, генерируемого на плазменной частоте, определяется интегралом нормальной к границе плазмы компоненты вектора плотности потока энергии

$$\frac{P_{rad}}{P_0} = \frac{1}{\mathcal{K}_{\perp}} \int_{-\infty}^{\infty} |E_0|^2 dz, \quad P_0 = \frac{m_e^2 c^5}{4\pi e^2} = 0.69 \text{ ГВт}. \quad (1.24)$$

Если период модуляции плазмы равен пространственному периоду колебаний волны  $\mathcal{K}_{\parallel} = k - q = 0$ , то мощность излучения (1.24) определяется продольной компонентой электрического тока:

$$\frac{P_{rad}}{P_0} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \left| \int_{-l}^l J_z dx \right|^2. \quad (1.25)$$

Пусть в общем случае амплитуда модуляции плотности обладает Гауссовым поперечным профилем  $\delta n(x) = \delta n \exp(-x^2/\sigma_n^2)$  с характерной шириной  $\sigma_n$ . Если ширина плазменного слоя существенно превышает размер лазерного импульса ( $l \gg \sigma$ ), то интегрирование в выражении (1.23) может быть распространено до бесконечных пределов. В таком случае соответствующий интеграл может быть вычислен аналитически:

$$E_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\delta n \Phi_0 \sigma_0 \mathcal{K}_{\perp}}{\sqrt{2 + \sigma^2/\sigma_n^2}} \frac{\sinh(\mathcal{K}_{\parallel} l)}{\sinh(2\mathcal{K}_{\parallel} l)} \times \\ \times \exp\left(\frac{\mathcal{K}_{\parallel}^2 \sigma^2}{4(2 + \sigma^2/\sigma_n^2)}\right) \left(k + \frac{2\mathcal{K}_{\parallel}}{2 + \sigma^2/\sigma_n^2}\right). \quad (1.26)$$

В случае  $\mathcal{K}_{\parallel} = 0$  эмиссия происходит под углом  $\theta_1 = 90^\circ$  к границе плазмы, а амплитуда излучаемой волны имеет вид

$$E_0 = \frac{\sqrt{\pi} \delta n \Phi_0 \sigma_0}{4v_g \sqrt{2 + \sigma^2/\sigma_n^2}}. \quad (1.27)$$

Тогда соответствующая мощность излучения записывается как

$$\frac{P_{rad}}{P_0} = \frac{\pi(\delta n \Phi_0)^2 \mathcal{R} \sigma_n \sigma_0}{16v_g^2 \sqrt{2 + \sigma_0^2/\sigma_n^2}}. \quad (1.28)$$

Из выражения (1.27) видно, что амплитуда излучаемой волны растёт линейно с увеличением размера фокусного пятна  $\sigma_0$ . Кроме того, если профиль модуляции ионной плотности однороден в поперечном направлении, то есть  $\sigma_n \rightarrow \infty$ , амплитуда  $E_0$  становится независимой от продольной координаты  $z$ . Этот результат объясняется тем, что уменьшение амплитуды волны  $\Phi \propto 1/|z|$  вследствие дифракционного расплывания лазерного импульса полностью компенсируется увеличением объёма плазмы, растущего линейно  $V \propto |z|$  в декартовой геометрии. В результате уровень интенсивности излучения на фундаментальной гармонике практически не снижается даже на значительном удалении от точки фокуса [47].

Далее с помощью численного моделирования будет продемонстрировано, что электромагнитные волны, генерируемые коротким лазерным драйвером в модулированной плазме, действительно однородны по продольной координате, если рассматривать относительно малые величины  $\sigma_0$ . С увеличением размера фокуса и толщины плазмы эффективность генерации будет уменьшаться вследствие экранировки излучения. Формально плазма прозрачна для ЭМ колебаний на плазменной частоте, однако их распространение через плазменный объём занимает конечное время, которое обусловлено диффузией излучения. В случае лазерного драйвера, который быстро уходит из системы, не обеспечивая длительную подкачку энергии кильватерной волны, процесс генерации излучения ограничен временем существования источника тока. По этой причине оптимальная ширина плазмы ограничена расстоянием, на которое способны диффундировать ЭМ волны за время жизни плазменной волны. Приведённое здесь теоретическое рассмотрение построено для стационарной задачи генерации излучения в присутствии постоянного источника плазменных колебаний и не описывает процессы затухания и диффузии. Таким образом, для того, чтобы определить допустимые размер лазерного импульса  $\sigma_0$  и ширину плазменного слоя  $2l$ , а также проверить адекватность предложенной теории, необходимо использовать численное моделирование, которое позволит изучить динамику системы во времени.

### 1.3 Численная модель

Моделирование динамики системы осуществляется с помощью метода частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC). Некоторые особенности реализации используемого кода описаны в работах [46; 47; 60; 84]. В рамках метода частиц в ячейках большое количество электронов или ионов плазмы, формирующих плотность  $n_0$ , заменяется конечным набором модельных частиц, каждая из которых моделирует собой множество реальных зарядов. Непрерывная функция распределения плазмы заменяется дискретной суммой по макро-частицам

$$\tilde{f}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \int f(\mathbf{r}', \mathbf{v}, t) S(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \sum_j S(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(t)) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_j(t)), \quad (1.29)$$

где пространственная форма частицы с индексом  $j$  задаётся функцией  $S(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(t))$ , а  $\mathbf{r}_j(t)$  и  $\mathbf{v}_j(t)$  — координата и скорость её центра. Форма частицы задаётся сплайнами  $m$ -порядка. Чем глаже ядро и выше степень сплайна, тем лучше аппроксимация и меньше шумов. В данной работе все представленные результаты моделирования соответствуют параболическому ядру второго порядка. В двумерной декартовой геометрии, для примера, форма частицы имеет вид  $S(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(t)) = W(x, x_j)W(z, z_j)$ , где

$$W(\zeta, \zeta_j) = \begin{cases} 3/4 - \delta^2, & |\delta| = \frac{|\zeta - \zeta_j|}{d\zeta} < 1/2, \\ (3/2 - |\delta|)^2/2, & 1/2 \leq |\delta| \leq 3/2, \\ 0, & |\delta| > 3/2. \end{cases} \quad (1.30)$$

На Рисунке 1.2а показан пример параболического форм-фактора модельной частицы  $S(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(t))$ .

Частицы плазмы в моделировании движутся в самосогласованных электромагнитных полях:

$$\frac{d\mathbf{p}_j(t)}{dt} = q_j \left( E_j + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_j \times \mathbf{B}_j] \right), \quad \frac{d\mathbf{r}_j(t)}{dt} = \mathbf{v}_j, \quad (1.31)$$

которые соответствуют характеристикам кинетического уравнения Власова

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{d\mathbf{p}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0. \quad (1.32)$$

Численное решение уравнений движения осуществляется с использованием схемы с перешагиванием в магнитном поле (Рисунок 1.2б), описанной в работе [91].

Электрические и магнитные поля эволюционируют согласно уравнениям Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.33)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.34)$$

для которых уравнения  $\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho$  и  $\text{div } \mathbf{B} = 0$  используются как начальные условия при одновременном выполнении уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \mathbf{J} = 0. \quad (1.35)$$

В численном моделировании поля вычисляются методом конечных разностей во временной области (Finite-Difference Time Domain, FDTD) на сетке и разнесены

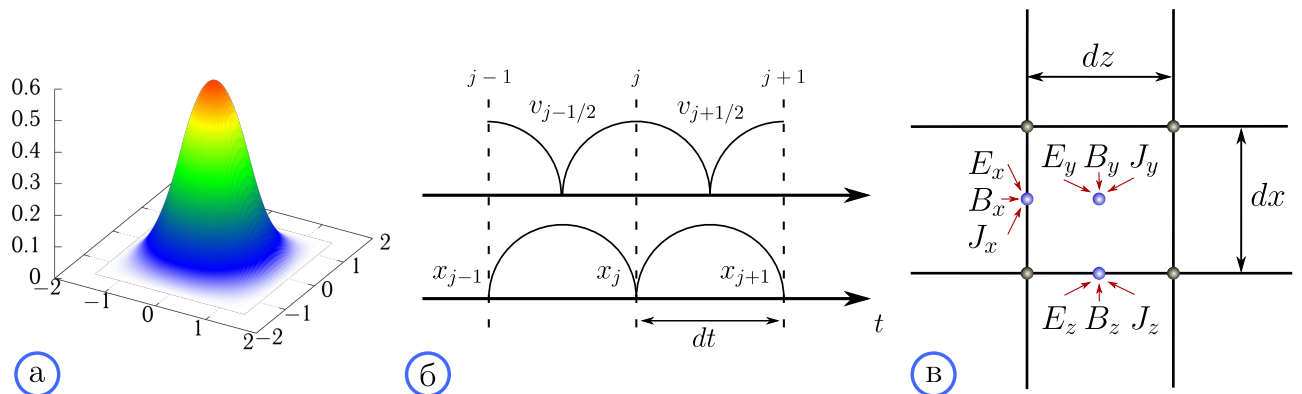


Рисунок 1.2 — (а) Пространственная форма  $S(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(t))$  модельной частицы, представленная сплайнами второго порядка (1.30); (б) схема Бориса с перешагиванием для простого случая без магнитного поля. В магнитном поле вычисления скорости разбивается на три этапа: половина шага движения в электрическом поле, вращение в магнитном поле, завершение шага в электрическом поле; (в) вычислительная сетка, разные компоненты полей и токов смещены на пол шага относительно друг друга и узлов сетки

по пространству согласно схеме, описанной в работе [92] и показанной на Рисунке 1.2в. Плотность заряда выражается через форм-фактор частиц и их заряд

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_j q_j S(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(t)), \quad (1.36)$$

электрические токи вычисляются на основе сохраняющей заряд схемы Есиркепова [93].

Размер пространственного шага сетки  $\Delta x = \Delta z$  определяется каждый раз под конкретные параметры задачи таким образом, чтобы разрешать значимые колебания. В большинстве рассмотренных случаев достаточно, чтобы шаг сетки позволял описывать ленгмюровские колебания. В отдельных расчётах требовалось разрешать лазерную длину волны, что будет обсуждаться отдельно. Для устойчивости численной схемы необходимо, чтобы временной шаг  $\Delta t$  не превышал  $0.5\Delta x$ .

По краям системы расположены поглощающие слои. Возбуждённое в плазме излучение затухает по мере распространения по этим слоям в  $k$  раз, где коэффициент  $k < 1$  зависит от расстояния, пройденного по слою [94]. Вычисляя затем поглощённую энергию полей на каждом шаге, суммируя и усредняя по колебаниям, получим энергию сгенерированных ЭМ волн.

Схема вычислительной области для задачи, рассматриваемой в данной главе, показана на Рисунке 1.3. Воздействие лазерного импульса на частицы среды

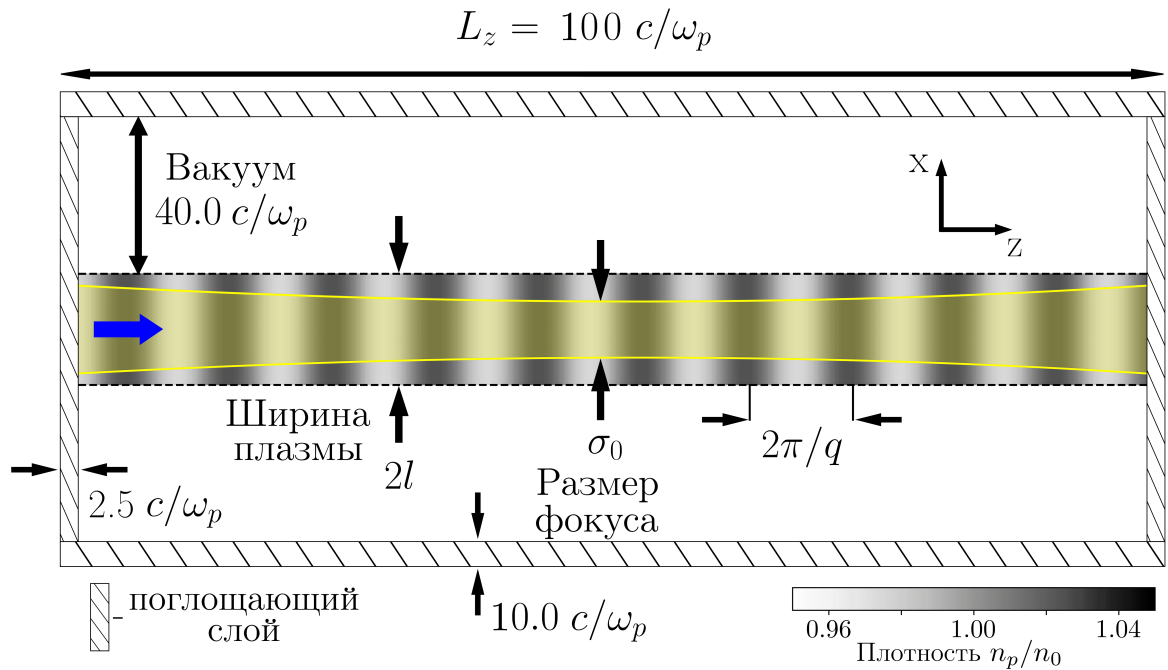


Рисунок 1.3 — Схема вычислительной области

описывается добавлением пондеромоторной силы в правую часть уравнений движения (1.31). Лазерный импульс инжектируется в предварительно ионизованную плазму через левую границу. На границах области пондеромоторная сила плавно уменьшается до нуля, чтобы избежать возникновения переходного излучения. Лазерный импульс фокусируется в центр системы. Плотность плазмы промодулирована в продольном направлении с волновым числом  $q$  и глубиной  $\delta n = 0.025$ , поперечный профиль однороден ( $\sigma_n = \infty$ ). Слой плазмы отделён от верхней и нижней стенок вакуумными промежутками. Для частиц установлены отражающие граничные условия. Моделирование в этой главе выполнено на сетке  $\Delta x = \Delta z = 0.05 c/\omega_p$  с временным шагом  $\Delta t = 0.025 \omega_p^{-1}$ , используя 100 макрочастиц с параболической формой. Изначально электроны обладают максвелловским распределением с температурой  $T = 10$  эВ, значение которой выбрано из соображений устойчивости вычислительной схемы. Ионы считаются неподвижными [47].

#### 1.4 Результаты численного моделирования

Исследуем зависимость амплитуды излучения на первой гармонике плазменной частоты от продольной координаты. Лазерный импульс, фокусируемый

в пятно размером  $\sigma_0 = 1.5 c/\omega_p$ , с амплитудой безразмерного векторного потенциала в фокусе  $a_0 = 0.7$ , частотой  $\omega_0 = 25.8\omega_p$  и оптимальной длительностью  $\tau\omega_p = 3.45$  инжектируется в плазменный канал шириной  $2l = 4\sigma_0 = 6 c/\omega_p$ , промодулированный по гармоническому закону с периодом  $q = k$  (Рисунок 1.4). Размерные значения выбранных параметров зависят от конкретной плотности плазмы. Так при  $n_0 = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  генерация будет осуществляться лазерным импульсом с длиной волны 10.6 мкм и длительностью 500 фс на частоте 1.1 ТГц. При более высокой плотности  $n_0 = 2.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  эти параметры соответствуют более короткой длине волны лазера 800 нм и длительности  $\tau = 38$  фс с частотой излучения 14.5 ТГц.

При выбранных параметрах системы размер лазерного импульса на границе вычислительной области вследствие дифракции превышает его размер в фокусе в два раза. Однако, несмотря на это, максимальная амплитуда  $E_0$  фундаментальной гармоники излучения  $\omega_p$  действительно остаётся постоянной вдоль всей длины системы, как предсказывает формула (1.27) (Рисунок 1.4а). Электрические поля  $E_z(x, z)$  и  $E_x(x, z)$  в зависимости от продольной и поперечной координат в момент времени  $t = 130 \omega_p^{-1}$  представлены на Рисунках 1.4в и 1.4г. Излучение на первой гармонике плазменной частоты распространяется строго поперёк оси системы  $\theta_1 = \pi/2$ , в соответствии с формулой (1.14), а излучение на второй гармонике происходит под острым углом  $\theta_2 = \pi/3$  в согласии с (1.15). Весь объём плазмы излучает волны в одной фазе, что позволит когерентно суммировать их фокусирующими линзами. На Рисунке 1.4б представлена зависимость поля излучения  $E_z$  от времени в точке, отмеченной зелёной звездой на Рисунке 1.4в. Эта зависимость показывает, что амплитуда электромагнитных волн достигает предсказываемого теоретического значения и сохраняется на этом уровне в течение ограниченного периода времени, а затем постепенно уменьшается. Снижение амплитуды излучаемых волн связано с перекачкой энергии из доминирующей  $k = 1$  плазменной волны в неизлучающие моды колебаний вследствие нелинейных процессов более высокого порядка. За время  $\tau_R \sim 100 \omega_p^{-1}$  амплитуда фундаментальной гармоники уменьшается в  $\sqrt{2}$  раз, этот временной интервал в дальнейшем будет использован как оценка длительности импульсов электромагнитного излучения. Фурье-спектр продольного поля  $E_z$  в отмеченной звездой точке представлен на Рисунке 1.4д. В этой области большая часть излучения происходит на первой гармонике плазменной частоты. Ширина спектральной линии на половине высоты вблизи  $\omega_p$  составляет

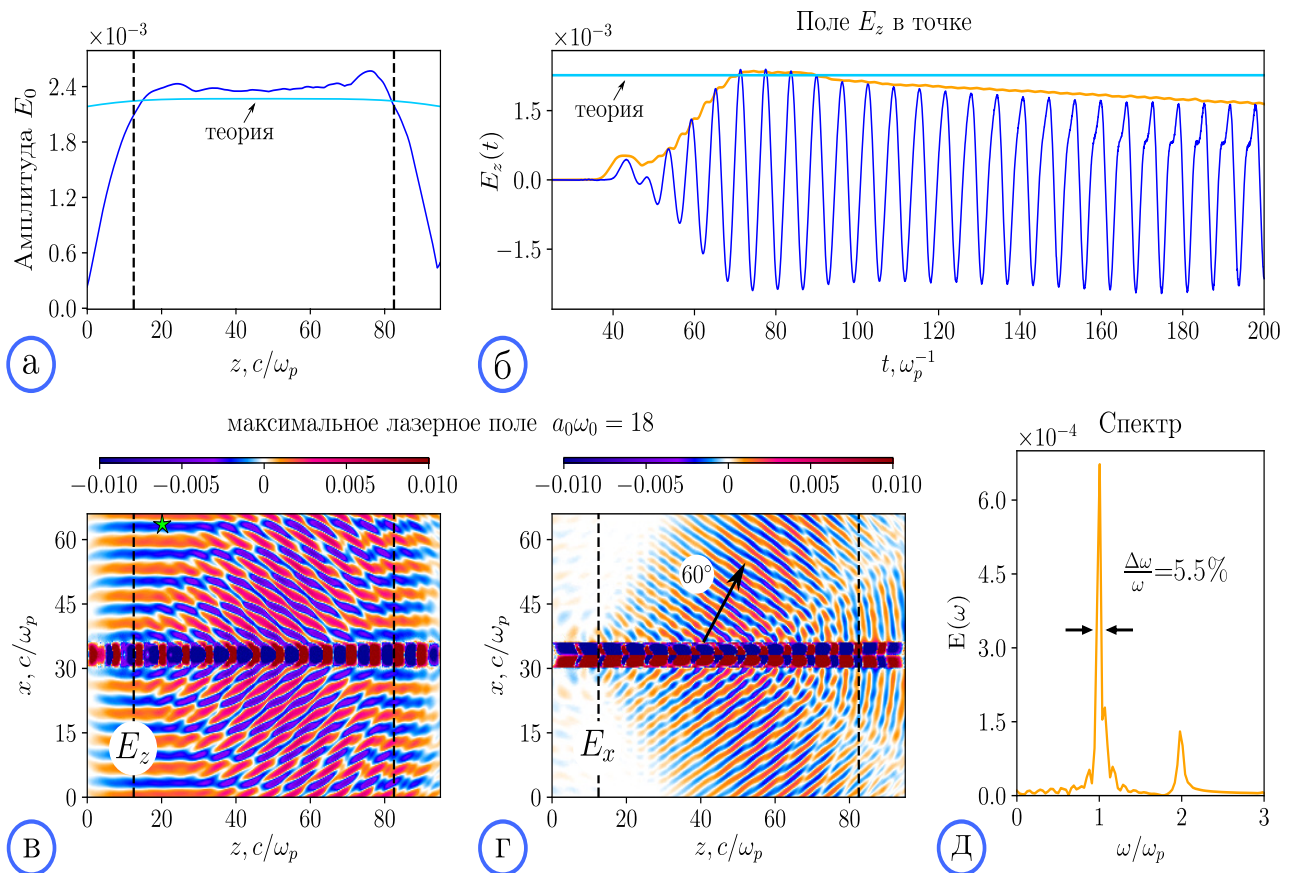


Рисунок 1.4 — Результаты численного моделирования для случая  $\sigma_0 = 1.5 c/\omega_p$ ,  $a_0 = 0.7$ ,  $2l = 6 c/\omega_p$ ,  $q = k$ : (а) максимальная амплитуда  $E_0$  излучаемой электромагнитной волны на плазменной частоте как функция продольной координаты  $z$  (пунктирные вертикальные линии обозначают переходную область, где пондеромоторная сила плавно включается/выключается); (б) история  $E_z$ -поля, измеренного в отдельной точке пространства, обозначенной зелёной звёздочкой на карте электрического поля  $E_z(x, z)$ ; (в) карта электрического поля  $E_z(x, z)$  в момент времени  $t = 130\omega_p^{-1}$ ; (г) карта поля  $E_x(x, z)$  в момент времени  $t = 130\omega_p^{-1}$ ; (д) Фурье спектр  $E_z$ -поля, показанного на (б)

$\sim 5\%$ . В отличие от фундаментальной эмиссии, генерация  $2\omega_p$  гармоники пропорциональна квадрату поля кильватерной волны и локализована в области его максимальной интенсивности вблизи фокуса. Более подробно излучение второй гармоники будет обсуждаться в Главе 2.

Исследуем, как зависит амплитуда ЭМ эмиссии  $E_0$  на частоте  $\omega_p$  от величины фокусного пятна  $\sigma_0$ . Для этого проведём серию численных расчётов с различными значениями  $\sigma_0$  и пропорционально меняющейся шириной плазмы  $l = 2\sigma_0$  при фиксированных значениях  $a_0 = 0.7$  и  $q = k$ . Результаты представле-

ны на Рисунке 1.5. С увеличением размера фокуса увеличивается излучающий объём плазмы и количество энергии, вносимое в систему. Аналитическая теория предсказывает, что в декартовой геометрии амплитуда излучения и эффективность генерации, определяемая как отношение излучённой энергии к энергии лазерного импульса, должны расти линейно с  $\sigma_0$ . Однако численное моделирование демонстрирует более быстрый рост  $E_0$  и  $\eta$ . Этот рост насыщается при

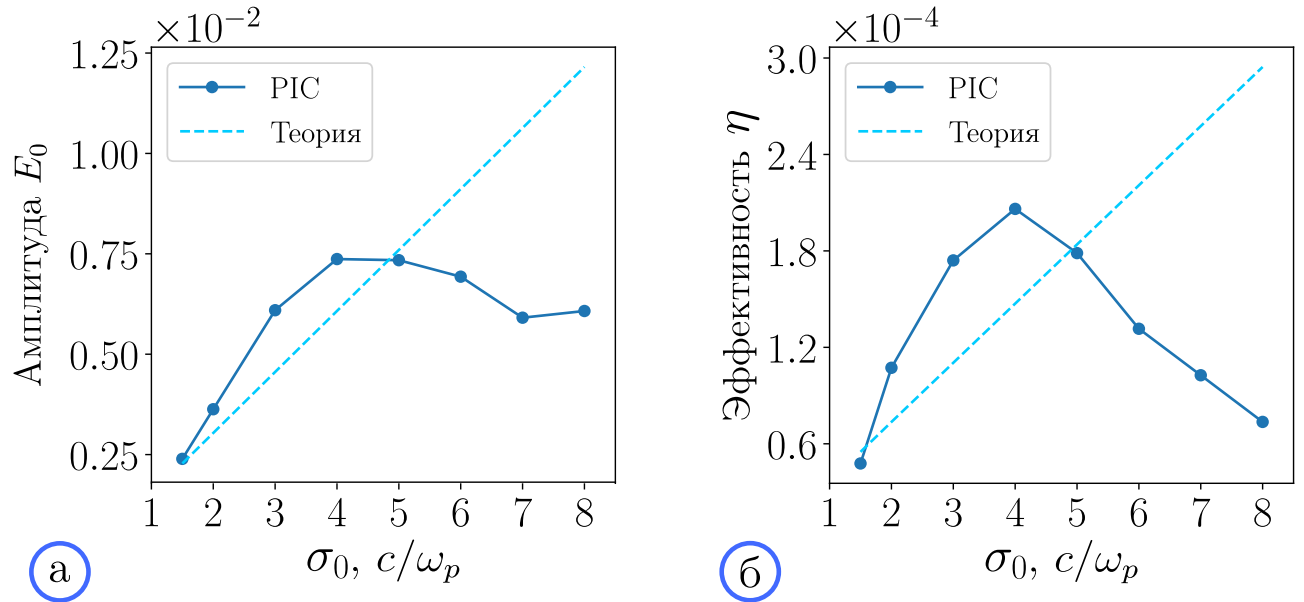


Рисунок 1.5 — (а) Максимальная амплитуда  $E_0$  излучения на частоте  $\omega_p$  как функция размера лазерного фокуса  $\sigma_0$  для фиксированной амплитуды лазера  $a_0 = 0.7$  и пропорционально меняющейся ширины плазмы  $2l = 4\sigma_0$ ; (б) эффективность конверсии энергии лазера в энергию ТГц излучения как функция  $\sigma_0$  (для вычисления полной энергии  $\omega_p$ -излучения  $P_{rad}\tau_R$  теоретически используется характерная длительность излучения  $\tau_R = 120 \omega_p^{-1}$ )

$\sigma_0 = 4 c/\omega_p$ , затем происходит спад. Увеличение интенсивности электромагнитной эмиссии выше уровня стационарного дипольного излучения объясняется диффузионным характером процесса, происходящего на частоте отсечки ЭМ волн. Увеличение толщины плазменного слоя приводит к увеличению времени, которое требуется, для того чтобы излучение покинуло плазму, в результате чего происходит накопление и существенное усиление ЭМ колебаний [47; 48]. Подобный эффект наблюдался также в работах [55; 87].

Для проверки этой идеи был проведён ряд дополнительных расчётов с различной толщиной плазменного слоя. В центре слоя задавался продольный электрический ток с фиксированной амплитудой  $J = J_0(t) \sin t$ , осциллирующий на плазменной частоте и локализованный в одной ячейке в поперечном

направлении. Амплитуда электрического тока не зависела от продольной координаты системы и оставалась постоянной во времени после короткой стадии постепенного нарастания. Как можно видеть из Рисунка 1.6а, наличие окружающего плазменного слоя действительно приводит к увеличению энергии излучённых электромагнитных волн, поглощённых на границе системы за время  $t\omega_p \in (0, 300)$ . Относительно тонкий плазменный слой  $2l = 2c/\omega_p$  почти полностью прозрачен для излучения на первой гармонике  $\omega_p$  (Рисунок 1.6в). Амплитуда излучаемой волны быстро устанавливается на постоянном уровне, который достигался бы в отсутствии плазмы (оранжевая линия). При увеличении толщины слоя (Рисунок 1.6г-е) возникает переходный процесс, в ходе которого излучение выходит из слоя с увеличивающейся задержкой и обладает большей амплитудой. По прошествии этого процесса устанавливается стационарное решение. Период времени  $\tau_*$ , необходимый для выхода амплитуды излучения на стационарный уровень, подчиняется типичной диффузионной зависимости от ширины плазмы  $\tau_* \propto (2l)^2$  (Рисунок 1.6б).

Для лазерной кильватерной волны с ограниченным энергозапасом усиление интенсивности ЭМ эмиссии ограничено временем жизни волны и может наблюдаться только в достаточно тонкой плазме. Таким образом, представленная теоретическая модель может быть использована для оценки максимальной интенсивности  $\omega_p$ -излучения для лазерных драйверов с размером фокусного пятна до  $\sigma_0 = 4 - 5 c/\omega_p$ . Аналогичный вывод даёт зависимость эффективности конверсии лазерной энергии в энергию излучения  $\eta = \mathcal{W}_R/\mathcal{W}_L$  (Рисунок 1.5б), измеренная в численном моделировании за время  $\tau_R = 120 \omega_p^{-1}$ .

Изучим также, позволяет ли представленная теория корректно описывать излучение, распространяющееся под углом по отношению к продольной оси системы, то есть при  $k \neq q$ . Для этого рассмотрим случай  $\mathcal{K}_{\parallel} = k - q = 0.2$  при фиксированных  $\sigma_0 = 4c/\omega_p$  и  $a_0 = 0.7$ . На Рисунке 1.7 представлены результаты численного моделирования: карта продольного электрического поля  $E_z$  для выбранного  $q$  и зависимость максимальной амплитуды фундаментальной гармоники от координаты  $z$  в сравнении с теоретическим уровнем. Как можно видеть, угол генерации излучения и амплитуда электрического поля уменьшаются до значений  $\theta_1 = 78^\circ$  и  $E_0 = 0.003$  и находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями (1.14) и (1.26).

Максимальная эффективность излучения, наблюдаемая в представленных РС-расчётах (Рисунок 1.5б), достигается при  $\sigma_0 = 4c/\omega_p$  и превышает уро-

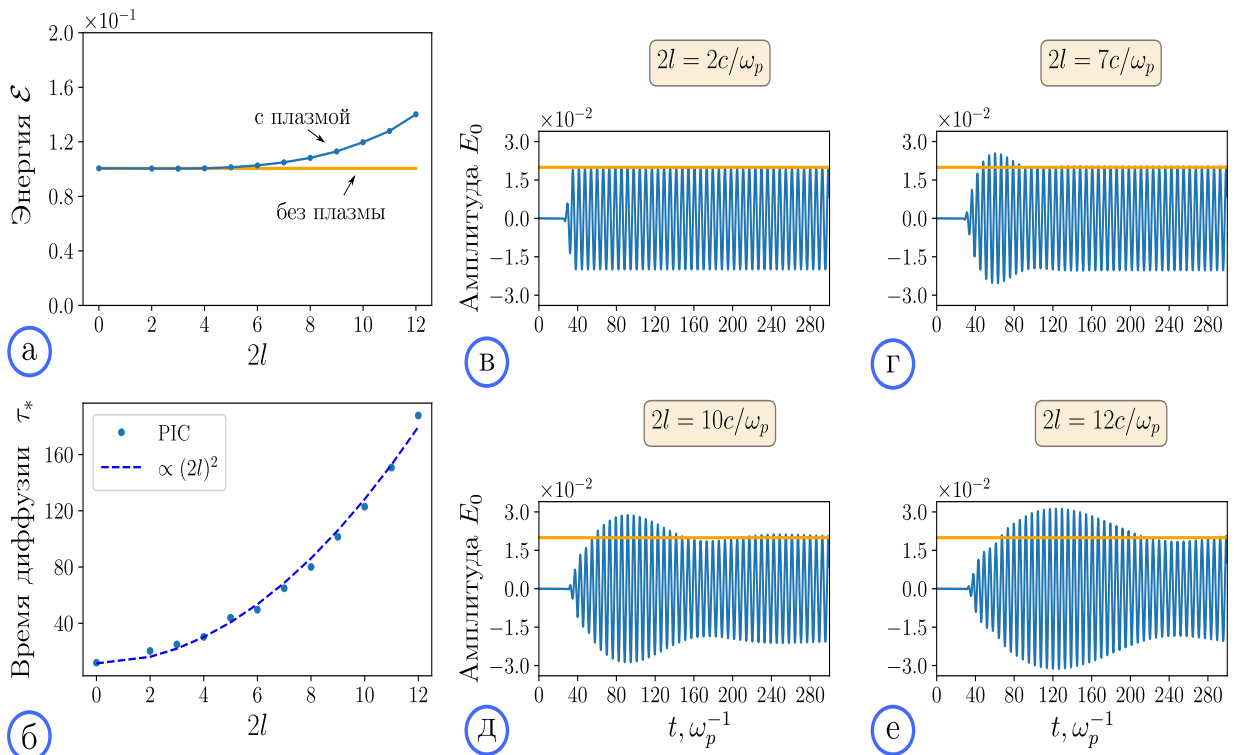


Рисунок 1.6 — Моделирование электромагнитной эмиссии, возбуждаемой электрическим током  $J_0 \sin t$  в плазме с разной шириной  $2l$ , меняющейся от 0 до  $12c/\omega_p$ : (а) поглощённая энергия излучения как функция ширины, (б) время  $\tau_*$ , необходимое для установления стационарной амплитуды излучения при разной ширине  $2l$ ; (в)-(е) временная зависимость амплитуды излучения для разных  $2l$  (синим), оранжевая линия обозначает уровень вакуумного излучения

вень  $2 \cdot 10^{-4}$ . Моделирования в данном случае проводились при фиксированной длине системы, которая для случая  $\sigma_0 = 4c/\omega_p$  соответствовала  $L_z \approx \mathcal{R}/3$ . Однако, согласно теоретическим оценкам, полная длина области излучения составляет  $L_z = 10\mathcal{R}$ , поэтому полная эффективность конверсии лазерной энергии в энергию электромагнитной эмиссии на самом деле существенно превышает значение, полученное в моделировании. С помощью PIC моделирования при  $\sigma_0 = 1.5c/\omega_p$  (Рисунок 1.4) было показано, что скейлинг  $\eta \propto L_z$  справедлив на масштабах, как минимум, до  $L_z = 2.24\mathcal{R}$ . С учётом этих поправок, данная схема генерации ТГц излучения предсказывает эффективность на уровне  $10^{-3}$  от энергии лазерного импульса [47; 48].

Ниже приведены оценки, демонстрирующие, каким значениям в размерных величинах соответствуют обсуждаемые в этой главе параметры. Чтобы воспроизвести эффект независимости амплитуды излучения от продольной координаты на масштабах нескольких длин Рэлея, предлагается рассматривать

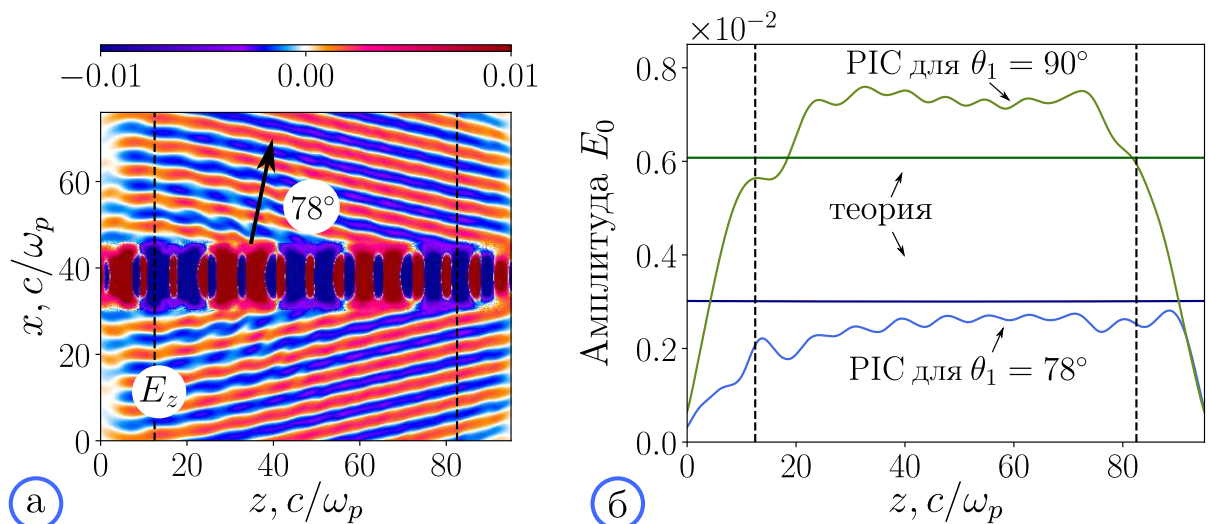


Рисунок 1.7 — (а) Карта электрического поля  $E_z(x, z)$  в момент времени  $t = 130$  в режиме генерации излучения под углом ( $q/k = 0.8$ ,  $\sigma_0 = 4$ ,  $a_0 = 0.7$ ); (б) профили амплитуды излучаемой волны  $E_0(z)$  для строго поперечного излучения ( $\theta_1 = 90^\circ$ ) и для излучения под углом ( $\theta_1 = 78^\circ$ )

плазменный слой, вытянутый в направлении  $y$ , так что  $L_y \gg L_z$ . Плазма такой геометрии может быть создана предварительным импульсом ионизирующего лазера в прозрачной трубке соответствующей формы. Периодическая модуляция плотности экспериментально может быть создана с помощью аксиконных линз или встречных лазерных импульсов [95; 96]. Другой способ — возбуждение стоячей звуковой волны с помощью расположенных по краям трубки колеблющихся мембран, в которых имеются соответствующие отверстия для ввода и вывода лазерного излучения. Для примера рассмотрим  $\text{CO}_2$  лазерный импульс с полной энергией 20 Дж и длительностью  $\tau = 500$  фс, фокусирующийся в пятно с размером  $\sigma_0 = 0.17$  мм по оси  $x$  и поперечным размером  $L_y = 4$  мм в плазме со средней электронной плотностью  $n_0 = 1.5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ . Будем считать, что плазма создаётся другим лазерным импульсом в результате ионизации газа, в котором возбуждена звуковая волна малой амплитуды ( $\delta n/n_0 = 2.5\%$ ) с периодом  $2\pi/q = 0.27$  мм. Размер излучающей области оценивается как  $L_x \times L_y \times L_z = 0.7$  мм  $\times$  4 мм  $\times$  90 мм. При эффективности эмиссии 0.3% полная энергия электромагнитного излучения фундаментальной моды на частоте 1.1 ТГц достигает 60 мДж при длительности 17 пс в каждой точке вдоль оси системы. Тот же набор безразмерных параметров может рассматриваться для эффективной генерации перестраиваемого по частоте узкополосного излучения на более высоких частотах (5 – 20 ТГц) при использовании плазмы более высокой плотности. Так, например, используя Ti:Sapphire лазерную систему (800 нм, 20 Дж), способную

производить более короткие импульсы (длительностью 39 фс), можно генерировать узкополосное излучение на частоте 14.5 ТГц с той же самой энергией и длительностью 1.3 пс. Лазерный импульс при этом должен быть сфокусирован в пятно размером  $\sigma_0 = 13$  мкм в плазму с периодом модуляции плотности 21 мкм. Размер плазменной системы в этом случае:  $L_x \times L_y \times L_z = 50$  мкм  $\times$  4 мм  $\times$  7 мм.

## 1.5 Заключение

В рамках данной главы было показано, что распространение плазменной кильватерной волны, возбуждаемой коротким дифрагирующим лазерным импульсом, по слою плазмы с периодически промодулированным профилем плотности приводит к генерации интенсивного электромагнитного излучения на первой гармонике плазменной частоты. Несмотря на дифракцию лазерного импульса, интенсивность электромагнитной эмиссии остаётся однородной в направлении вдоль оптической оси лазера на масштабе нескольких длин Рэля. Численное моделирование методом частиц в ячейках продемонстрировало хорошее согласие с аналитической теорией при относительно небольшой толщине плазменного слоя  $L_x < 20 c/\omega_p$ . При такой толщине электромагнитное излучение на частоте отсечки не только проникает диффузионным образом через плазму, но и увеличивает в ходе этого процесса свою интенсивность. Согласно теоретическим оценкам, электромагнитная эмиссия на плазменной частоте в такой схеме обладает узкой спектральной линией (5%) и достигает эффективности оптико-терагерцового преобразования на уровне 0.3%.

## Глава 2. Излучение на второй гармонике плазменной частоты по механизму пучково-плазменной антенны

Эксперименты по инъекции 10 МВт-ного электронного пучка в плазму на многопробочной ловушке ГОЛ-3 (ИЯФ СО РАН) [41—43] продемонстрировали возможность генерировать электромагнитное излучение вблизи второй гармоники плазменной частоты с эффективностью, достигающей, согласно оценкам,  $\sim 1\%$  мощности пучка. Важной особенностью данных экспериментов был малый диаметр самого электронного пучка и ионизируемой им плазмы, которые были сравнимы с длиной плазменной волны  $d_b \sim \lambda_b$ . Для такой постановки задачи неприменимы методы, разработанные в приближении бесконечно протяжённой среды. Для описания механизма возбуждения электромагнитной эмиссии из тонкого плазменного слоя был предложен подход, получивший название механизма пучково-плазменной антенны [46]. Предложенное теоретическое рассмотрение показало, что такая система может возбуждать ЭМ излучение подобно дипольной антенне, если плотность плазмы содержит периодическое возмущение плотности малой амплитуды ( $\delta n/n_0 \sim$  несколько процентов). В гидродинамическом режиме развития двухпоточковой неустойчивости рассеяние электронов, движущихся в поле наиболее неустойчивой пучковой моды с  $\omega_b \lesssim \omega_p$  и  $k_{\parallel}$ , на модуляции с периодом  $2\pi/q$  возбуждает сателлит  $k_{\parallel} - q$ :

$$(\omega_b, k_{\parallel}) + (0, q) \rightarrow (\omega_b, k_{\parallel} - q). \quad (2.1)$$

При некоторых значениях  $q$  эта волна становится сверхсветовой и может попадать в резонанс с вакуумными электромагнитными полями, генерируя излучение. В работах [15; 45] было показано, что основную роль в генерации ЭМ излучения для случая, когда пространственный период модуляции совпадает с длиной плазменной волны, играют тонкие приграничные слои размером порядка глубины скин-слоя  $\delta \sim c/\omega_b$ . Этот результат объясняет наблюдаемое в экспериментах увеличение интенсивности эмиссии при уменьшении поперечного размера пучка [41—43]. PIC моделирование непрерывной инъекции электронов в плазму с предварительно созданной модуляцией ионной плотности продемонстрировало эффективность  $\omega_p$ -излучения на уровне 10% [45]. Самосогласованно нарастающая под действием ponderomotorной силы локализованной пучковой волны периодическая модуляция плотности приводит к генерации ЭМ волн с

эффективностью 1% [84]. Для случая произвольного  $q$  в работе [44] были обнаружены условия, когда плазма становится прозрачной для электромагнитных мод с частотой  $\omega_b$  и в относительно более широкой плазме  $\sim 5 - 10 c/\omega_p$ .

Приведённые выше исследования были посвящены описанию электромагнитной эмиссии на фундаментальной гармонике, в то время как в эксперименте на установке ГОЛ-3 из-за ограничения диапазона используемого диагностического оборудования излучение детектировалось только вблизи второй гармоники плазменной частоты. Результаты численного моделирования инжекции тонкого электронного пучка в плазму при параметрах, близких к параметрам эксперимента, показали [46; 85], что интегральная мощность излучения на первой и второй гармониках  $\omega_p$  обладают сравнимыми значениями, однако детального исследования характеристик излучения проведено не было. Глава 1 данной работы также посвящена развитию механизма плазменной антенны в отношении излучения на фундаментальной частоте, при этом при выбранных параметрах наблюдается также излучение на удвоенной частоте (Рисунок 1.4). Данная глава посвящена исследованию генерации излучения на второй гармонике плазменной частоты, возбуждаемого электронным пучком в периодически модулированном плазменном слое [47; 49]. Электромагнитная эмиссия в такой системе возникает вследствие нелинейного взаимодействия между первичной пучковой модой и сателлитом с волновым вектором  $k_{\parallel} - q$ , а также в результате рассеяния второй гармоники неустойчивой пучковой волны на модуляции плотности:

$$(\omega_b, k_{\parallel}) + (\omega_b, k_{\parallel} - q) \rightarrow (2\omega_b, 2k_{\parallel} - q), \quad (2.2)$$

$$(2\omega_b, 2k_{\parallel}) + (0, -q) \rightarrow (2\omega_b, 2k_{\parallel} - q). \quad (2.3)$$

Несмотря на то, что по теории возмущений рассматриваемый процесс является взаимодействием второго порядка  $\delta n E_0^2$  по амплитуде плазменной волны, его эффективность может достигать нескольких процентов, поскольку, как будет показано далее, она обратно пропорциональна диэлектрической проницаемости плазмы  $\epsilon_b = 1 - \omega_p^2/\omega^2$  для  $\omega = \omega_b = \omega_p - \delta$ , также являющейся малым параметром в этой задаче [47].

## 2.1 Релаксация электронного пучка в плазме и возбуждение продольных плазменных колебаний

Рассмотрим кратко процесс возбуждения продольной плазменной волны вследствие развития двухпоточковой неустойчивости электронного пучка в плазме. Более подробное исследование этого вопроса можно найти, например, в [97]. В данном разделе приведены только те соотношения, которые необходимы в дальнейшем изложении.

Рассмотрим взаимодействие моноэнергетического электронного пучка малой плотности  $n_b/n_p \ll 1$  с однородной плазмой в гидродинамическом приближении, когда в резонанс с раскачиваемой им волной попадает существенная доля электронов пучка  $\Gamma \gg k\Delta v_b$  (где  $\Gamma$  обозначает инкремент нарастания неустойчивости, а  $\Delta v_b$  — разброс скоростей пучка). В этом режиме развитие неустойчивости приводит к возбуждению одной доминирующей моды плазменных колебаний. В присутствии продольного магнитного поля  $B_0$  с величиной, достаточной для подавления поперечного движения электронов, электронный пучок раскачивает преимущественно продольные колебания плазмы, удовлетворяющие условию черенковского резонанса  $\omega - k_{\parallel}v_b = 0$ . В линейном приближении инкремент нарастания наиболее неустойчивой плазменной волны имеет вид  $\Gamma = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \frac{n_b^{1/3}}{\gamma_b}$ , где  $\gamma_b = (1 - v_b^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор пучка, вычисленный по безразмерной скорости пучка  $v_b$  (в единицах  $c$ ). Частота возбуждаемой волны близка к плазменной, отличаясь от неё на малую поправку, пропорциональную относительной плотности пучка:

$$\omega_b = 1 - \frac{n_b^{1/3}}{2^{4/3}\gamma_b}. \quad (2.4)$$

Величина магнитного поля  $\Omega_e/\omega_p = eB_0/(m_e c)/\omega_p$ , необходимая для подавления косых неустойчивостей пучка, в гидродинамическом режиме определяется максимальной величиной поперечного инкремента и пропорциональна  $n_b^{1/3}$ . В более реалистичной постановке задачи эта величина определяется из баланса кинетических эффектов, возникающих как следствие конечных температур пучка и плазмы [98].

Линейный рост амплитуды неустойчивой волны ограничивается захватом электронов пучка полем этой волны и формированием квазистационарной волны

Бернштейна-Грина-Крускала (БГК) [99]:

$$E(t, z) = E_{\text{БГК}} \cos(k_{\parallel} z - \omega_b t), \quad k_{\parallel} = \omega_b / v_b. \quad (2.5)$$

Амплитуда насыщения волны определяется равенством частоты баунс-колебаний электронов, захваченных в потенциальную яму волны,  $\Omega_b = \sqrt{keE_{\text{БГК}}/m}$  и величины максимального инкремента двухпоточковой неустойчивости:  $E_{\text{БГК}} \simeq \gamma_b^3 \Gamma^2 v_b$ .

В процессе развития неустойчивости электронный пучок раскачивает плазменную волну, одновременно взаимодействуя с ней. По мере роста амплитуды волны частицы пучка захватываются в потенциальные ямы поля волны и, совершая баунс-колебания, перемешиваются в фазовом пространстве. В результате область эффективного энергообмена электронного пучка с плазменной волной ограничена расстоянием, которое проходит пучок за время развития неустойчивости  $L \approx 3v_b/\Gamma$ . За пределами этой области электронный пучок имеет сильно модифицированное распределение, что затрудняет эффективное возбуждение колебаний в более отдалённых от инжектора областях [46; 47].

## 2.2 Теория пучково-плазменной антенны для второй гармоники излучения

Рассмотрим генерацию излучения вблизи второй гармоники  $\omega_p$  тонким электронным пучком с относительной плотностью  $n_b$ , распространяющимся со скоростью  $v_b$  по холодной плазме. Система помещена в однородное магнитное поле, направленное вдоль горизонтальной оси системы. В данной главе рассматривается двумерная постановка задачи в декартовой геометрии  $(x, z)$  (Рисунок 2.1), что позволяет сравнивать предсказания аналитической теории с результатами 2D3V численного моделирования методом частиц в ячейках. Кроме того, предлагаемая постановка задачи подходит для случая ленточных электронных пучков. Предполагается, что плотность плазмы содержит предварительно созданное периодическое возмущение малой амплитуды с волновым числом  $q$ :

$$n_e = 1 + \left( \frac{\delta n}{2} e^{iqz} + \text{к.с.} \right). \quad (2.6)$$

Согласно результатам [84], развитие модуляционной неустойчивости в сильном поле пучковой волны может приводить к самосогласованному формированию гармонической модуляции плотности в первоначально однородной плазме.

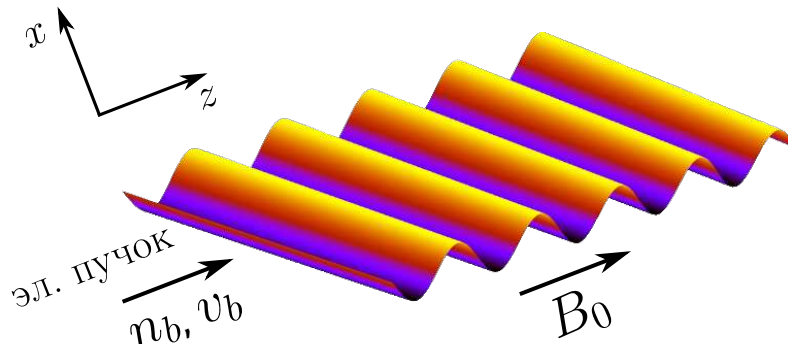


Рисунок 2.1 — Схематичная постановка задачи

Предположим, что пучковая неустойчивость находится на стадии насыщения, так что в системе присутствует квазистационарная ленгмюровская волна, поле которой можно записать в виде

$$E_z = \frac{1}{2} E_0 e^{ik_{\parallel} z - i\omega_b t} + \text{к.с.}, \quad (2.7)$$

где  $E_0 = E_{\text{БГК}}$ . Будем считать, что поперечный профиль волны однороден по ширине плазмы. Колебания электрического поля доминирующей неустойчивой моды сопровождаются также колебаниями скорости и плотности электронов плазмы:

$$v_z = v_0 e^{ik_{\parallel} z - i\omega_b t} + \text{к.с.}, \quad \delta n_e = \delta n_0 e^{ik_{\parallel} z - i\omega_b t} + \text{к.с.} \quad (2.8)$$

Введём обозначение для величин, характеризующих волну,  $\delta f_m^l = \{E_z, v_z, n_e\}$ , где верхние индексы соответствуют степени поля  $E_0$ , а нижние — степени  $\delta n$ . Тогда для пучковой плазменной волны  $\delta f_0^{(1)} \propto E_0$  (для скорости и плотности электронов плазмы в (2.8) верхний индекс (1) опускается).

В присутствии периодической модуляции плотности ионов (2.6) возбуждается длинноволновая сателлит поля с периодом колебаний, смещённым на величину  $2\pi/q$ :

$$\delta f_1^{(1)}(t, z) = \delta f_1^{(1)} e^{i(k_{\parallel} - q)z - i\omega_b t} + \text{к.с.} \quad (2.9)$$

Амплитуда сателлита пропорциональна малому фактору глубины модуляции плотности плазмы  $\delta f_1^{(1)} \propto \delta n E_0$ . В случае, когда фазовая скорость сателлита вдоль границы плазмы превышает скорость света ( $\omega_b / |k_{\parallel} - q| > 1$ ), такие колебания могут линейно конвертироваться в электромагнитную волну на частоте  $\omega_b$  по механизму пучково-плазменной антенны [15; 45].

Нелинейное взаимодействие исходной пучковой волны с сателлитом возбуждает возмущение на удвоенной частоте:

$$\delta f_1^{(2)}(t, z) = \delta f_1^{(2)} e^{i(2k_{\parallel} - q)z - i2\omega_b t} + \text{к.с.}, \quad \delta f_1^{(2)} \propto \delta n E_0^2. \quad (2.10)$$

Помимо этого, колебания вблизи второй гармоники плазменной частоты могут также генерироваться вынужденными пучковыми колебаниями второго порядка

$$\delta f_0^{(2)}(t, z) = \delta f_0^{(2)} e^{i2k_{\parallel}z - i2\omega_b t} + \text{к.с.} \quad (2.11)$$

с амплитудой  $\delta f_0^{(2)} \propto E_0^2$  при их линейной конверсии на возмущении плотности  $\delta n$ . Для излучения вакуумных электромагнитных волн нелинейным током  $\delta j_1^{(2)}$  требуется аналогичное условие на фазовую скорость полученной волны:

$$\frac{2\omega_b}{|2k_{\parallel} - q|} > 1. \quad (2.12)$$

Как показано на Рисунке 2.2,  $q$ -пространство содержит диапазон ( $k_{\parallel} + \omega_b < q < 2(k_{\parallel} + \omega_b)$ ), в котором генерация излучения происходит только на удвоенной частоте  $2\omega_b$ . Этот диапазон лучше всего подходит для демонстрации максимальной эффективности излучения второй гармоники пучково-плазменной антенны [47; 49].

Амплитуда нелинейного тока ( $j_z = -n_e v_z$ ) может быть выражена через возмущения скоростей и плотности, возникающих в присутствии плазменных колебаний:

$$j_1^{(2)} = - \left[ v_1^{(2)} + \frac{\delta n^*}{2} v_0^{(2)} + \delta n_0 v_1 + \delta n_1 v_0 \right]. \quad (2.13)$$

Это выражение содержит все слагаемые произведения  $n_e v_z$ , которые дают компоненты  $(2\omega_b, 2k_{\parallel} - q)$ .

Амплитуды осцилляций плотности и скорости электронов в поле волны вычисляются из уравнения непрерывности и уравнений движения, записанных для сплошной среды в гидродинамическом приближении:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_e v_z) = 0, \quad \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -E_z. \quad (2.14)$$

Для первоначальной плазменной волны в линейном приближении ( $\delta f_0^{(1)} \propto E_0$ ) амплитуды имеют вид

$$v_0 = -\frac{iE_0}{2\omega_b}, \quad \delta n_0 = \frac{k_{\parallel}}{\omega_b} v_0. \quad (2.15)$$

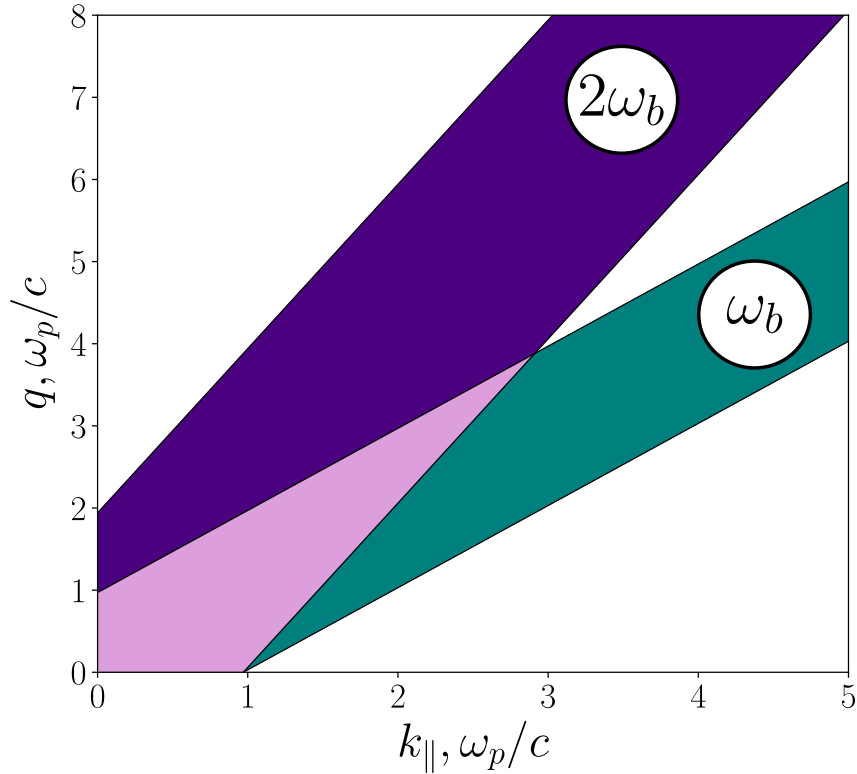


Рисунок 2.2 — Диапазон значений волновых чисел модуляции  $q$ , при котором возможна генерация электромагнитного излучения на первой и второй гармониках частоты; в области пересечения возможно излучение на обеих гармониках

Сателлит, возникающий в результате рассеяния исходной неустойчивой пучковой моды на возмущении плотности, характеризуется амплитудами

$$v_1 = -\frac{iE_1}{\omega_b}, \quad \delta n_1 = \frac{k_{||} - q}{\omega_b} \left( v_1 + \frac{\delta n^*}{2} v_0 \right), \quad (2.16)$$

где электрическое поле находится из уравнения Максвелла для потенциальной волны  $\partial D_z / \partial t = -j_z$  с частотой  $\omega_b$  и может быть записано как

$$E_1 = \frac{i}{\omega_b \varepsilon_b} \frac{\delta n^*}{2} v_0, \quad \varepsilon_b = 1 - \frac{1}{\omega_b^2}. \quad (2.17)$$

Второй порядок возмущения электронной скорости может быть записан в виде

$$v_0^{(2)} = \frac{k_{||} v_0^2}{\omega_b} \left( \frac{3}{2\varepsilon} - 1 \right), \quad \varepsilon = 1 - \frac{1}{\omega^2}, \quad (2.18)$$

$$v_1^{(2)} = \frac{\delta n^* v_0^2}{\omega^3 \varepsilon} \left[ \frac{3(2k_{||} - q)}{\varepsilon_b} - \frac{k_{||} \varepsilon_b}{2 \varepsilon} \right], \quad (2.19)$$

где частота излучения  $\omega = 2\omega_b$ . Подставляя эти выражения в (2.13), запишем финальное выражение для амплитуды излучающего тока:

$$j_1^{(2)} = \frac{\delta n^* E_0^2}{\omega^3} \left[ \frac{(2k_{\parallel} - q)}{\varepsilon_b} \left( 1 + \frac{3}{\omega^2 \varepsilon} \right) - \frac{k_{\parallel} \varepsilon_b}{2 \varepsilon^2} \right]. \quad (2.20)$$

Чтобы вычислить мощность излучения, генерируемого сверхсветовым возмущением электрического тока

$$j_z = \mathcal{J} e^{i\mathcal{K}_{\parallel} z - i\omega t} + \text{к.с.}, \quad (2.21)$$

где  $\mathcal{K}_{\parallel} = (2k_{\parallel} - q)/\omega$  и  $\mathcal{J} = j_1^{(2)}$ , необходимо решить уравнения Максвелла для электромагнитного поля в плазме, которое может быть представлено как  $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x) \exp(i\mathcal{K}_{\parallel} z - i\omega t) + \text{к.с.}$ . По аналогии с [44], уравнения Максвелла могут быть представлены в виде

$$E_z'' + a_1 E_z - a_2 E_y' = -\frac{i\mathcal{J}}{\omega} \left( 1 - \mathcal{K}_{\parallel}^2 / \varepsilon_{\perp} \right), \quad (2.22)$$

$$E_y'' + a_3 E_y + a_4 E_z'' = 0, \quad (2.23)$$

где используются следующие обозначения:

$$\begin{aligned} a_1 &= \varepsilon / \varepsilon_{\perp} \left( \varepsilon_{\perp} - \mathcal{K}_{\parallel}^2 \right), & a_2 &= \mathcal{K}_{\parallel} g / \varepsilon_{\perp}, \\ a_3 &= \varepsilon_{\perp} - \mathcal{K}_{\parallel}^2 - \frac{g^2}{\varepsilon_{\perp} - \mathcal{K}_{\parallel}^2}, & a_4 &= \frac{\mathcal{K}_{\parallel} g}{\varepsilon_{\perp} - \mathcal{K}_{\parallel}^2}, \end{aligned}$$

включающие компоненты тензора диэлектрической проницаемости для холодной замагниченной плазмы

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\perp} (\delta_{\alpha\beta} - h_{\alpha} h_{\beta}) + \varepsilon h_{\alpha} h_{\beta} + ig h_{\mu} e_{\alpha\beta\mu}, \quad (2.24)$$

$$\varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{1}{\omega_b^2 - \Omega_e^2}, \quad \varepsilon = 1 - \frac{1}{\omega_b^2}, \quad g = \frac{\Omega_e / \omega_b}{\omega_b^2 - \Omega_e^2}. \quad (2.25)$$

Здесь безразмерный вектор  $h_{\alpha}$  обозначает направление магнитного поля, тензоры  $\delta_{\alpha\beta}$  и  $e_{\alpha\beta\mu}$  — символы Кронекера и Леви-Чивиты, соответственно. Электрический ток (2.21) возбуждает в плазме две собственные электромагнитные моды

$$E_z = b_1 (C_1 e^{i\chi_1 x} + C_2 e^{-i\chi_1 x}) + b_2 (C_3 e^{i\chi_2 x} - C_4 e^{-i\chi_2 x}) - \frac{i\mathcal{J}}{\varepsilon\omega}, \quad (2.26)$$

$$E_y = b_3 (C_1 e^{i\chi_1 x} - C_2 e^{-i\chi_1 x}) + b_4 (C_3 e^{i\chi_2 x} + C_4 e^{-i\chi_2 x}), \quad (2.27)$$

$$b_1 = a_3 - \chi_1^2, \quad b_2 = i\chi_2 a_2, \quad b_3 = -i\chi_1 a_4, \quad b_4 = a_1 - \chi_2^2 \quad (2.28)$$

с поперечными волновыми векторами

$$\varkappa_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left( a_1 + a_3 + a_2 a_4 \mp \sqrt{(a_1 + a_3 + a_2 a_4)^2 - 4a_1 a_3} \right). \quad (2.29)$$

Для пространственно ограниченного плазменного слоя шириной  $2l$  эффективность возбуждения электромагнитных волн может быть найдена как отношение потока энергии, переносимого через границу плазмы, к мощности пучка

$$\mathcal{P} = \frac{P_{rad}}{P_b} = \frac{\omega}{(\gamma_b - 1)n_b v_b l} \int_0^L \mathcal{S} dz, \quad (2.30)$$

где величина

$$\mathcal{S} = \frac{S_x}{n_0 m_e c^3} = 2\mathcal{K}_\perp \left[ \frac{|E_{0z}^{out}|^2}{\mathcal{K}_\perp^2} + |E_{0y}^{out}|^2 \right], \quad \mathcal{K}_\perp = \left( 1 - \mathcal{K}_\parallel^2 \right)^{1/2} \quad (2.31)$$

находится с учётом условий непрерывности на тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей.

В результате эффективность конверсии может быть представлена в виде

$$\mathcal{P} = \frac{2\mathcal{K}_\perp \omega^3 (F_1 + F_2)}{(\gamma_b - 1)n_b v_b l (\omega^2 - 1)^2} \int_0^L |\mathcal{J}|^2 dz. \quad (2.32)$$

В выражении (2.32) разделены вклады ТМ- и ТЕ-мод, включающих компоненты полей  $\{E_x, E_z, B_y\}$  и  $\{B_x, B_z, E_y\}$ , соответственно, в общую мощность излучения:

$$F_1 = \left| \frac{b_5 \sin(\varkappa_1 l) + G b_6 \sin(\varkappa_2 l)}{Z} \right|^2, \quad F_2 = \left| \frac{b_3 \sin(\varkappa_1 l) + G b_4 \sin(\varkappa_2 l)}{Z} \right|^2,$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} Z &= b_1 \cos(\varkappa_1 l) + i\mathcal{K}_\perp b_5 \sin(\varkappa_1 l) + G (b_2 \cos(\varkappa_2 l) + i\mathcal{K}_\perp b_6 \sin(\varkappa_2 l)), \\ b_5 &= -\varkappa_1 b_1 - i\mathcal{K}_\parallel b_3 (\varepsilon_\perp - \mathcal{K}_\parallel^2 - \varkappa_1^2)/g, \\ b_6 &= -\varkappa_2 b_2 - i\mathcal{K}_\parallel b_4 (\varepsilon_\perp - \mathcal{K}_\parallel^2 - \varkappa_2^2)/g, \\ G &= -\frac{b_3}{b_4} \left( \frac{\varkappa_1 \cos(\varkappa_1 l) - i\mathcal{K}_\perp \sin(\varkappa_1 l)}{\varkappa_2 \cos(\varkappa_2 l) - i\mathcal{K}_\perp \sin(\varkappa_2 l)} \right). \end{aligned}$$

Эффективность генерации излучения (2.32) пропорциональна квадрату амплитуды возмущения плотности  $\delta n^2$ , а также четвёртой степени амплитуды

плазменной волны  $I = \int |E_0|^4 dz$ . Если предполагать, что уровень насыщения двухпотоковой неустойчивости  $E_0$  не зависит от ширины плазменного канала  $l$  и периода модуляции  $q$ , приведённые зависимости предсказывают, что максимум эффективности  $\mathcal{P}$  достигается в тонкой пучково-плазменной системе при  $2l \sim 3c/\omega_p$  для эмиссии электромагнитных волн с ТМ поляризацией (Рисунок 2.3). Поскольку волновое число модуляции плотности  $q$  однозначно определяет угол, под которым должна происходить электромагнитная эмиссия

$$\theta_2 = \arctan \left( \frac{\sqrt{\omega^2 - (2k_{\parallel} - q)^2}}{2k_{\parallel} - q} \right), \quad (2.33)$$

наиболее интенсивное излучение должно генерироваться под острым углом в направлении, противоположном распространению пучка.

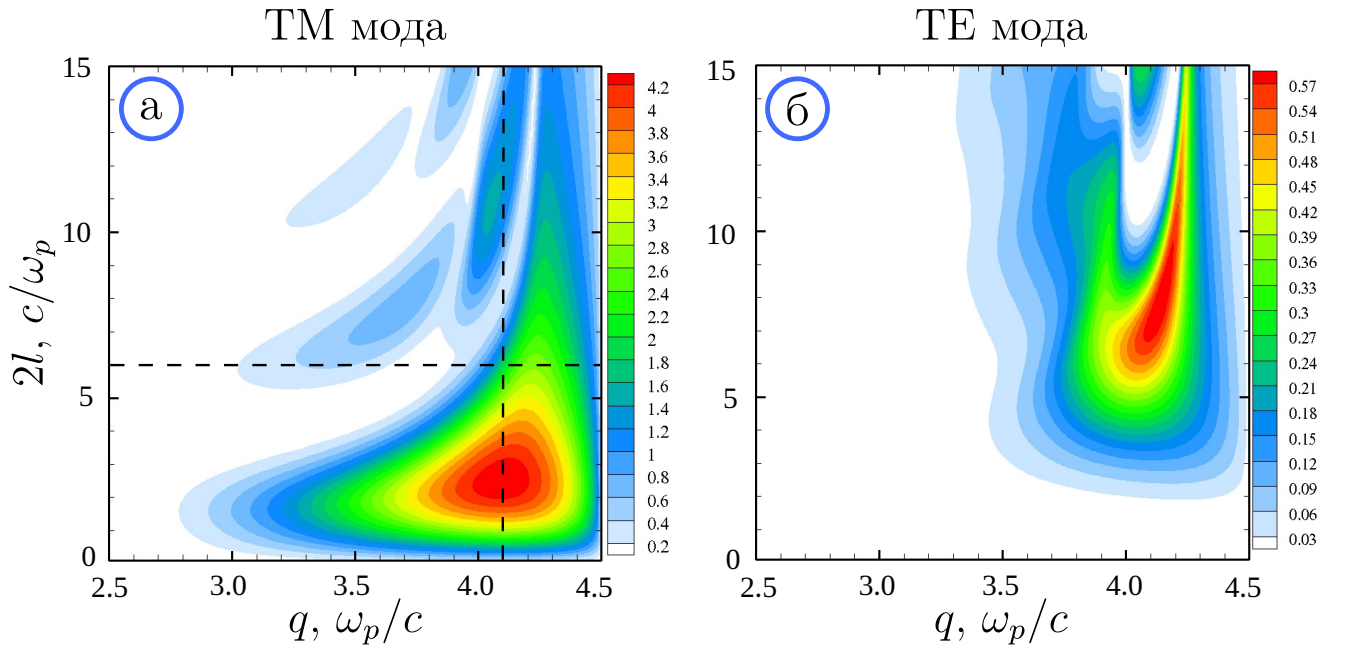


Рисунок 2.3 — Эффективность излучения в виде  $\mathcal{P}/I$  для ТМ и ТЕ мод как функция волнового числа модуляции  $q$  (в единицах  $\omega_p/c$ ) и плазменной ширины  $2l$  (в  $c/\omega_p$ ) (чтобы получить реальную эффективность конверсии мощности  $\mathcal{P}$ , следует умножить эти результаты на интеграл  $I = \int |E_0|^4 dz$ ); зависимости построены для случая  $n_b = 0.005$ ,  $v_b = 0.9$ ,  $\Omega = 0.6$  и  $\delta n = 0.025$ , где волновое число доминирующей пучковой моды достигает значения  $k_{\parallel} = 1.25$

Наблюдаемое положение максимума эффективности ( $2l \sim 3c/\omega_p$ ) соответствует случаю, когда поперечный размер плазменного слоя равен половине длины волны плазменной моды  $\kappa_1 \cdot 2l = \pi$ . В такой конфигурации излучающий ток совершает максимальную работу над полем волны  $\int_0^{2l} (\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}) dx$ . Этот

результат был получен в предположении о независимости амплитуды плазменной волны от ширины системы. Однако в реальности такой малый поперечный размер плазмы влияет на уровень насыщения пучково-плазменной неустойчивости, и величина  $I(l, q)$  на самом деле зависит от оптимальной ширины плазмы и периода модуляции. Поэтому в дальнейшем, чтобы проверить предсказания аналитической теории с помощью численного моделирования методом частиц в ячейках, будет использоваться значение интеграла  $\int |E_0|^4 dz$ , измеренного напрямую в моделировании [47; 49].

### 2.3 Численная модель

Для численного моделирования в этой главе используется 2D3V PIC модель, основные особенности реализации которой описаны в Главе 1. Чтобы корректно воспроизвести реалистичную инжекцию электронного пучка в плазму и дальнейшую эволюцию пучково-плазменной системы, используется вычислительная схема с открытыми граничными условиями, позволяющая моделировать приход и уход макро-частиц через боковые торцы системы. Для этого за пределами вычислительной области созданы специальные буферы, в которых поддерживается то же распределение частиц, что и в ячейках, расположенных вблизи границ. В отличие от широко используемого подхода с периодически граничными условиями, такая постановка задачи позволяет моделировать более реалистичное пучково-плазменное взаимодействие, в ходе которого в систему непрерывно поступает поток энергии, вносимый частицами пучка. Более подробно реализация открытых граничных условий описана в работах [46; 60].

Схема вычислительной области представлена на Рисунке 2.4. В центральной части области располагается плоский слой предварительно ионизованной плазмы. Плотность ионов и электронов слоя содержит периодическое возмущение  $n_e(z) = n_i(z) = 1 + \delta n \cos(qz)$ . Электроны характеризуются максвелловской функцией распределения  $f_e \propto \exp(-\mathbf{p}^2 / (2\Delta p_e^2))$  с температурой  $T_e = \Delta p_e^2 / (2m_e) = 14$  эВ, а ионы считаются неподвижным нейтрализующим фоном. В начальный момент времени электрический заряд плазмы полностью скомпенсирован, а электромагнитные поля равны нулю. В системе задано продольное внешнее магнитное поле  $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$ , величина которого

определяется в единицах безразмерной электронной циклотронной частоты  $\Omega = eB_0/(m_e c \omega_p) = 0.6$ . Электронный пучок с относительной плотностью  $n_b = 0.005$  и средней скоростью  $v_b = 0.9$  инжектируется через левую границу плазмы. Температура электронов пучка составляет  $T_b = 100$  эВ, а поперечный размер пучка совпадает с шириной плазменного слоя.

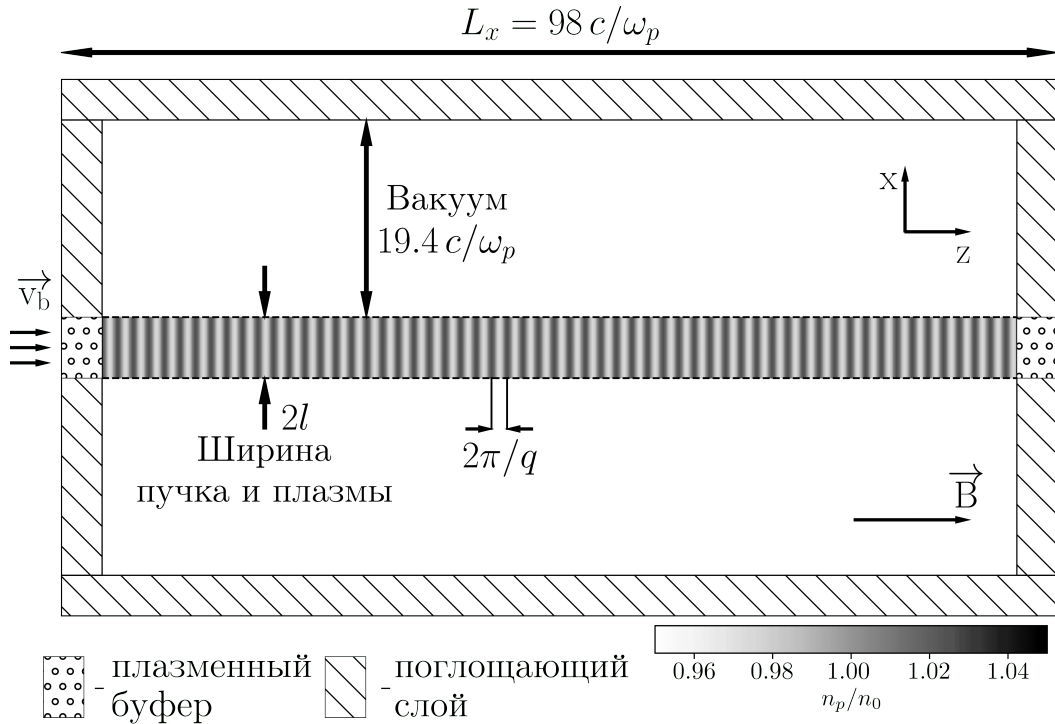


Рисунок 2.4 — Схема вычислительной области

Электромагнитное излучение, генерируемое пучково-плазменной системой, распространяется по вакуумному слою и диагностируется в поглощающих слоях, расположенных по краям системы. Внутри этих слоёв значения электромагнитного поля на каждом временном шаге умножаются на коэффициент  $k < 1$ , зависящий от расстояния до границы [94]. Использование поглощающих слоёв позволяет разделить вклад ТМ и ТЕ мод в суммарную мощность генерируемого излучения.

В данной главе использовалась пространственная сетка с размером  $\Delta x = \Delta z = 0.05 c/\omega_p$  и временным шагом  $\Delta t = 0.025 \omega_p^{-1}$ . Плотность плазмы моделировалась с использованием 144 макрочастиц с параболическим фактором в каждой ячейке [47].

## 2.4 Результаты численного моделирования

Верификация рассмотренной выше аналитической теории осуществляется с помощью численного PIC моделирования непрерывной инжекции электронного пучка в плазму с предварительно созданной периодической модуляцией плотности глубиной  $\delta n = 2.5\%$  при разных значениях ширины плазмы  $2l$  и волнового числа модуляции  $q$  [49].

Для начала изучим, как зависит уровень насыщения неустойчивой пучковой моды и соответствующий интеграл  $I(l, q) = \int |E_0|^4 dz$  от ширины плазменного слоя. На Рисунке 2.5а чёрной кривой показано значение интеграла  $I$  при разных поперечных размерах плазмы. Каждая точка на графике соответствует результату численного моделирования инжекции электронного пучка в однородную плазму при заданном  $2l$ . Для вычисления значения  $I$  использовалось электрическое поле, измеренное непосредственно в расчёте и усреднённое по поперечной координате и периоду плазменных колебаний. Как можно видеть, при уменьшении ширины плазмы до размера, сравнимого с длиной волны доминирующей неустойчивой моды  $\lambda = 2\pi v_b = 5.65 c/\omega_p$ , пучково-плазменная неустойчивость существенно ослабляется и насыщается на более низком уровне. Поэтому, чтобы исключить расхождения эффективности конверсии, вызванные

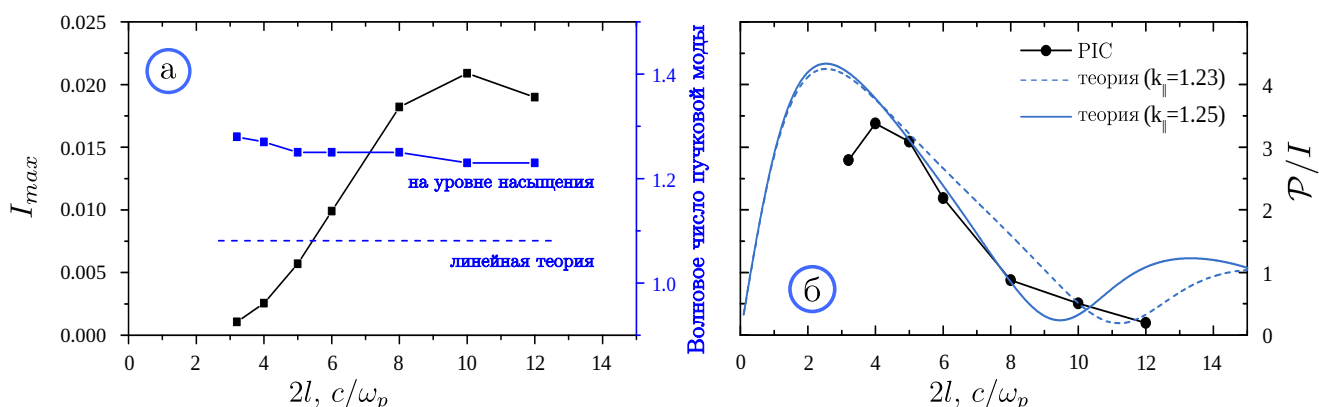


Рисунок 2.5 — (а) Зависимость интеграла  $I_{max}$  и продольного волнового числа  $k_{||}$  от ширины плазмы, полученная в численном моделировании; (б) сравнение эффективности излучения  $P/I$  в теории и моделировании

отличием реальной амплитуды плазменной волны при фиксированном  $2l$  от приближения  $E_{БГК}$ , справедливого для протяжённой плазмы, согласие теории и моделирования следует анализировать используя значения полей, полученные непосредственно в моделировании, или сравнивая величину  $P/I$ .

Для анализа результатов моделирования необходимо также принять во внимание нелинейный сдвиг продольного волнового вектора неустойчивой пучковой моды  $k_{\parallel}$  относительно положения черенковского резонанса  $k_{\parallel} = \omega_b/v_b$ , соответствующего фиксированным параметрам электронного пучка. На нелинейной стадии развития неустойчивости захваченные полем волны частицы пучка перемешиваются в фазовом пространстве, что приводит к уменьшению средней скорости пучка по сравнению с её начальным значением. На Рисунке 2.5а синим показано отличие измеренного в моделировании волнового вектора от теоретического. Корректное значение угла, под которым должна происходить электромагнитная эмиссия, соответствует волновому вектору  $k_{\parallel} \approx 1.25$ . Этот результат также подтверждается Фурье-спектром продольного электрического поля в плазме (Рисунок 2.8б, дополнительный график) и согласуется с более ранними результатами [100].

На Рисунке 2.5б представлена теоретическая зависимость параметра  $\mathcal{P}/I$  от ширины  $l$ , построенная для волнового числа  $k_{\parallel} = 1.25$  и фиксированного  $q = 4.1$ , соответствующего генерации излучения с наибольшей эффективностью (Рисунок 2.3а, пунктирная линия). Численное моделирование (Рисунок 2.5б, чёрная кривая) хорошо воспроизводит эту зависимость в широком диапазоне  $2l$ . При увеличении поперечного размера плазменного слоя ( $2l = 12c/\omega_p$ ) теоретическая зависимость предсказывает локальный рост значения  $\mathcal{P}/I$ , что противоречит монотонному спаду, наблюдаемому в PIC моделировании. Причиной этого отклонения может быть малый нелинейный сдвиг  $k_{\parallel}$ , величина которого сильно влияет на интенсивность излучения при такой ширине.

Рассмотрим зависимость относительной мощности излучения  $\mathcal{P}$  от ширины плазменного слоя отдельно для ТМ и ТЕ мод. На Рисунке 2.6 представлена максимальная мощность излучения  $\mathcal{P}_{\max}$ , измеренная в поглощающих слоях на границе системы в численном моделировании, в сравнении с теоретической зависимостью эффективности генерации излучения, учитывающей реальную величину поля неустойчивой пучковой моды, измеренной в однородной плазме для каждого значения  $2l$ . Для ТМ-поляризованной моды излучения на Рисунке 2.6а наблюдается хорошая сходимость результатов численного моделирования и предсказаний теории. Максимальная эффективность конверсии мощности электронного пучка в мощность излучения составляет  $\sim 2\%$  и достигается при  $2l=6c/\omega_p$ , что в два раза превышает оптимальную ширину плазмы, полученную без учёта поправок для поля плазменной волны (Рисунок 2.3). Эффективность

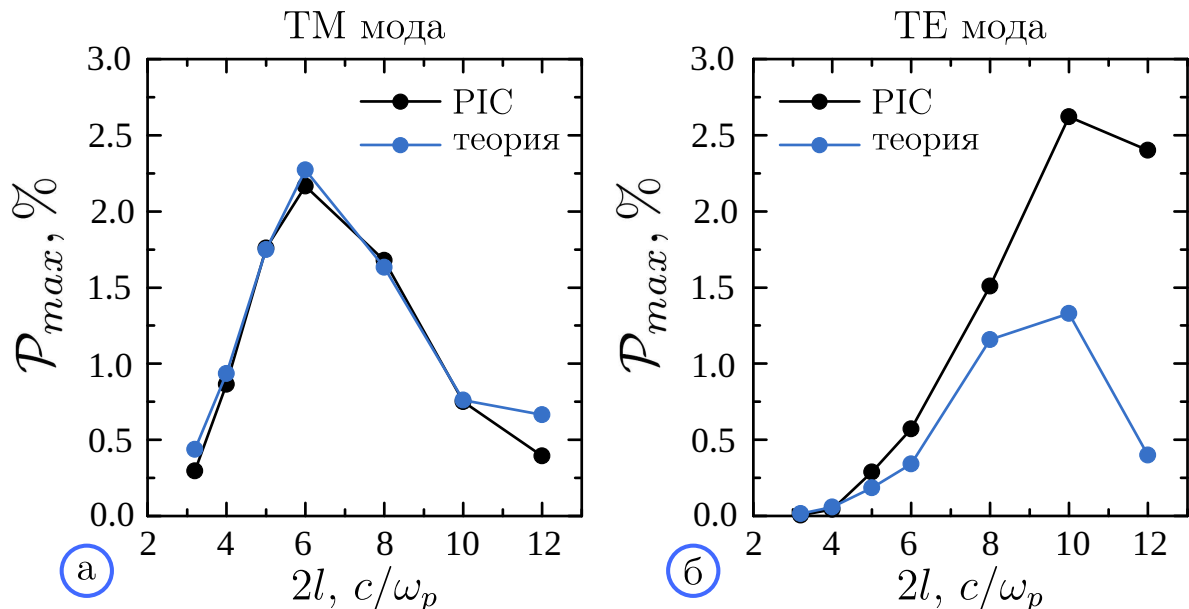


Рисунок 2.6 — Максимальная эффективность  $\mathcal{P}_{max}$  (а) ТМ и (б) ТЕ излучения как функция ширины плазмы  $2l$  для фиксированного периода модуляции  $q = 4.1$  в численном PIC моделировании и в теории с учётом зависимости  $I(l)$

генерации ТЕ-моды излучения представлена на Рисунке 2.6б. Положение максимума  $2l = 10 c/\omega_p$ , полученное по результатам PIC моделирования, находится в хорошем согласии с предсказаниями теории, однако абсолютные значения относительной мощности излучения не совпадают. Численное моделирование предсказывает почти в два раза большее значение. Этот результат объясняется нарушением предположения о поперечной однородности доминирующей пучковой моды при большей ширине плазмы, что приводит к возбуждению поперечного тока, обеспечивающего дополнительный вклад в генерацию ТЕ-поляризованной моды излучения. Представленное теоретическое рассмотрение не учитывает вклад этого тока. Аналогичный эффект наблюдался и в работе [100], посвящённой численному моделированию излучения первой гармоники пучково-плазменной антенны при разных  $q$ .

Также убедимся, что эффективность излучения второй гармоники действительно достигает максимума вблизи выбранного значения волнового числа модуляции  $q = 4.1$ . Для этого проведём серию численных расчётов с различными  $q$  при оптимальной ширине плазмы  $2l = 6 c/\omega_p$  (двигаясь вдоль горизонтальной пунктирной линии на Рисунке 2.3а). На Рисунке 2.7 представлена зависимость эффективности излучения, представленной параметром  $\mathcal{P}/I$ , для ТМ и ТЕ поляризаций от периода модуляции  $q$ . Результаты численного моделирования качественно воспроизводят форму теоретической зависимости, максимум кото-

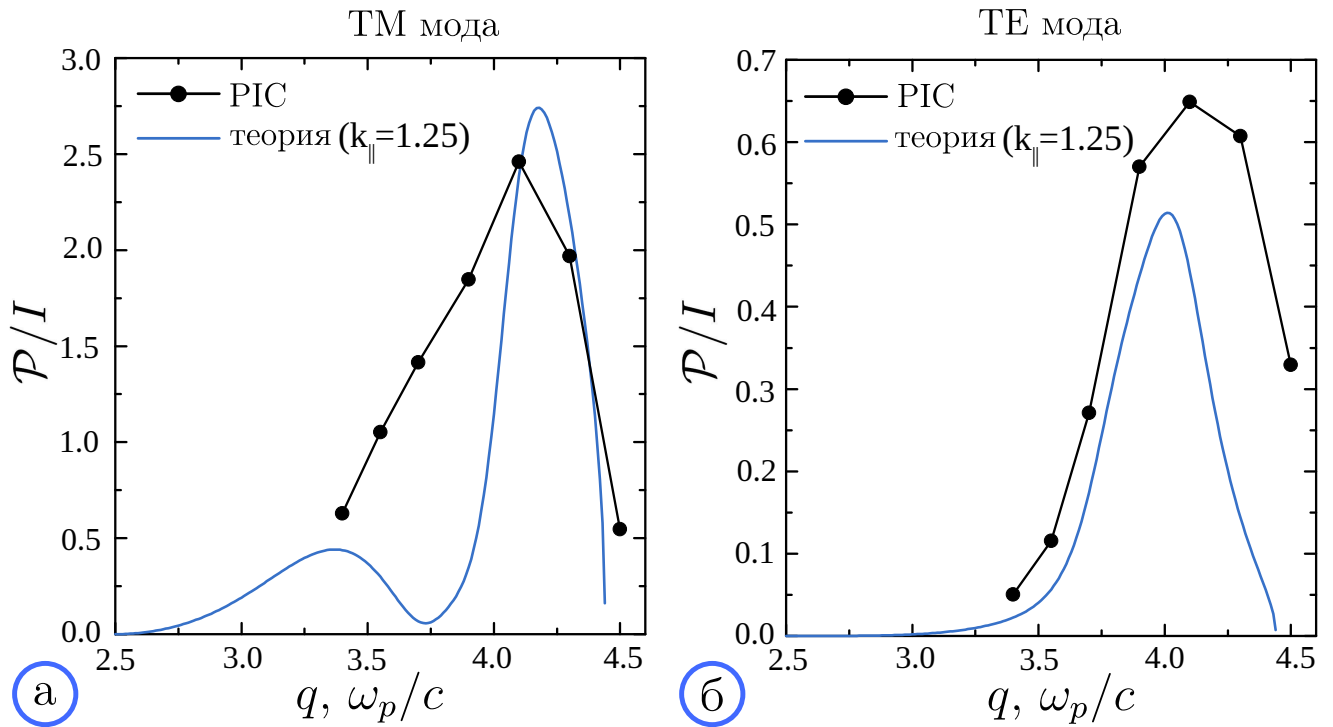


Рисунок 2.7 — Зависимость  $\mathcal{P}/I$  от волнового числа модуляции  $q$  при ширине плазмы  $2l = 6c/\omega_p$  для ТМ (а) и ТЕ (б) излучения; теоретические кривые показаны для  $k_{\parallel} = 1.25$

рой достигается вблизи предсказанных теорией значений. Уширение профиля  $\mathcal{P}/I(q)$  для ТМ-поляризованной моды в области малых  $q$  связано с упомянутым выше отклонением  $k_{\parallel}$  от значения  $k_{\parallel} = 1.25$ . Поскольку зависимость интеграла  $I$  от волнового числа модуляции  $q$  слабая, то эффективность генерации излучения  $\mathcal{P}$  будут обладать аналогичным профилем по  $q$ .

Чтобы продемонстрировать, что доминирующим механизмом генерации излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты является механизм пучково-плазменной антенны, рассмотрим более подробно случай  $2l = 6c/\omega_p$ ,  $q = 4.1$ , который соответствует наиболее эффективному режиму. На Рисунке 2.8а представлена эволюция эффективности излучения  $\mathcal{P}$  во времени для каждой из поляризаций. Относительная мощность ЭМ эмиссии, записанная в поглощающих слоях на каждом шаге по времени, показана в сравнении с теоретической зависимостью  $\mathcal{P} = T \cdot I$ , где  $I = \int |E_0|^4 dz$  получен на основе реального поля плазменной волны, напрямую измеренного в моделировании, а  $T$  соответствует  $\mathcal{P}/I$  части формулы (2.32). Как можно видеть, временная эволюция эффективности излучения действительно определяется динамикой поля доминирующей пучковой моды. Для определения амплитуды  $E_0(z)$  плазменной волны при заданном пространственном распределении продольного электрического поля  $E_z(x, z)$

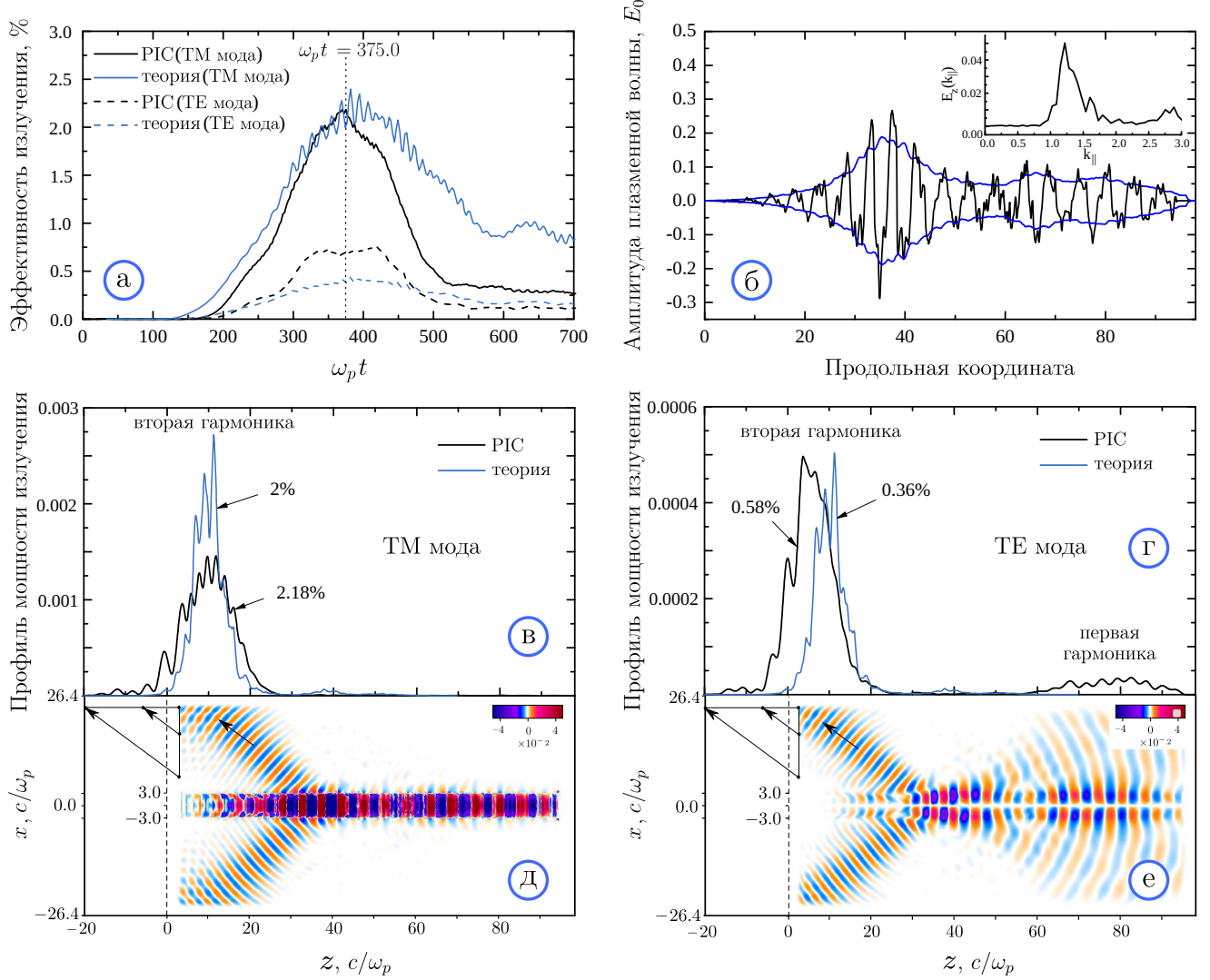


Рисунок 2.8 — (а) Временная зависимость эффективности  $\mathcal{P}$  для ТМ и ТЕ мод в случае  $2l = 6c/\omega_p$ ,  $q = 4.1$ ; (б) профиль продольного электрического поля  $E_z(0, z)$  (чёрная кривая) в центральном сечении плазмы при  $x = 0$ , измеренный в PIC моделировании в момент  $t\omega_p = 375$ , его Фурье-образ (дополнительный подграфик) и амплитуда плазменной волны  $E_0$  (2.35), усреднённая по ширине плазмы (синяя кривая); (в) теоретический и численный профили мощности излучения для ТМ моды в один и тот же момент времени; (г) то же самое для ТЕ моды; (д) карта электрического поля  $E_z(x, z)$  (ТМ мода) в PIC моделировании в момент  $t = 375\omega_p$ ; (е) карта электрического поля  $E_y(x, z)$  в тот же момент вычисляется усреднённое по продольному волновому вектору локальное значение

$$E_0(x, z) = \left[ \frac{k_0}{\pi} \int_{-\pi/k_0}^{\pi/k_0} dz' E_z^2(x, z + z') \right]^{1/2} \quad (2.34)$$

( $k_0 = \omega_b/v_b$ ) и затем осуществляется усреднение по ширине плазмы:

$$E_0(z) = \left[ \frac{1}{2l} \int_{-l}^l dx E_0^4(x, z) \right]^{1/4}. \quad (2.35)$$

Осциллирующее поле в центре плазмы  $E_z(0, z)$  в момент времени  $t\omega_p = 325$ , который соответствует моменту максимальной интенсивности излучения, а также амплитуда, вычисленная по формулам (2.34–2.35), показаны на Рисунке 2.8б. Соответствующий Фурье-спектр продольного поля  $E_z(0, z)$  пикирован вблизи  $k_{\parallel} = 1.25$ , что подтверждает наличие нелинейного сдвига волнового вектора плазменной волны, который обсуждался выше. Согласно формуле (2.33), излучение вблизи  $2\omega_p$  по механизму пучково-плазменной антенны должно происходить под углом  $\theta_2 = 34^\circ$ . Соответствующее направление обозначено стрелками на Рисунках 2.8д и 2.8е. Двумерные карты электрических полей  $E_z$  и  $E_y$ , соответствующих ТМ и ТЕ поляризациям излучения, подтверждают наличие узконаправленной электромагнитной эмиссии на частоте  $2\omega_b$  в указанном направлении. На Рисунке 2.8е также наблюдается низко интенсивное паразитное излучение на первой гармонике частоты, возникающее вследствие нелинейных эффектов.

Чтобы убедиться, что не только интегральные значения мощности, но и пространственные профили излучения, поглощённого на границах системы, удовлетворяют предсказаниям теории, сравним их с теоретическими зависимостями  $T|E_0|^4$  от продольной координаты (Рисунки 2.8в и 2.8г). Так как часть излучения, распространяющегося под острым углом  $\theta_2$  (2.33), поглощается в левой границе области, поглощённая мощность проецируется на ось  $z$ , как показано на Рисунках 2.8д и 2.8е. Чёрные кривые на Рисунках 2.8в и 2.8г соответствуют профилям, полученным в численном моделировании для каждой из поляризаций, а синие — теоретическим  $\mathcal{P}(z)$ . Как можно видеть (Рисунок 2.8в), профиль ТМ-моды хорошо согласуется с теоретическим. При близком значении интегральной мощности наблюдается небольшое уширение измеряемого в моделировании профиля, которое обусловлено эффектом дифракции. Как уже упоминалось, ТЕ поляризация более чувствительна к нелинейным эффектам, поэтому профиль её мощности хуже описывается теорией: наблюдается небольшой сдвиг центральной линии, а интегральное значение эффективности, измеренное в моделировании, почти в два раза превышает теоретическое.

Эффективность конверсии мощности пучка в мощность излучения (2.32) пропорциональна квадрату амплитуды модуляции. Изучим, как меняется относительная мощность излучения при увеличении глубины модуляции в численном моделировании. Для этого была проведена серия расчётов с различными  $\delta n$  при фиксированных ширине плазмы  $2l = 6c/\omega_p$  и волновом числе модуляции  $q = 4.1$ . Если амплитуда наиболее неустойчивой пучковой моды не зависит от  $\delta n$  (и, соответственно, величина  $I$ ), то эффективность генерации излучения должна подчиняться закону  $\propto \delta n^2$ . В реальности увеличение  $\delta n$  приводит к ослаблению пучково-плазменной неустойчивости и уменьшению амплитуды плазменной волны уже при  $\delta n > 4\%$ . Как показано на Рисунке 2.9а, из-за сильной зависимости  $I(\delta n)$  эффективность ТМ-поляризованного излучения достигает максимума 2.6% при глубине  $\delta n = 4\%$ , после чего начинает спадать. Сравнение теоретической и численной зависимостей величины  $\mathcal{P}/I$  от амплитуды модуляции (Рисунок 2.9б) показывает, что скейлинг  $\mathcal{P}/I \propto \delta n^2$  может быть применим только для малых значений  $\delta n < 3\%$ . Аналогичный результат был получен и для излучения на фундаментальной гармонике в работе [100].

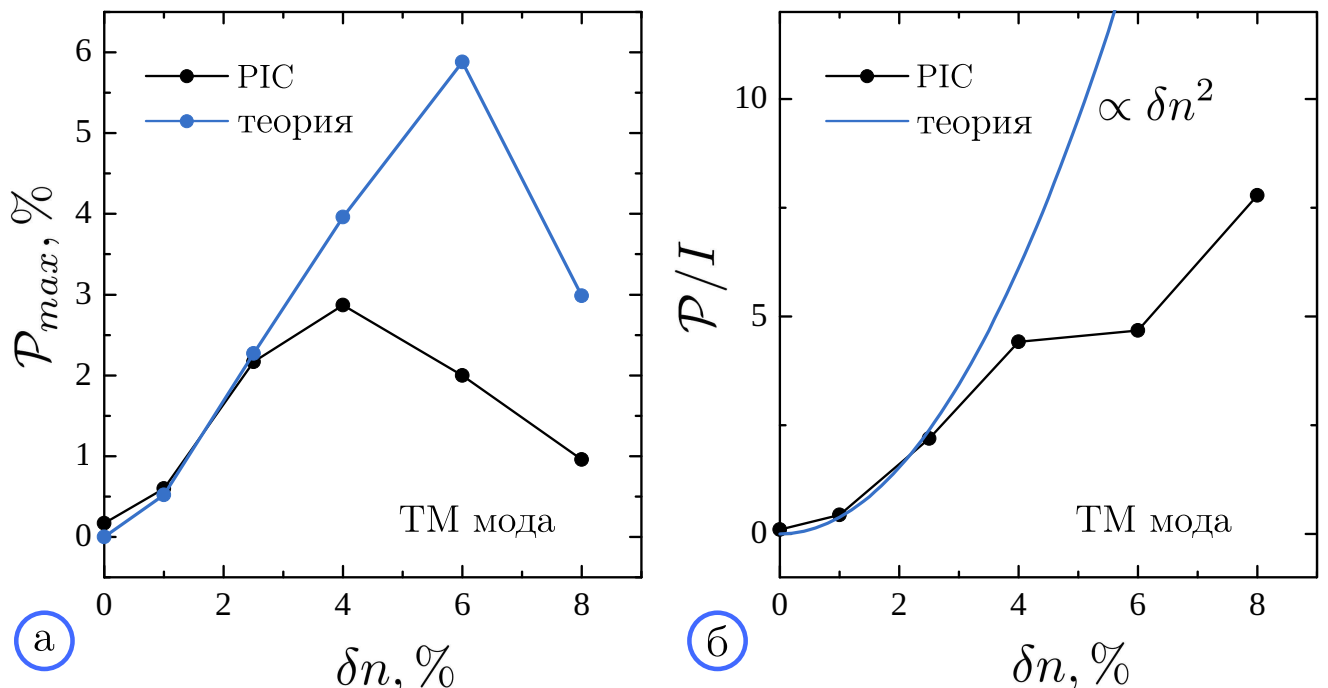


Рисунок 2.9 — (а) Максимальная эффективность ТМ излучения  $\mathcal{P}_{max}$  как функция глубины модуляции  $\delta n$  (в %); (б) сравнение теоретических и численных результатов в терминах функции  $\mathcal{P}/I$

Для наглядности оценим параметры, которые могут быть достигнуты при генерации  $2\omega_b$  излучения рассмотренным механизмом при инжекции ленточно-го пучка на установке ГОЛ-3. Электронный пучок с сечением  $2\text{мм} \times 5\text{см}$ , полным

током 5.4 кА и энергией 660 кэВ в плазме с плотностью  $2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и периодом модуляции 0.5 мм, помещённой в магнитное поле 3 Тл, должен возбуждать излучение на частоте  $f \approx \omega_p/\pi = 0.28 \text{ ТГц}$  с мощностью 70 МВт (при эффективности 2% от мощности пучка). Использование более мощных пучков при большей плотности плазмы позволит достичь ТГц излучения с мощностью на уровне нескольких ГВт [47].

## 2.5 Заключение

В данной главе предложена теоретическая модель, описывающая генерацию электромагнитного излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты в результате инжекции электронного пучка в замагниченную плазму с периодической продольной неоднородностью плотности. Полученные теоретические зависимости мощности излучения от ширины плазменного столба и периода модуляции согласуются с результатами численного моделирования методом частиц в ячейках. Продемонстрировано, что при оптимальных значениях ширины плазмы и волнового числа модуляции эффективность генерации достигает нескольких процентов от мощности пучка. Это означает, что механизм плазменной антенны может служить объяснением высокого уровня электромагнитной эмиссии, зарегистрированного в экспериментах на установке ГОЛ-3 с тонким электронным пучком с энергии 100 кэВ. Кроме того, этот результат открывает возможность получения узкополосного ТГц излучения с мощностью на уровне ГВт при использовании мультигигаваттных электронных пучков.

### Глава 3. Генерация $2\omega_p$ -излучения встречными плазменными волнами: подготовка демонстрационного эксперимента

В Главе 2 исследовалось возбуждение электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты в результате взаимодействия наиболее неустойчивой пучковой моды и её сателлита, возникающего при рассеянии этой волны на модуляции плотности [47]. Как было показано в работах [84; 85], мощность излучения на второй гармонике плазменной частоты была сравнимой с мощностью излучения на первой гармонике, несмотря на то, что в теории возмущений  $2\omega_p$ -процесс имеет более высокий порядок малости по амплитуде плазменной волны. Тем не менее, эффективность  $2\omega_p$ -излучения может быть значительно увеличена, если изначально рассматривать прямое возбуждение встречных плазменных волн, пропустив промежуточные стадии перекачки энергии из одной волны в другую. Поскольку колебания на удвоенной плазменной частоте не подвержены экранировке и могут свободно покидать плазменный объём, то вывод такого излучения не требует создания неоднородностей плотности специальной конфигурации или наложения внешнего магнитного поля. Это обстоятельство делает рассматриваемый механизм более простым для экспериментальной реализации, а отсутствие неоднородностей плотности позволяет получить более узкую спектральную линию излучения.

В работах [58; 59] был предложен механизм генерации электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты в результате нелинейного взаимодействия встречных плазменных волн с отличающимися поперечными профилями. В качестве таких волн могут рассматриваться как плазменные кильватерные волны, возбуждаемые фемтосекундными лазерными импульсами, так и неустойчивые плазменные колебания, накачиваемые электронными пучками. Каждая из плазменных волн характеризуется частотой, равной плазменной  $\omega_p$ , и волновым вектором  $\pm k_i$  ( $i = 1, 2; k_i \parallel z$ ). Рассмотрим кратко механизм излучения. Колебание электронов плазмы в поле потенциальной волны сопровождается возбуждением возмущений плотности  $\delta n_i$  и скорости  $v_i$ . Рассеяние электронов, осциллирующих в поле одной волны, на возмущениях плотности, созданных другой волной,

$$(\omega_p, k_1) + (\omega_p, -k_2) \rightarrow (2\omega_p, k_1 - k_2)$$

возбуждает электрический ток  $j \sim -\delta n_1 v_2 - \delta n_2 v_1 \propto \exp(-2i\omega_p)$ , совершающий колебания на удвоенной частоте. Данный ток может служить источником электромагнитного излучения, если его продольная фазовая скорость превышает скорость света:

$$j = -(k_1 - k_2)\delta v_{1,z}\delta v_{2,z} - i \left( \delta v_{1,z} \frac{\partial \delta v_{2,x}}{\partial x} + \delta v_{2,z} \frac{\partial \delta v_{1,x}}{\partial x} \right). \quad (3.1)$$

При рассмотрении полностью симметричных драйверов, например идентичных лазерных импульсов, для которых  $k_1 - k_2 \approx 0$ , этот ток зануляется. Для того, чтобы генерация излучения стала возможна, возбуждаемые плазменные волны должны обладать отличающимися поперечными профилями амплитуды (3.1) [59]. Возникновение нескомпенсированного электрического тока в этом случае связано с различием в поперечной сжимаемости  $\partial \delta v_{i,x} / \partial x$  электронных жидкостей, ассоциированных с каждой из волн. Для получения отличающихся поперечных профилей кильватерных волн лазерные драйверы могут быть сфокусированы в фокусные пятна разного размера либо с некоторым прицельным параметром относительно друг друга. Это верно и для электронных пучков. При этом несимметричность плазменных волн может возникать самосогласованно даже для пучков с идентичными параметрами из-за сложной зависимости процесса возбуждения пучковых мод плазменных колебаний от параметров системы и их различных локальных случайных возмущений. В частности, мощные электронные пучки с величиной тока порядка кА в слабом магнитном поле могут быть подвержены филаментационной неустойчивости, которая, в свою очередь, приведёт к возбуждению пучковых волн с локально несовпадающими профилями электрического поля [60]. Аналогичный эффект возможен для релятивистских пучков, возбуждающих косые колебания с малой поперечной длиной волны [101].

Основное преимущество рассматриваемой в этой главе схемы со сталкивающимися плазменными волнами состоит в возможности генерировать ГВт, мульти-мДж терагерцовые импульсы, используя современные лазерные системы ПВт-ного класса [58]. Однако прежде чем переходить к работе на установках с рекордными параметрами, необходимо экспериментально продемонстрировать работоспособность предложенной схемы при более умеренных значениях лазерной системы, что позволит проанализировать особенности реализации механизма и учесть их при проектировании экспериментов на более мощных

установках. Для этой цели на базе имеющейся в Институте лазерной физики (ИЛФ) СО РАН мульти-тераваттной лазерной системы [102], использующей оптическое параметрическое усиление с chirпованным импульсом (ОРСПА), реализованном на кристаллах  $\beta$ -бората бария (ВВО,  $BaB_2O_4$ ) и бората лития (LBO,  $LiB_3O_5$ ), с длиной волны  $\lambda_0 = 830$  нм, длительностью от 20 фс и энергией до 200 мДж, планируется эксперимент, в котором будет реализовано столкновение осесимметричных лазерных импульсов в сверхзвуковой газовой струе (Рисунок 3.1). Ожидаемая эффективность конверсии высокочастотного лазерного излучения в низкочастотные терагерцовые колебания на частоте  $\omega_{rad} = 28$  ТГц ( $\lambda_{rad} = 10$  мкм) составляет порядка 0.01%. Данная частота соответствует типичной длине волны  $CO_2$  лазера и была выбрана из соображений удобства детектирования излучения уже имеющимся оборудованием.

Данная глава посвящена определению оптимальных параметров экспериментальной системы и более детальному изучению особенностей генерации излучения сталкивающимися кильватерными волнами с учётом ионной динамики, ионизации и эффектов перекрытия высокочастотных лазерных полей в более реалистичной цилиндрической геометрии, а также углового распределения производимого излучения.

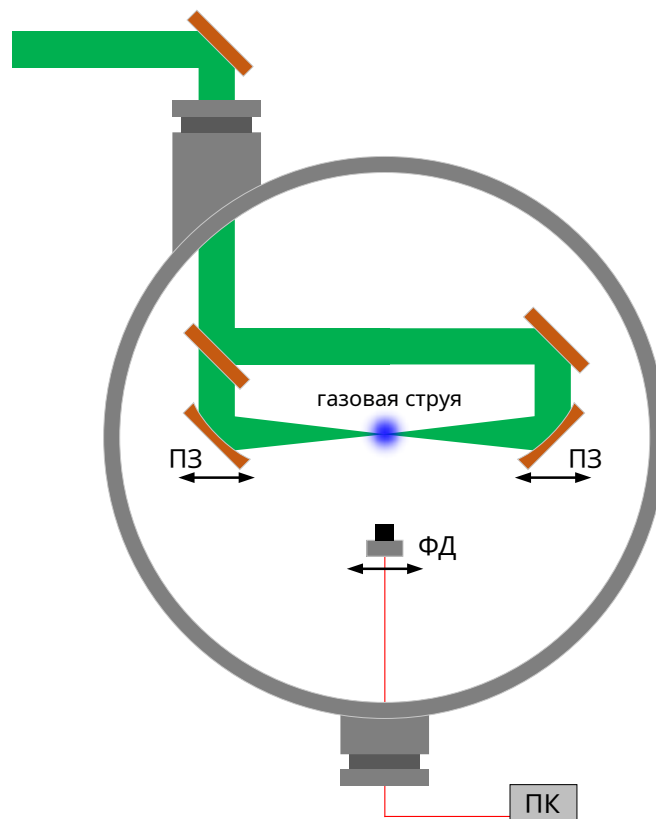


Рисунок 3.1 — Схема экспериментальной установки в ИЛФ СО РАН: ПЗ — параболические зеркала, ФД — фотодетектор, ПК — персональный компьютер

### 3.1 Механизм излучения

Суперпозиция двух ленгмюровских волн, возбуждаемых пондеромоторной силой встречных коротких лазерных импульсов с относительно малой интенсивностью ( $a^2 \ll 1$ ) и равными длинами волн, может быть описана в терминах электростатического потенциала

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi_1(\mathbf{r}_\perp) e^{ikz - i\omega t} + \Phi_2(\mathbf{r}_\perp) e^{-ikz - i\omega t} + \text{к.с.} \quad (3.2)$$

Все возмущения, связанные с возбуждёнными плазменными волнами, осциллируют с плазменной частотой  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_e}$  и движутся в противоположных направлениях вдоль оси  $z$  с фазовой скоростью, равной групповой скорости лазерного импульса ( $\omega/k \approx v_g$ ). В безразмерных единицах частота и волновое число колебаний составляют  $\omega = 1$  и  $k = 1/v_g = 1/\sqrt{1 - 1/\omega_0^2}$ . В однородной изотропной плазме лазерные кильватерные волны потенциальны и, следовательно, не могут попасть в резонанс с электромагнитными модами. Чтобы генерация электромагнитного излучения стала возможной, необходимо рассматривать нелинейное взаимодействие пары таких волн либо конверсию на неоднородностях плотности, как это было в предыдущих главах работы.

В области перекрытия плазменных волн каждая из них даже в случае изначально однородной ионной плотности может рассеиваться возмущениями электронной плотности, создаваемой встречной волной. Такое нелинейное взаимодействие индуцирует продольный электрический ток

$$j_z(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{4} (\delta n_1 v_{2z} + \delta n_2 v_{1z}) e^{-2i\omega t} + \text{к.с.}, \quad (3.3)$$

который способен излучать электромагнитные волны на второй гармонике плазменной частоты в направлении, поперечном к оси распространения лазерных импульсов. В линейном приближении амплитуды возмущения плотности и скорости для электронов плазмы принимают вид

$$v_{1z} = -k\Phi_1(\mathbf{r}_\perp), \quad v_{2z} = k\Phi_2(\mathbf{r}_\perp), \quad (3.4)$$

$$\delta n_{1,2} = (\Delta_\perp - k^2) \Phi_{1,2}(\mathbf{r}_\perp), \quad (3.5)$$

где  $\Delta_\perp = \nabla_\perp \cdot \nabla_\perp$  обозначает поперечную часть оператора Лапласа. Подставляя эти формулы в уравнение (3.3), получим амплитуду излучающего тока

$$\mathcal{J}(\mathbf{r}_\perp) = \frac{k}{4} (\Phi_1 \Delta_\perp \Phi_2 - \Phi_2 \Delta_\perp \Phi_1). \quad (3.6)$$

Генерация излучения в рамках данной схемы требует нарушения симметрии системы (3.6), что может достигаться за счёт использования лазерных импульсов с отличающейся поперечной структурой или прицельного параметра. На Рисунке 3.2 показаны разные способы фокусировки лазерных импульсов, позволяющие получить требуемую асимметрию волн. Более подробно эти способы перекрытия волн обсуждались в работе [58]. Было показано, что во всех рассмотренных случаях при выборе оптимальных безразмерных параметров перекрытия, таких как соотношение размеров фокусных пятен, величина прицельного параметра или расстояние между фокусами, достигается одинаковая максимальная амплитуда излучения. Эти параметры не зависят от конкретных физических характеристик системы и определяются исключительно геометрией фокусировки и структурой взаимодействующих волн. Эффективность генерации излучения для случаев 1 и 2 при оптимальных параметрах перекрытия совпадает, тогда как в случае 3 она примерно вдвое превышает соответствующее значение, поскольку излучение будет иметь два максимума напротив каждого из фокусов.

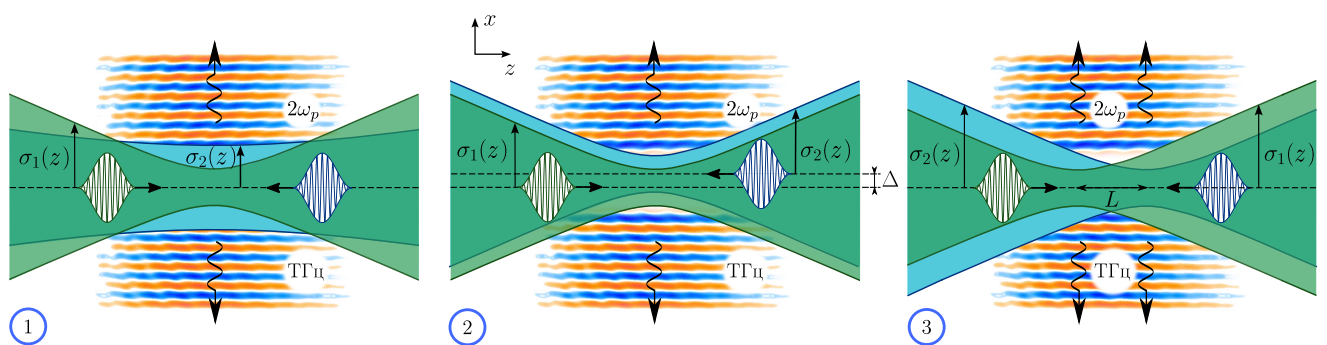


Рисунок 3.2 — Схемы фокусировки лазерных импульсов, позволяющие получить асимметричные плазменные волны, нелинейное взаимодействие которых приводит к генерации излучения на удвоенное плазменной частоте: 1 — два лазерных импульса фокусируются в одну точку по продольной оси с фокусными пятнами разного диаметра; 2 — два идентичных лазерных импульса фокусируются в одну точку по оси  $z$  с прицельным параметром  $\Delta$  для второго импульса относительно оси распространения первого; 3 — два идентичных лазерных импульса фокусируются в разные точки по оси  $z$  на расстоянии  $L$  друг от друга; зелёным и голубым показаны  $\sigma_1(z)$  и  $\sigma_2(z)$

Рассмотрим генерацию электромагнитного излучения нелинейным током (3.6), генерируемым лазерными импульсами с аксиально-симметричными гауссовыми огибающими, которые распространяются навстречу друг другу вдоль

одной оси. Амплитуда электрического поля  $E_z = \mathcal{E}(r)e^{-2i\omega t} + \text{к.с.}$ , возбуждаемого нелинейным током (3.6), является решением уравнения

$$\left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + 3 \right] \mathcal{E}(r) = -2i\mathcal{J}(r), \quad (3.7)$$

где  $r$  обозначает поперечную координату в аксиально-симметричной геометрии. Уравнение (3.7) получено путём преобразований уравнений Максвелла [58], записанных для холодной плазмы с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(\omega=2) = 1 - 1/\omega^2$ . Амплитуда вакуумной электромагнитной волны, после учёта условий непрерывности на тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей на границе плазмы  $r = R$  для радиально затухающего поля  $E_z = (C/\sqrt{r})e^{2ir-2it} + \text{к.с.}$ , выражается через функции Бесселя  $J_0$  и  $J_1$  с аргументом  $\sqrt{3}R$ :

$$\mathcal{E}_0 = \left| \frac{2C}{\sqrt{R}} \right| = \frac{2}{\sqrt{(2\sqrt{3}RJ_1 - J_0)^2 + 16R^2J_0^2}} \times \left| \int_0^R r J_0(\sqrt{3}r) \mathcal{J}(r) dr \right|. \quad (3.8)$$

Нормальная компонента вектора потока плотности энергии, уходящей через границу плазмы, даёт выражение для суммарной мощности  $2\omega_p$ -излучения всего плазменного столба:

$$\mathcal{P} = \frac{P}{P_0} = \pi R \int \mathcal{E}_0^2 dz, \quad P_0 = \frac{m_e c^5}{4\pi e^2} \approx 0.69 \text{ ГВт}. \quad (3.9)$$

Здесь учтена медленная ( $|\partial/\partial z| \ll k, |\nabla_\perp|$ ) зависимость амплитуды излучаемой волны от продольной координаты  $z$ , вызванная дифракцией лазерного драйвера.

Огибающая линейно-поляризованного лазерного импульса с фокусом в точке  $z = z_s$  и размером фокусного пятна  $\sigma_{0s}$  в аксиально-симметричной геометрии задаётся подобно тому, как это было сделано в Главе 1:

$$a_s = a_{0s} \frac{\sigma_{0s}}{\sigma_s(z)} e^{-r^2/\sigma_s^2(z)} \sin^2 \left( \frac{\pi(t \pm z)}{2\tau} \right) \times \quad (3.10)$$

$$\times [\mathcal{H}(2\tau - t - z) - \mathcal{H}(t - z)],$$

$$\sigma_s(z) = \sigma_{0s} \sqrt{1 + (z - z_s)^2/\mathcal{R}_s^2}, \quad \mathcal{R}_s = \omega_0 \sigma_{0s}^2/2. \quad (3.11)$$

Тогда амплитуда возбуждаемой кильватерной волны имеет вид

$$\Phi_s(r) = \Phi_s^w \left( \frac{\sigma_{0s}}{\sigma_s(z)} \right)^2 e^{-2r^2/\sigma_s^2(z)}, \quad (3.12)$$

$$\Phi_s^w = \frac{3}{4} a_{0s}^2 \frac{\sin \tau}{4 - 5\tau^2/\pi^2 + \tau^4/\pi^4}. \quad (3.13)$$

Интегрирование в выражении (3.8) может быть распространено до бесконечных пределов, если считать, что радиус плазменного слоя заметно больше размера фокусного пятна, так как амплитуда кильватерной волны спадает в силу (3.12) по гауссову закону с ростом  $r$ . Это позволяет записать аналитическое выражение для амплитуды излучаемого поля:

$$\mathcal{E}_0 = \frac{3\Phi_1^w \Phi_2^w \mathcal{F}_\sigma}{2\sqrt{(2\sqrt{3}RJ_1 - J_0)^2 + 16R^2J_0^2}}, \quad (3.14)$$

$$\mathcal{F}_\sigma = \frac{\sigma_{01}^2 \sigma_{02}^2 |\sigma_2^2 - \sigma_1^2|}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^2} \exp\left[-\frac{3}{8} \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}\right]. \quad (3.15)$$

Зависимость от геометрических параметров содержится в функции  $\mathcal{F}_\sigma$ , анализируя которую можно определить оптимальные параметры фокусировки волн для каждого из перечисленных на Рисунке 3.2 случаев.

Стоячие плазменные колебания, продуцируемые встречными кильватерными волнами в области их перекрытия, создают пондеромоторную силу, выталкивающую электроны из областей с минимумом поля. Возникающее поле разделения зарядов вытягивает из этих областей ионы вслед за электронами, что приводит к возникновению модуляции ионной плотности с волновым числом  $q = 2k$ . Такая модуляция, с одной стороны, разрушает плазменную волну, уменьшая её время жизни, а с другой, способствует «включению» дополнительного механизма генерации излучения — механизма плазменной антенны [44; 45], которому были посвящены предыдущие главы работы. В достаточно тонком плазменном слое ( $R \sim \lambda_{\text{rad}}$ ) сверхсветовые вынужденные плазменные колебания, возникающие в результате рассеяния потенциальной волны на квазистационарных возмущениях плотности, становятся источником электромагнитных волн, распространяющихся под углом. Рассеяние на модуляции с периодом  $q = 2k$  волн с частотой  $\omega = 1$ , индуцируемых лазерным драйвером, в результате нелинейного процесса  $(\omega, k) + (\omega, k - q) \rightarrow (2\omega, 2k - q)$  приведёт к возбуждению излучения на удвоенной плазменной частоте (2.20) [49].

В результате электромагнитное излучение на второй гармонике плазменной частоты поперёк оси распространения встречных кильватерных волн может быть сгенерировано двумя механизмами: первый основан на нелинейном взаимодействии исходных волн с несопадающими профилями потенциала в однородной по плотности плазме, а второй предполагает такое же взаимодействие,

но роль встречной волны здесь играет сателлит, возникающий в результате рассеяния исходных волн на нарастающей в ходе процесса генерации модуляции ионной плотности.

### 3.2 Численная модель

Чтобы исследовать особенности электромагнитной эмиссии, возбуждаемой сталкивающимися кильватерными волнами, в данной главе представлены результаты моделирования, базирующегося на двух численных моделях, реализованных с помощью метода частиц в ячейках. Первая 2D3V модель используется для того, чтобы моделировать процесс лазер-плазменного взаимодействия в более реалистичной аксиально-симметричной  $(r, z)$  геометрии. Однако из-за особенностей цилиндрической координатной системы такая модель не подходит для моделирования самосогласованной динамики реальных лазерных полей, так как линейно поляризованный лазерный импульс не является аксиально-симметричным. Поэтому моделирование воздействия лазерного импульса на электроны и ионы плазмы в такой геометрии описывается с помощью модели виртуального лазерного импульса, использующей пондеромоторную силу неоднородного лазерного поля ( $\mathbf{F}_s = -\nabla |a_s(\mathbf{r}, t)|^2/4$ ). Поскольку в этом случае в моделировании требуется разрешать только медленно меняющуюся огибающую лазерного импульса, а не частоту колебаний излучения лазерных пучков, то такая постановка задачи позволяет использовать относительно крупный шаг вычислительной сетки, достаточный для разрешения плазменных колебаний. Это обстоятельство позволяет моделировать всю длину излучающего плазменного столба.

Чтобы проверить справедливость предсказаний модели с виртуальным лазерным импульсом для обсуждаемых параметров, была использована вторая 2D3V модель, реализованная в декартовой геометрии  $(x, z)$  и подразумевающая описание самосогласованной эволюции реальных полей лазеров, поляризованных в поперечном к оси  $z$  направлении. В этом случае в численном моделировании необходимо разрешать длину волны лазерного излучения  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ , для чего используется более мелкий шаг вычислительной сетки, что приводит к большей ресурсоёмкости вычислений. По этой причине моделирование в рамках

этой модели ограничено относительно малой длиной плазмы.

В обоих случаях для вычисления полей, токов и движения частиц используются алгоритмы, перечисленные в Главе 1: алгоритмы Бориса [91] и Йи [92] для описания эволюции частиц и полей и схема Есиркепова для вычисления токов [93]. Также в рамках этой главы будет использоваться модель ионизации газа, которая учитывает тунельный и надбарьерный режимы ионизации, что позволит исследовать влияние конечной ширины плазменного канала и поперечной неоднородности электронной плотности, которая самосогласованно возникает в результате ионизации атомов гелия электрическим полем лазерных импульсов.

В моделировании в аксиально-симметричной геометрии рассматривается столб плазмы радиусом  $R = 12 c/\omega_p$ , в котором электроны и ионы равной плотности однородно распределены по объёму (Рисунок 3.3а). В плоской геометрии рассматривается бесконечный плазменный слой с поперечным размером  $L_x = 2R = 24 c/\omega_p$  (Рисунок 3.3б). Электроны характеризуются максвелловской функцией распределения по импульсам  $f_e \propto \exp(-\mathbf{p}^2/(2\Delta p_e^2))$  с температурой  $T_e = \Delta p_e^2/(2m_e) = 14$  эВ, которая выбирается из соображений устойчивости численной схемы. Ионы считаются холодными. Для исследования влияния ионной динамики на процесс генерации в моделировании используются ионы с реальными массами водорода или гелия. Проводятся также дополнительные расчёты, в которых ионы рассматриваются как неподвижный нейтрализующий фон.

В расчёте с полностью ионизованной плазмой в начальный момент времени электрический заряд полностью скомпенсирован, а электромагнитные поля отсутствуют. Инжекция виртуального лазерного импульса в плазму реализуется добавлением в уравнения движения дополнительной поперечной силы  $\mathbf{F}_s(\mathbf{r}, t)$ , которая вычисляется для конкретной огибающей  $a_s$  (3.10) дифрагирующего лазерного пучка. Оба сталкивающихся импульса фокусируются в центр плазменного столба, в точку  $z = 100 c/\omega_p$ , и достигают фокальной плоскости в одно и то же время. Для вычислений используются параметры, перечисленные в Таблице 1. Чтобы исключить паразитное излучение, возникающее на краях системы, поперечная сила виртуального лазерного импульса плавно уменьшается до нуля при приближении к границам вычислительной области. В моделировании аксиально-симметричной геометрии использовались пространственные шаги  $\Delta r = \Delta z = 0.05 c/\omega_p$ , временной шаг  $\Delta t = 0.025 \omega_p^{-1}$  и 144 частицы с параболическим форм-фактором каждого сорта на ячейку.

В декартовой геометрии электромагнитные поля  $(E_y, B_x)$  самосогласован-

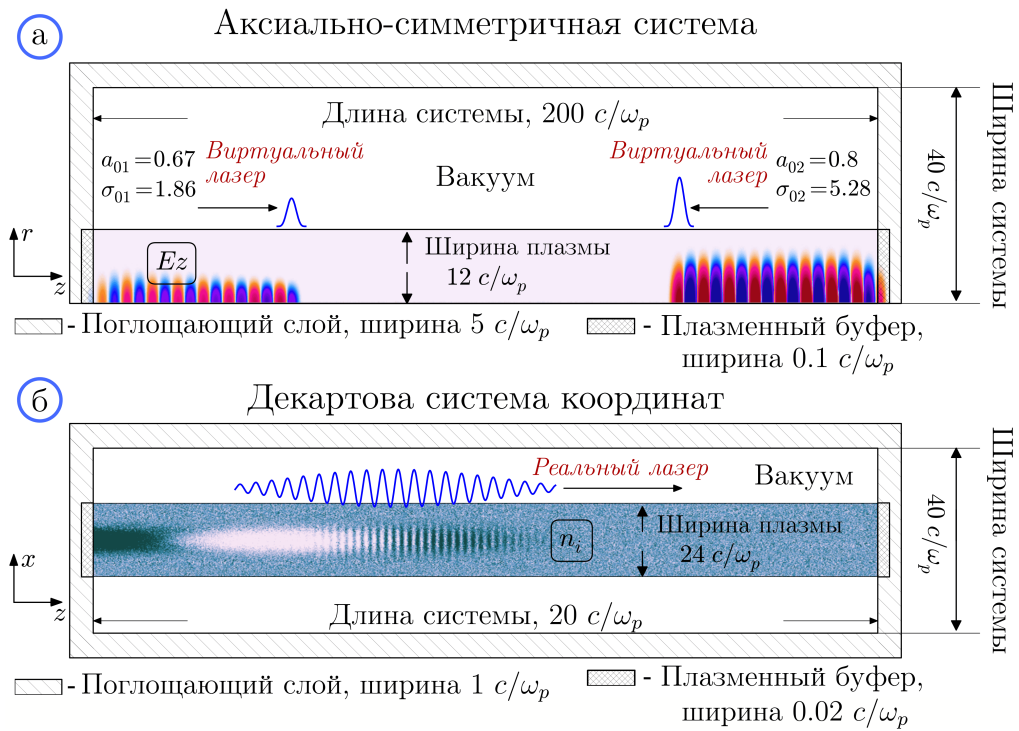


Рисунок 3.3 — Схема вычислительной области в аксиально-симметричном случае (а) и в декартовой геометрии (б)

но эволюционирующих лазерных импульсов с частотой  $\omega_0 = 25.4$  и огибающими (3.10) задаются на границе вычислительной области. Для более высокого пространственного и временного разрешения используются более мелкие вычислительные шаги  $\Delta x = \Delta z = 0.01$ ,  $\Delta t = 0.005$ , число частиц в ячейке 81.

На концах плазменного столба реализованы открытые граничные условия, поддерживающие макроскопическую однородность плазмы вблизи границы. Для этого были использованы специальные буферы, создающие входящие в область частицы и удаляющие уходящие. Более детальное описание этих условий можно найти в работе [60]. Чтобы избежать отражения генерируемого излучения от границ области и дальнейшего накопления его энергии в системе, были использованы идеально согласованные поглощающие слои (perfectly matched layers, PML) [103]. Мощность произведённого излучения вычислялась как нормальная компонента вектора Пойнтинга, усреднённого по периоду электромагнитных осцилляций и проинтегрированного вдоль границы области.

Для моделирования процессов ионизации газа полями лазерных импульсов был использован подход, предложенный в работе [104]. Если абсолютное значение электрического поля в месте расположения атома или однозарядного иона существенно меньше критического значения  $E \ll E_{cr} = E_a k^4 / (16Z)$ , то скорость образования электронов может быть вычислена по формулам тунель-

ной ионизации в пределе статического поля [105]:

$$W_{TI} = \omega_a k_s^2 C_s \left( \frac{2}{F_s} \right)^{2n_s-1} \exp \left( -\frac{2}{3F_s} \right), \quad (3.16)$$

$$k_s = \sqrt{\frac{I_s}{I_H}}, \quad C_s = \frac{2^{2n_s}}{n_s \Gamma(2n_s)}, \quad F_s = \frac{E}{k_s^3 E_a},$$

где  $I_s$  это потенциал ионизации атома газа ( $s = 1$ ) или его иона ( $s = 2$ ),  $I_H$  обозначает ионизационный потенциал атома водорода,  $n_s = Z/k_s$  эффективное главное квантовое число иона с зарядом  $Z$ , а  $\Gamma(x)$  — гамма-функцию, атомное электрическое поле  $E_a = m_e^2 e^5 / \hbar^4 \approx 5.1$  ГВ/см,  $\omega_a = m_e e^4 / \hbar^3 \approx 4.1 \cdot 10^{16}$  с<sup>-1</sup> атомная частота,  $\hbar$  — постоянная Планка. Чтобы описать режим  $E \sim E_{cr}$ , используется модель Бауэра-Мюлсера [106], в которой скорость ионизации может быть выражена в следующей форме:

$$W_{BM} \approx 2.4 \frac{\omega_a}{k_s^4} \left( \frac{E}{E_a} \right)^2. \quad (3.17)$$

В сильном поле лазерного импульса  $E \gg E_{cr}$ , ионизация происходит в надбарьерном режиме, в котором скорость ионизации описывается простой формулой [107; 108]:

$$W_{BSI} \approx 0.8 \frac{\omega_a}{k_s} \left( \frac{E}{E_a} \right). \quad (3.18)$$

Таким образом, чтобы вычислить вероятность  $s$ -кратной ионизации атома газа

$$P_s = 1 - \exp \left( -\frac{1}{\omega_p} \int_{t_0}^t W_s(t') dt' \right), \quad (3.19)$$

скорость ионизации  $W_s(t)$  в разных режимах (3.16)-(3.18) определяется как

$$W_s(E) = \begin{cases} W_{TI}(E), & E < E_1 \\ W_{BM}(E), & E_1 < E < E_2 \\ W_{BSI}(E), & E > E_2, \end{cases} \quad (3.20)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  определяются из уравнений  $W_{TI}(E_1) = W_{BM}(E_1)$  и  $W_{BM}(E_2) = W_{BSI}(E_2)$ .

В начальный момент времени неподвижные атомы неионизованного газа однородно распределены внутри области радиусом  $R = 12 c/\omega_p$ . Поскольку

плотность электронов в полностью ионизованной плазме  $n_0$  нормирована на единицу, относительная плотность атомов  $n_a/n_0 = 0.5$ . По мере распространения лазерного импульса по системе для каждого нейтрального атома, оказавшегося в поле лазера, вычисляется вероятность ионизации  $P_1$  (3.19). Когда происходит ионизация, на месте атома возникают электрон и однократно заряженный ион, движение которых в дальнейшем моделируется с помощью алгоритмов, используемых в PIC модели. Энергия возникающих электронов с равной вероятностью принимает значение в диапазоне  $(0, I_1)$ . Направление их импульса также равновероятно распределено в пространстве.

### 3.3 Параметры демонстрационного эксперимента

Обсудим оптимальные параметры системы сталкивающихся кильватерных волн с точки зрения максимизации эффективности генерации излучения  $\eta$  для заданной лазерной системы, способной генерировать симметричные гауссовы лазерные импульсы с суммарной энергией 0.2 Дж и длиной волны 830 нм. Эффективность излучения здесь определяется как доля лазерной энергии, преобразованной в энергию электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты ( $\eta = \mathcal{W}_R/\mathcal{W}_L$ ). Для начала будем считать, что характерная длительность генерируемого излучения  $\tau_R$  не зависит существенным образом от уровня нелинейности плазменных волн, их амплитуды и размера фокусного пятна лазерных драйверов, и что для оценки излучённой энергии в аксиально-симметричном случае можно использовать оценку длительности излучения, полученную для плоской декартовой геометрии в работе [58]  $\tau_R \simeq 100 \omega_p^{-1}$ . В этом случае энергия импульса терагерцового излучения составит  $\mathcal{W}_R = \int \mathcal{P} dt \simeq \mathcal{P} \tau_R$  (в единицах  $P_0/\omega_p$ ). Поскольку лазерные импульсы будут инжектироваться в сверхзвуковую газовую струю конечного размера ( $\sim 1$  мм), то более компактная схема перекрытия лазерных импульсов представляется более предпочтительной, для того чтобы избежать влияния неоднородности плотности в области генерации. Самый компактный вдоль оптической оси вариант перекрытия лазерных импульсов реализуется в схеме с совпадающими положениями ( $z_1 = z_2 = 0$ ) фокусных пятен разного размера ( $\sigma_{01} \neq \sigma_{02}$ ) — схема 1 на Рисунке 3.2. При этом очевидно, что рассмотренный в работе [58] случай симметричного распреде-

ления энергии между лазерными импульсами и одновременного ограничения амплитуды плазменных кильватерных волн на относительно низком уровне нелинейности ( $a_{0s} \leq 0.7$ ) не является наиболее эффективным. Действительно, для лазерных импульсов разного размера с равным энергосодержанием

$$\mathcal{W}_{L1} = \frac{3\pi}{16} \tau \omega_0^2 a_{01}^2 \sigma_{01}^2 = \frac{3\pi}{16} \tau \omega_0^2 a_{02}^2 \sigma_{02}^2 = \mathcal{W}_{L2} \quad (3.21)$$

должны возбуждаться волны с разными амплитудами (например, если мы фиксируем интенсивность первого импульса на уровне  $a_{01} = 0.7$ , то интенсивность более широкого импульса будет  $a_{02} = a_{01} \sigma_{01} / \sigma_{02} < a_{01}$ ). Однако выражение для мощности излучения содержит сильную зависимость от лазерных амплитуд  $\mathcal{P} \propto a_{01}^4 a_{02}^4$ , поэтому излучение будет более эффективным при одинаковых максимальных значениях нормированного вектор-потенциала лазерного поля  $a_{01} = a_{02} = 0.7$ , что может быть достигнуто для лазерных импульсов с разной энергией. Оптимальное относительное энергосодержание импульсов  $\mathcal{W}_{L1} / \mathcal{W}_L = d$  и  $\mathcal{W}_{L2} / \mathcal{W}_L = 1 - d$  может быть найдено по максимальному значению эффективности, вычисленному на основе теории, изложенной в разделе 3.1.

Чтобы продемонстрировать генерацию электромагнитного излучения на частоте  $2\omega_p / (2\pi) = 28.4$  ТГц, лазерные импульсы должны создать плазменный канал с электронной плотностью  $n_0 = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Такая плотность существенно ниже критической плотности для лазерного излучения на частоте  $\omega_0 = 25.4\omega_p$ . Максимальная амплитуда плазменной волны достигается в случае, если длительность лазерного драйвера примерно равна половине периода плазменных колебаний  $\tau = 3.48 \omega_p^{-1}$  (в размерных единицах  $\tau = 39$  фс). Зависимость эффективности генерации излучения от относительного энергосодержания первого лазерного импульса  $\eta(d)$  для этих параметров представлена на Рисунке 3.4. Как можно видеть, наиболее эффективная генерация ТГц волн достигается в том случае, когда 8% общей лазерной энергии приходится на первый лазерный импульс с более узким фокальным пятном  $\sigma_{01} = 1.78 c / \omega_p$  и 92% энергии содержится в более широком импульсе с  $\sigma_{02} = 6.03 c / \omega_p$ .

Однако предположение о независимости  $\tau_R$  от размера фокусного пятна на самом деле не выполняется для сильно нелинейных волн, типичное время жизни которых может быть короче, чем  $\tau_R \simeq 100\omega_p^{-1}$ . В качестве параметра, характеризующего нелинейность плазменной волны, рассмотрим возмущение электронной плотности

$$\delta n_s = \Phi_s^w (1 + 8/\sigma_{0s}^2). \quad (3.22)$$

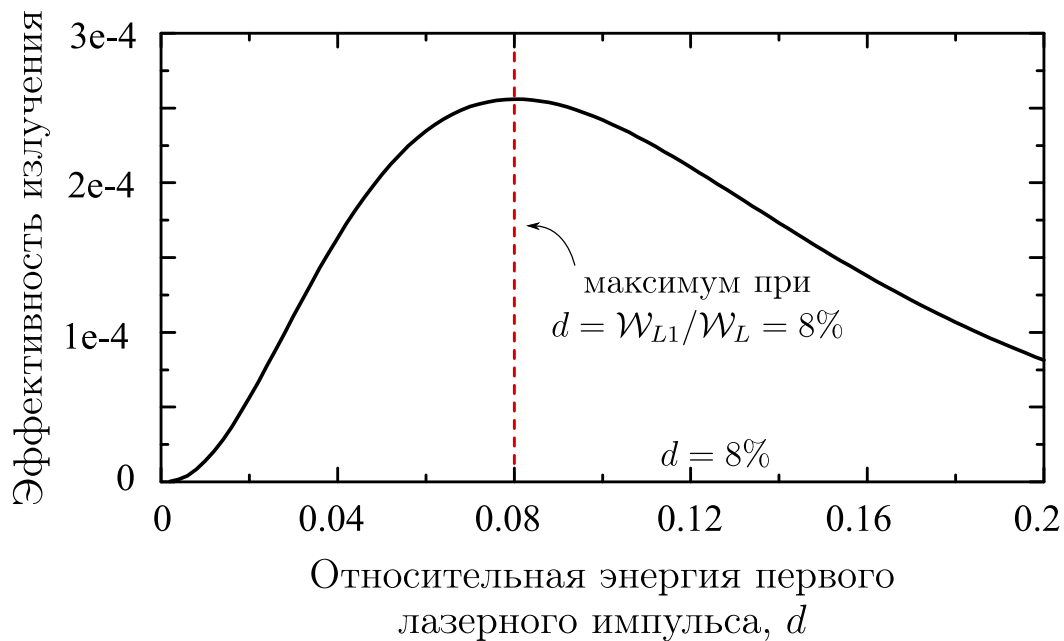


Рисунок 3.4 — Эффективность излучения  $\eta$  как функция относительного энергосодержания первого лазерного импульса  $d = \mathcal{W}_{L1}/\mathcal{W}_L$  для случая  $a_{01}=a_{02}=0.7$

Для лазера с малой величиной перетяжки  $\sigma_{01} \sim c/\omega_p$  плазменная волна становится сильно нелинейной даже для умеренного значения лазерного поля  $a_{01}=a_{02}=0.7$ . В оптимальном по энергиям режиме, обсуждаемом выше, возмущения плотности, возбуждаемые лазерными импульсами независимо друг от друга, составляют  $\delta n_1 = 0.68$  и  $\delta n_2 = 0.23$ . Численное моделирование показывает, что такие кильватерные волны будут иметь существенно отличающееся время жизни [109], что не подходит для схемы, основанной на взаимодействии таких волн. Чтобы сгладить эту разницу во временах, можно немного уменьшить амплитуду более узкого импульса ( $a_{01} = 0.67$ ) и немного увеличить амплитуду более широкого ( $a_{02} = 0.8$ ). При том же самом распределении энергии, это будет соответствовать фокусным пятнам  $\sigma_{01} = 1.86 c/\omega_p$ ,  $\sigma_{02} = 5.28 c/\omega_p$  и возмущениям плотности  $\delta n_1 = 0.58$ ,  $\delta n_2 = 0.33$ . Обоснованность использования электростатической теории для возбуждения плазменных кильватерных волн при этих параметрах в дальнейшем верифицируется с помощью численного моделирования методом частиц в ячейках.

При инъекции лазерных импульсов в газ радиус плазмы, формирующейся в результате надбарьерной ионизации электрическим полем, будет определяться размером более широкого лазерного импульса. Пренебрегая дифракционным уширением импульса на масштабе области излучения, можно оценить радиус ионизованного плазменного канала как  $R = 12 c/\omega_p$ . Пространственное

расположение лазерных фокусов и соответствующий профиль амплитуды возбуждаемой электромагнитной волны на границе плазмы показаны на Рисунке 3.5. Для выбранных параметров будущего эксперимента, собранных в Таблице 1,

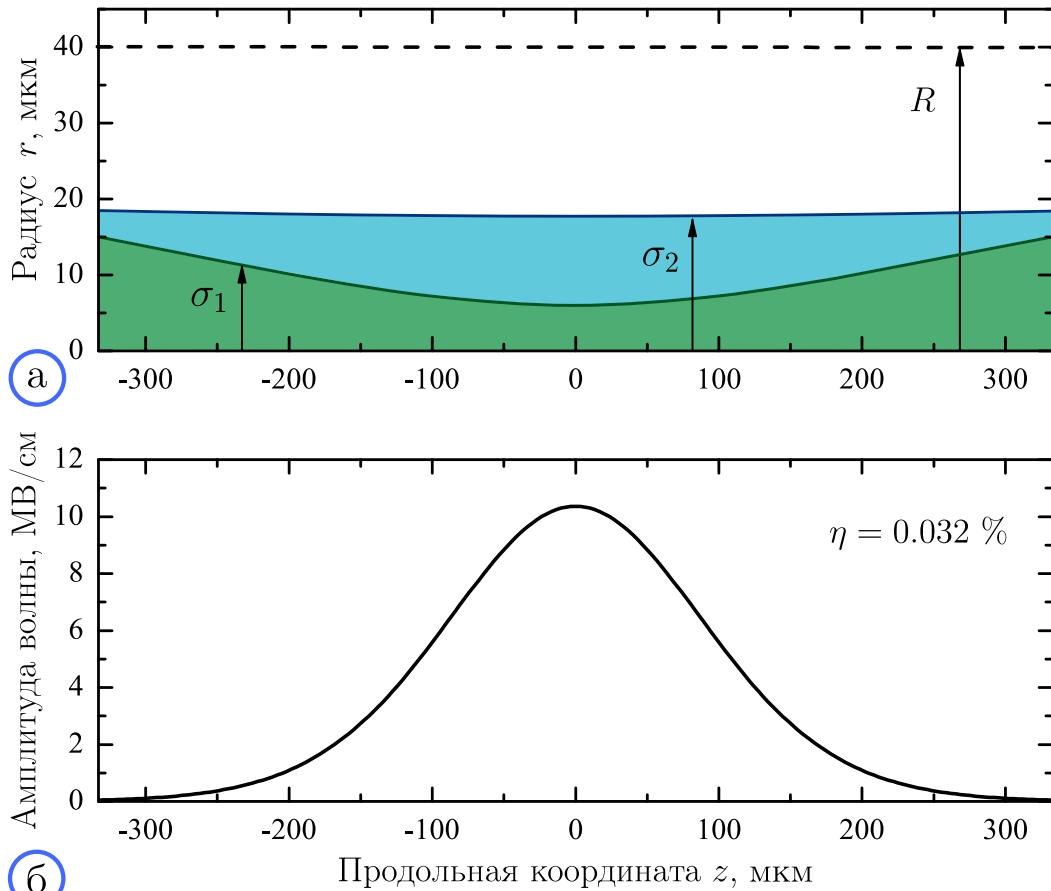


Рисунок 3.5 — Область перекрытия плазменных волн для оптимальных параметров (а) и амплитуда излучаемой ТГц волны  $\mathcal{E}_0$  (б), вычисленная по (3.15) для параметров демонстрационного эксперимента (Таблица 1)

описанная теория предсказывает, что полная мощность и энергия генерируемого импульса излучения на второй гармонике плазменной частоты с типичной длительностью 1 пс должны достигать 57 МВт и 57 мкДж, соответственно. Это соответствует эффективности конверсии лазерной энергии в энергию ТГц излучения  $\eta = 0.032\%$ .

Стоит отметить, что аналитическая теория, используемая для описания механизма электромагнитной эмиссии и поиска оптимального режима, предсказывает максимальную интенсивность излучения, которая достигается в различных точках вдоль оптической оси, но не может предсказать длительность импульса, которая определяется в том числе и другими нелинейными процессами, приводящими к диссипации энергии плазменных волн. Приведённая здесь оценка  $\tau_R \simeq 100\omega_p^{-1}$  основана на результатах численного моделирования, которые

Таблица 1 — Параметры демонстрационного эксперимента

Параметр	Величина
Длина волны лазерного излучения, $\lambda_0$	830 нм
Энергия 1-го лазерного импульса, $\mathcal{W}_{L1}$	16 мДж
Энергия 2-го лазерного импульса, $\mathcal{W}_{L2}$	184 мДж
Размер фокуса 1-го лазерного импульса, $\sigma_{01}$	6.3 мкм
Размер фокуса 2-го лазерного импульса, $\sigma_{02}$	18 мкм
Максимальная интенсивность 1-го лазера, $I_{01}(a_{01} = 0.67)$	$8.9 \cdot 10^{16}$ Вт/см <sup>2</sup>
Максимальная амплитуда поля 2-го лазера, $I_{02}(a_{02} = 0.8)$	$1.27 \cdot 10^{17}$ Вт/см <sup>2</sup>
Длительность лазерных импульсов, $\tau$	39 фс
Плотность электронов плазмы, $n_0$	$2.5 \cdot 10^{18}$ см <sup>-3</sup>
Радиус плазменного канала, $R$	40 мкм
Длина излучающей области	0.6 мм
Диаметр сопла	1.5 мм
Частота ТГц излучения, $2\omega_p/(2\pi)$	28.4 ТГц

были получены в плоской геометрии и не учитывали эффекты ионной динамики. Таким образом, чтобы оценить работоспособность предложенной схемы для выбранных параметров будущего лабораторного эксперимента необходимо провести моделирование задачи в более реалистичной аксиально-симметричной геометрии и изучить влияние подвижных ионов плазмы на процесс генерации.

### 3.4 Возбуждение кильватерной волны реальным лазерным импульсом

Прежде всего оценим применимость подхода, основанного на использовании модели виртуального лазерного импульса, к описанию возбуждения кильватерной волны при параметрах, перечисленных в Таблице 1. Такой упрощённый подход справедлив для относительно слабого лазерного поля ( $a_0^2 \ll 1$ ), способного возбуждать почти электростатическую плазменную волну при помощи пондеромоторной силы. Однако обычно граница применимости такого

релятивистски слабого режима устанавливается на уровне  $a_0 = 0.7$  [58]. В разделе 3.3 было обнаружено, что амплитуда лазерного поля в фокусе может быть увеличена до  $a_0 = 0.8$  для более широкого импульса, что обосновывалось необходимостью минимизировать разницу времени жизни сталкивающихся волн. Таким образом, остаётся важным проверить, корректно ли описывается амплитуда электростатического потенциала отдельной кильватерной волны, предсказываемой уравнением (3.13), полученным в электростатическом приближении.

С этой целью было проведено численное моделирование методом частиц в ячейках в плоской геометрии с высоким пространственным и временным разрешением, что позволило изучить возбуждение кильватерных волн самосогласованно эволюционирующим лазерным импульсом. Согласно уравнению (3.13), максимальная амплитуда продольного электрического поля  $E_z = |k\Phi_s(0)| = |\Phi_s^w|$ , возбуждаемого в фокальной плоскости, должна достигать величин  $\Phi_1^w = 0.177$  и  $\Phi_2^w = 0.253$ . Сравнение поперечных профилей кильватерных волн  $\Phi_1(x)$  и  $\Phi_2(x)$ , предсказанных теоретически (3.12), с соответствующими профилями электрического поля  $E_z$ , измеренного в моделировании, показаны на Рисунке 3.6. Видно,

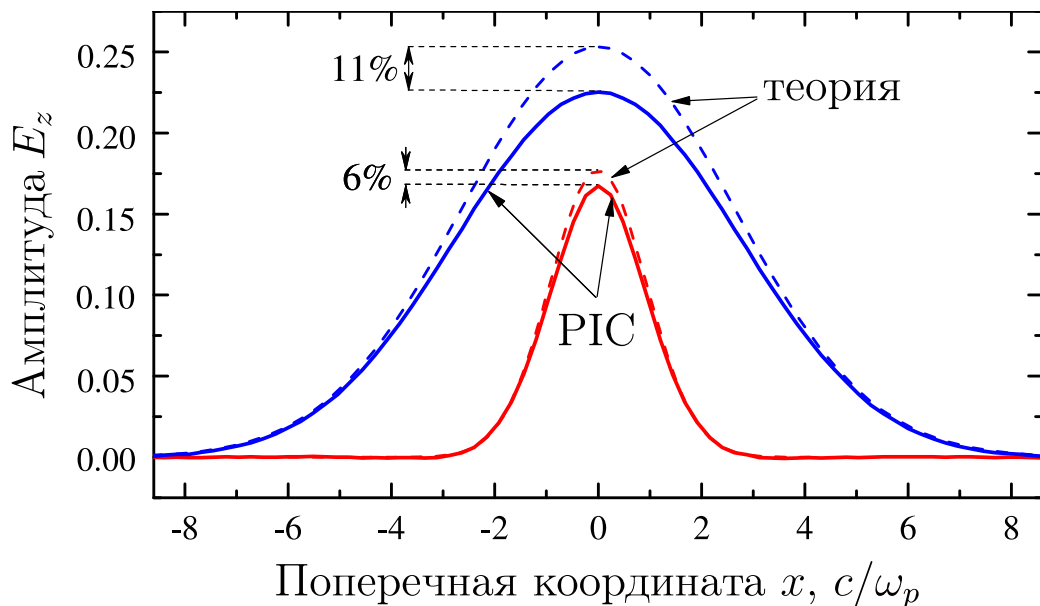


Рисунок 3.6 — Поперечные профили максимальной амплитуды продольного электрического поля  $E_z(x)$  в широкой и узкой кильватерных волнах, полученные в численном PIC моделировании и предсказанные теоретически (пунктирной линией)

что амплитуды узкой и широкой плазменных волн в численном моделировании уменьшаются по сравнению с их теоретическими предсказаниями на 6% и

11%, соответственно. Подставляя в уравнение (3.8) профили волн с учётом этой поправки, получим, что амплитуда электрического поля  $\mathcal{E}_0$  электромагнитной волны, генерируемой в фокальной плоскости, уменьшается на 17%. Принимая во внимание скейлинг  $\mathcal{P} \propto \mathcal{E}_0^2$  и то, что при удалении от фокуса отличие между результатами моделирования и теории становится менее выраженным, можно ожидать, что результаты моделирования с виртуальным лазерным импульсом, представленные в следующем разделе, завывают эффективность излучения не более чем на 30%.

### 3.5 Численное моделирование столкновения аксиально симметричных кильватерных волн

Рассмотрим результаты полномасштабного численного моделирования процесса нелинейного взаимодействия встречных кильватерных волн с отличающимися поперечными профилями. Воздействие лазерного излучения на плазму описывается с помощью модели виртуального лазерного импульса. Рассматривается полностью ионизованная плазма и учитывается динамика подвижных ионов.

На Рисунке 3.7 представлено моделирование столкновений лазерных импульсов с параметрами  $a_{01} = 0.67$ ,  $\sigma_{01} = 1.86 c/\omega_p$  и  $a_{02} = 0.8$ ,  $\sigma_{02} = 5.28 c/\omega_p$ , которые обсуждались в разделе 3.3, в аксиально-симметричной геометрии для водородной плазмы. На ранней стадии  $t = 1.8$  пс эволюции системы (Рисунки 3.7а и 3.7в), когда плотность ионов плазмы ещё не содержит существенных возмущений, наблюдаемая электромагнитная эмиссия является результатом нелинейного взаимодействия встречных кильватерных волн с несовпадающими поперечными профилями. Видно, что электромагнитные волны, уходящие из плазмы в поперечном к оптической оси направлении, генерируются только в области перекрытия волн (Рисунок 3.7а), а частота этого излучения сконцентрирована вблизи второй гармоники плазменной частоты (Рисунок 3.8). Кроме того, амплитуда излучаемой волны в различных пространственных точках вдоль оптической оси изначально совпадает с теоретическими предсказаниями (Рисунки 3.7д и 3.7ж). Дальнейшая временная эволюция амплитуды излучения в этих точках, однако, демонстрирует быстрый спад электрического поля вблизи

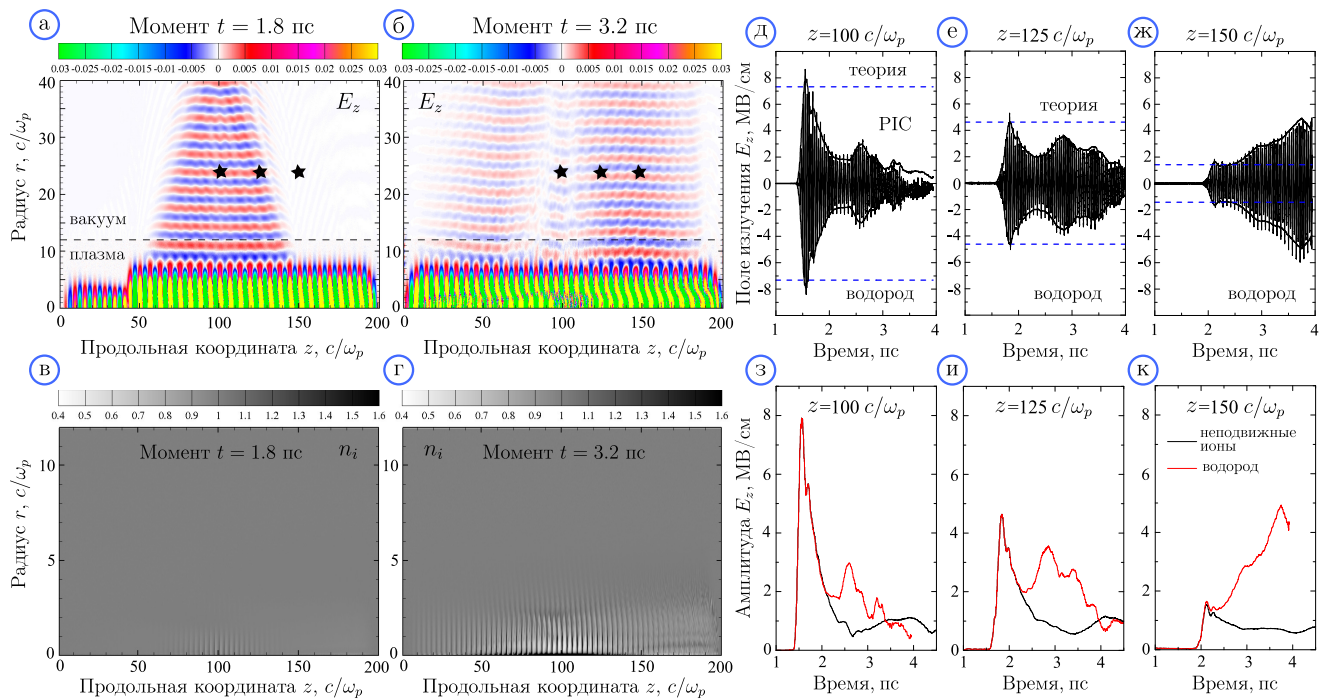


Рисунок 3.7 — Результаты PIC моделирования: (а) карта электрического поля  $E_z(r, z)$  в момент  $t = 1.8$  пс, вычисленного с учётом динамики ионов водорода (чёрные звезды показывают точки, в которых записывалась временная эволюция излучающего поля), (б) карта электрического поля  $E_z(r, z)$  в момент  $t = 3.2$  пс, (в) плотность ионов водорода  $n_i(r, z)$  в момент  $t = 1.8$  пс, (г) плотность ионов водорода  $n_i(r, z)$  в момент  $t = 3.2$  пс, (д)–(ж) временная эволюция поля  $E_z$  в различных пространственных точках  $z = 100, 125, 150 c/\omega_p$ , отмеченных на графике (а), (з)–(к) зависимость поля излучения от времени (огибающая  $E_z$ ) для ионов водорода (красным) и неподвижных ионов (чёрным)

фокальной плоскости в сравнении с заметным ростом амплитуды в более отдалённых точках. Тот же самый эффект также наблюдается на Рисунке 3.7б, на котором показана карта электрического поля  $E_z(r, z)$  в более поздний момент времени  $t = 3.2$  пс. Карта ионной плотности  $n_i(r, z)$ , показанная в тот же момент времени на Рисунке 3.7г, позволяет предположить, что ТГц излучение на этой стадии должно сильно зависеть от модуляции плотности с волновым числом  $q = 2$ , возбуждаемой пондеромоторной силой стоячих плазменных колебаний. Эта модуляция приводит к диссипации энергии, накопленной в плазменной кильватерной волне, но также может привести к генерации излучения в результате рассеяния плазменных волн на неоднородности плотности по механизму плазменной антенны. Чтобы продемонстрировать тот факт, что длительность излучения определяется также влиянием модуляции ионной плотности, были проведены численные расчёты с неподвижными ионами. Результаты этого

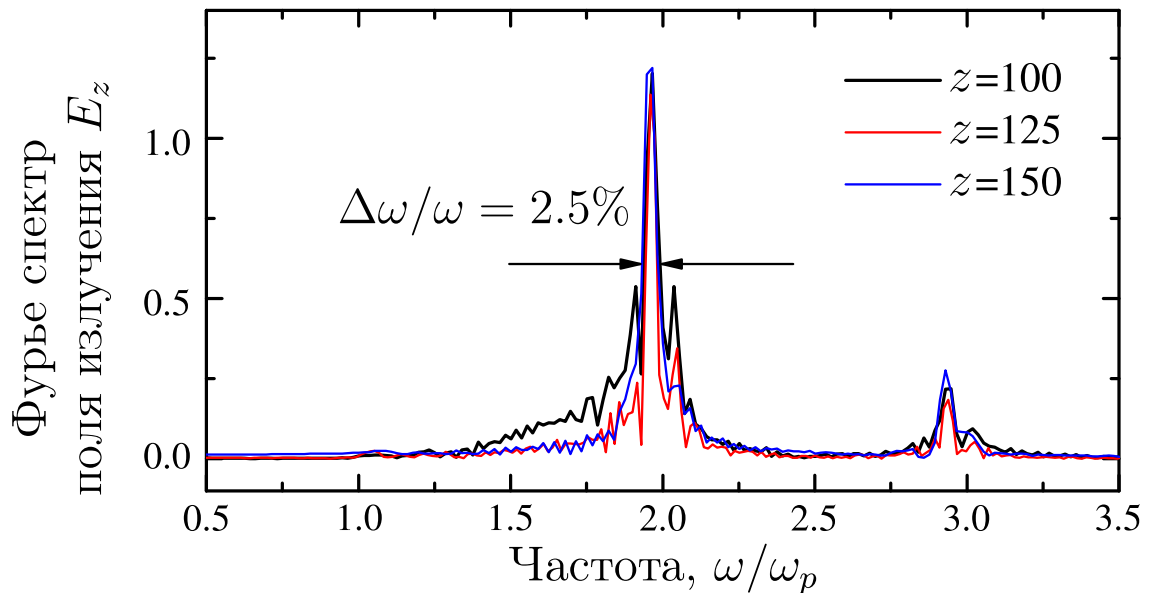


Рисунок 3.8 — Частотный спектр поля излучения  $E_z$  в различных точках по оси  $z$

моделирования сравниваются с результатами, полученными для ионов водорода реальной массы (Рисунки 3.7з и 3.7к). Видно, что быстрое уменьшение амплитуды волны, наблюдаемое для случая с подвижными ионами сразу после достижения предсказываемого максимального уровня (в пространственных точках  $z = 100 c/\omega_p$  и  $z = 125 c/\omega_p$ ), также воспроизводится в случае однородной плотности. Это значит, что нелинейность электронной компоненты, ответственной за перекачку энергии от исходной волны к неизлучающим гармоникам, является основной причиной, ограничивающей энергию ТГц импульса, генерируемого в результате столкновения встречных волн. Видно также, что длительность наиболее интенсивного всплеска ТГц излучения, генерируемого в фокальной плоскости (Рисунок 3.7з), оказывается в два раза короче, чем ожидаемое значение  $\tau_R \simeq 100\omega_p^{-1} \approx 1$  пс, полученное в более ранних расчётах в плоской геометрии и используемое в теоретических оценках. На более поздней стадии взаимодействия кильватерных волн ( $t > 2.5$  пс) динамика ионов становится определяющей в наблюдаемом эффекте усиления электромагнитного излучения по сравнению с уровнем эмиссии, производимым в плазме с неподвижными ионами (Рисунки 3.7з и 3.7к). Это усиление наблюдается по всей длине и становится более выраженным по мере удаления от фокальной плоскости.

Сравнение результатов моделирования с подвижными и бесконечно тяжёлыми ионами позволяет выделить вклад различных механизмов в излучение на

второй гармонике. Полная мощность электромагнитной эмиссии с обозначением времени включения обоих механизмов показана на Рисунке 3.9а. В случае

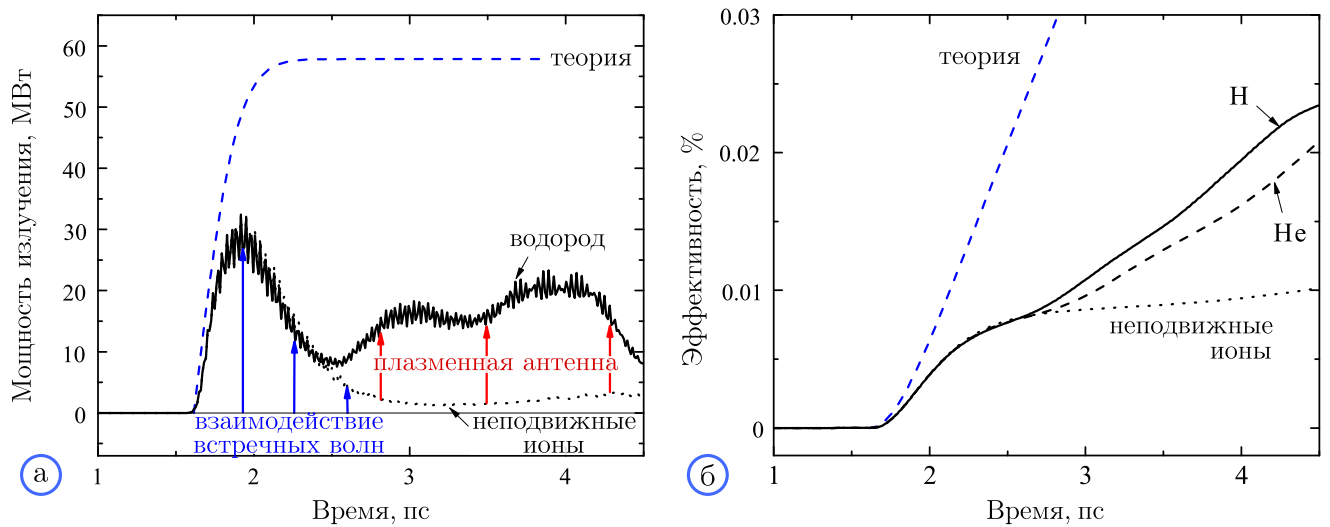


Рисунок 3.9 — (а) Временная зависимость полной мощности излучения, измеренной в численных РИС-расчётах с ионами водорода реальной массы (чёрная сплошная кривая) и расчётах с неподвижными ионами (чёрный пунктир); предсказание теории (3.9) для случая однородной ионной плотности показано синей пунктирной кривой; (б) эффективность конверсии энергии лазерных импульсов в энергию ТГц излучения  $\eta$  как функция времени для водорода, гелия и ионов бесконечной массы

неподвижных ионов (с бесконечной массой) электромагнитное излучение полностью определяется столкновениями встречных кильватерных волн с различными профилями электростатического потенциала, в то время как при рассмотрении подвижных ионов наблюдается дополнительное электромагнитное излучение, генерируемое каждой из плазменных волн по механизму плазменной антенны. Несмотря на тот факт, что максимальная амплитуда излучаемой электромагнитной волны в каждой пространственной точке вдоль продольной оси  $z$  корректно предсказывается теорией, полная мощность, генерируемая всем плазменным объёмом, оказывается в два раза ниже теоретического значения, полученного по формуле (3.9) (Рисунок 3.9а). Это отличие объясняется малой длительностью, производимого ТГц импульса, который оказывается короче, чем время, требуемое для того, чтобы лазерный импульс прошёл половину длины плазменного столба. Таким образом, максимальная амплитуда излучения никогда не достигается одновременно по всей длине системы. Интегрируя мощность излучения по времени, определим, какая часть энергии лазерных импульсов трансформируется в энергию  $2\omega_p$ -излучения (Рисунок 3.9б). В газах с лёгкими атомами (водород

или гелий) эффективность излучения растёт в течение 3 пс и насыщается на уровне 0.02%. Примерно половина всей электромагнитной энергии излучается по механизму со сталкивающимися встречными волнами в течение первой пикосекунды и вторая половина — производится по механизму плазменной антенны. Присутствие этого дополнительного механизма излучения делает лёгкие газы более привлекательным для данной схемы генерации излучения по сравнению с газами с более тяжёлыми атомами. С другой стороны, для исследования механизма излучения сталкивающимися плазменными волнами более предпочтительным будут более тяжёлые газы, поскольку это позволило бы отделить рассматриваемый механизм от механизма плазменной антенны.

Таким образом, полномасштабное моделирование предложенного демонстрационного эксперимента показывает, что столкновение лазерных кильватерных волн в ионизованном плазменном канале, созданном в сверхзвуковой газовой струе, способно генерировать узкополосные ( $\Delta\omega/\omega = 2.5\%$ ) ТГц импульсы излучения с эффективностью конверсии энергии, достигающей  $\eta=0.02\%$ . С учётом поправки, полученной в разделе 3.4, предсказываемая мощность  $2\omega_p$ -излучения составляет 20 — 30 МВт, а полная энергия 30 — 40 мкДж.

### 3.6 Эффекты перекрытия лазерных импульсов и оптимальная временная задержка

Другая важная проблема, которая обсуждается ниже, связана с поиском оптимальной временной задержки между приходом встречных лазерных импульсов в точку фокуса. Оригинальная схема [58; 61] предполагает, что лазерные импульсы достигают фокуса одновременно. В этом случае модель виртуальных лазерных пучков, которая использовалась для изначальных оценок, не описывает процессы, происходящие в момент встречи импульсов. Однако перекрытие высокочастотных лазерных полей приводит к формированию стоячей электромагнитной волны с длиной волны  $\lambda_0/2$ , которая посредством пондеромоторной силы возбуждает коротковолновую модуляцию ионной плотности. Такая модуляция усиливает затухание энергии кильватерных волн, приводя к заметному уменьшению локальной интенсивности излучения. Поскольку максимальная амплитуда излучаемой волны достигается в фокусной плоскости, сдвиг области

встречи лазерных пучков как можно дальше от фокуса позволил бы уменьшить данный негативный эффект.

В разделе 3.5 было показано, что с точки зрения повышения эффективности генерации излучения при столкновении встречных лазерных импульсов целесообразно использовать газы с лёгкими атомами, чтобы обеспечить включение механизма плазменной антенны в результате возбуждения модуляции ионной плотности. Однако наличие неоднородности плотности плазмы приводит к более быстрому затуханию кильватерных волн [109]. Использование гелия в качестве рабочего газа позволяет сбалансировать два этих эффекта. Поэтому в представленных далее численных расчётах реализуется модель, воспроизводящая ионизацию гелия и описанная в разделе 3.2.

Прежде чем переходить к изучению эффекта перекрытия лазерных волновых пакетов, убедимся с помощью моделирования самосогласованной ионизации газа, что выбранный радиальный размер ионизованного плазменного канала при данных параметрах лазерной системы достаточен, чтобы плазменные волны не были подвержены влиянию эффектов неоднородности на краях.

Рисунок 3.10а демонстрирует, что поле широкого лазерного импульса достаточно для того, чтобы полностью ионизовать гелий внутри канала радиусом  $8c/\omega_p$ . Радиальный профиль электронной и ионной плотности заряда показан на Рисунке 3.10б. Видно, что колебания электронов в поле возбуждённой кильватерной волны локализованы в центральной части этого канала и не подвержены влиянию неоднородностей плотности на периферии.

Рассмотрим ниже два моделирования реальных лазерных импульсов в декартовой геометрии. В первом расчёте, лазерные импульсы инжектируются в плазму без каких-либо временных задержек, так что их столкновение происходит в точке фокуса, где производится наиболее интенсивная генерация излучения. Во втором расчёте узкий лазерный импульс ( $\sigma_{01} = 1.86c/\omega_p$ ) инжектируется в систему с задержкой  $12\tau$  относительно более широкого импульса ( $\sigma_{01} = 5.28c/\omega_p$ ), благодаря чему импульсы не встречаются внутри вычислительной области размером  $L_z = 32c/\omega_p$ . Результаты представлены на Рисунке 3.11. Когда лазерные поля встречных импульсов перекрываются, они формируют стоячую ЭМ волну, которая модулирует плотность ионов с периодом  $\lambda_0/2$  посредством воздействия пондеромоторной силы. Как можно видеть на Рисунке 3.11а, воздействие этой силы настолько велико, что к моменту  $54\omega_p^{-1}$  модуляция плотности уже достигает нелинейного уровня  $\delta n \sim n_0$ . С другой стороны, при наличии конечной

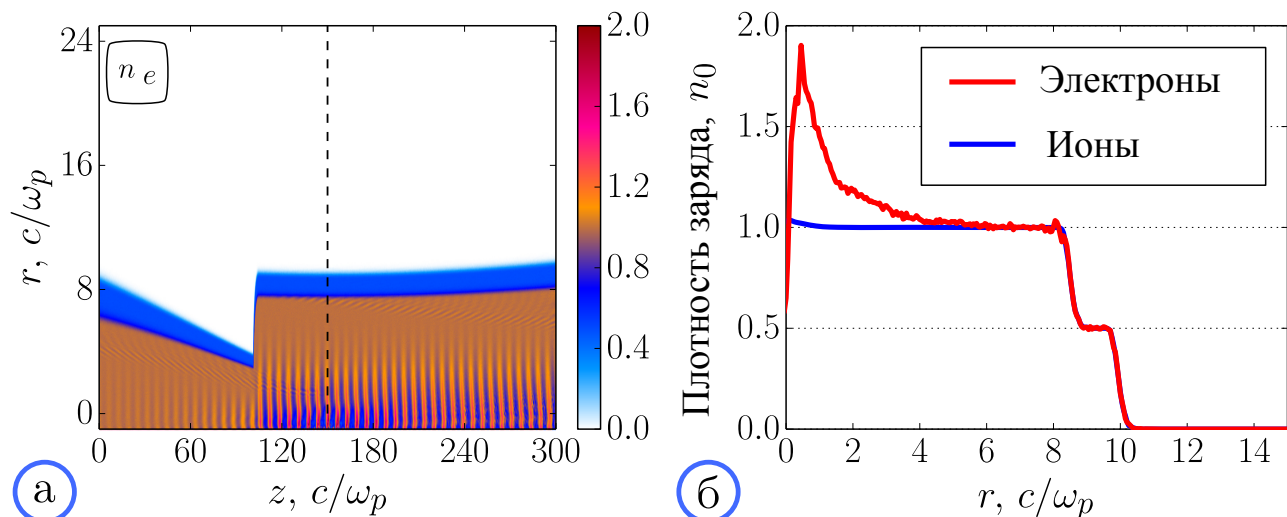


Рисунок 3.10 — (а) Карта плотности электронов  $n_e(r, z)$ , возникающих в результате ионизации в аксиально-симметричной численной модели; (б) радиальный профиль электронной (красный) и ионной (синий) плотности зарядов, измеренных в фокальной плоскости при  $z = 150 c/\omega_p$

временной задержки, в момент  $96 \omega_p^{-1}$  наблюдаются только возмущения плотности малой амплитуды, произведённые стоячей волной по всей длине системы. Различные моменты времени  $54 \omega_p^{-1}$  и  $96 \omega_p^{-1} \approx 54 \omega_p^{-1} + 12\tau$  соответствуют самому раннему моменту, когда  $2\omega_p$ -излучение наблюдается во всей системе. На Рисунках 3.11в и 3.11г показаны стоячие колебания плазменного поля в центре плазменного столба. Как можно видеть, амплитуда плазменной волны существенно подавлена в области перекрытия лазерных импульсов и сохраняет свою амплитуду в случае с временной задержкой. Падение интенсивности излучения второй гармоники в точке встречи лазерных импульсов можно видеть на Рисунках 3.11д и 3.11е, представляющих распределения плотности мощности излучения по длине плазменного столба. Если узкий лазерный импульс задерживается во времени на  $3\tau$ , точка столкновения смещается к левой границе на расстояние  $3\tau/2$ .

Таким образом, при столкновении лазерных импульсов без временной задержки происходит почти полное подавление  $2\omega_p$ -излучения в области наиболее интенсивного взаимодействия волн. Соответственно, для сохранения уровня интенсивности излучения необходимо сдвинуть точку встречи лазерных импульсов как можно дальше от этой области. Однако эта задержка не может быть сколько угодно длинной, так как время жизни отдельной кильватерной волны ограничено динамикой ионов, на которые воздействует собственная пондеромотрная

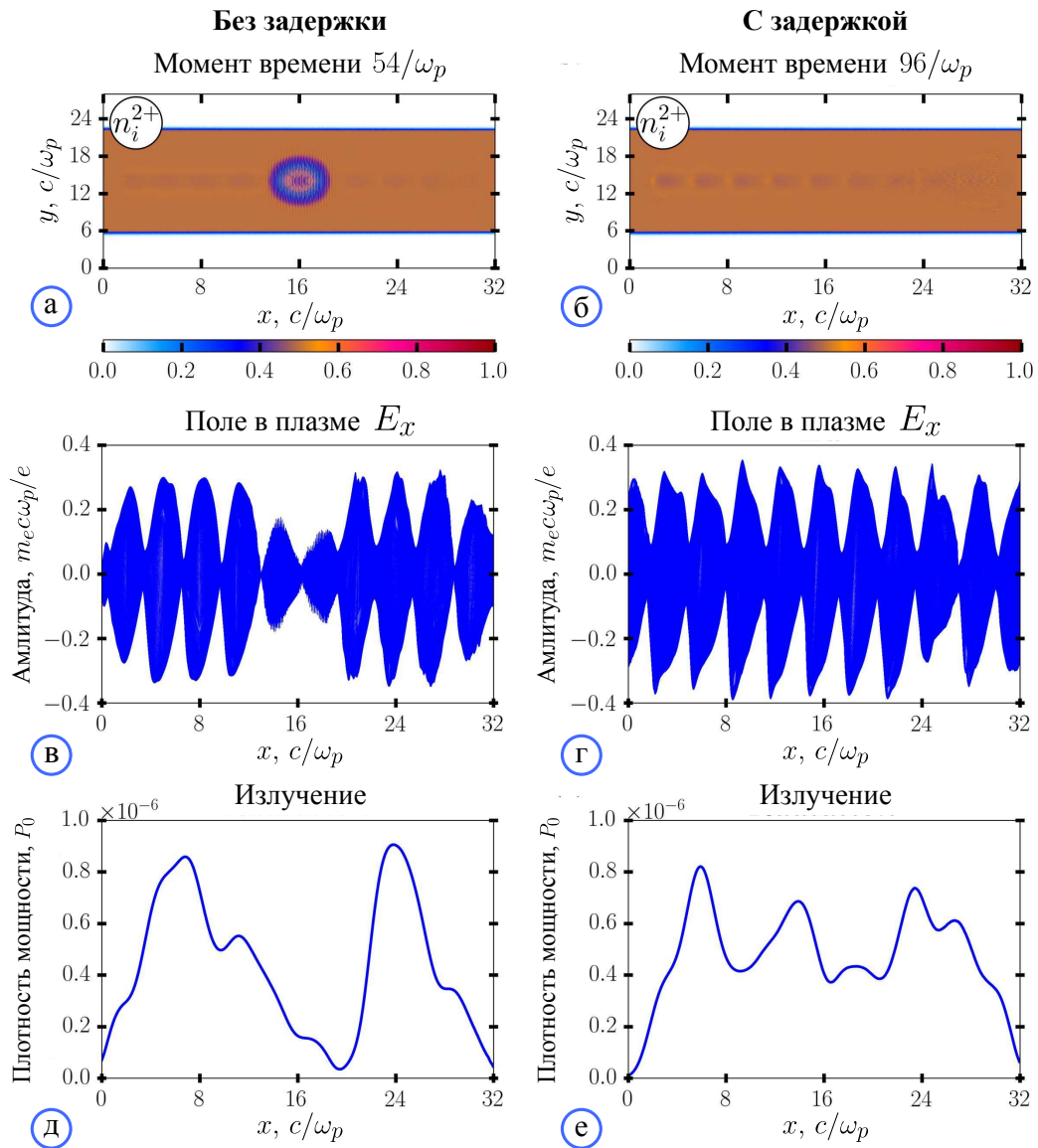


Рисунок 3.11 — Результаты численного моделирования для столкновения реальных лазерных импульсов без временной задержки (слева) и с задержкой (справа): (а)–(б) плотность двукратно ионизованного гелия  $n_i^{2+}(x, y)$ , (в)–(г) продольные профили  $E_x(x)$  в центре плазменного слоя при  $y = 16 c/\omega_p$  в течение периода  $2\pi/\omega_p$ , (д)–(е) продольные профили плотности мощности излучения, измеренные вдоль верхнего поглощающего слоя

сила волны [109]. Чтобы сформулировать требования для синхронизации лазерных импульсов в демонстрационном эксперименте, были проведены крупномасштабные численные моделирования в аксиально-симметричной геометрии. Основным результатом этих расчётов представлен на Рисунке 3.12а. Даже без учёта эффектов перекрытия импульсов, небольшое увеличение общей энергии  $2\omega_p$ -излучения наблюдается, если более широкий лазерный импульс приходит в фокус на 2 – 2.5 пс раньше более узкого. Абсолютное значение излучаемой

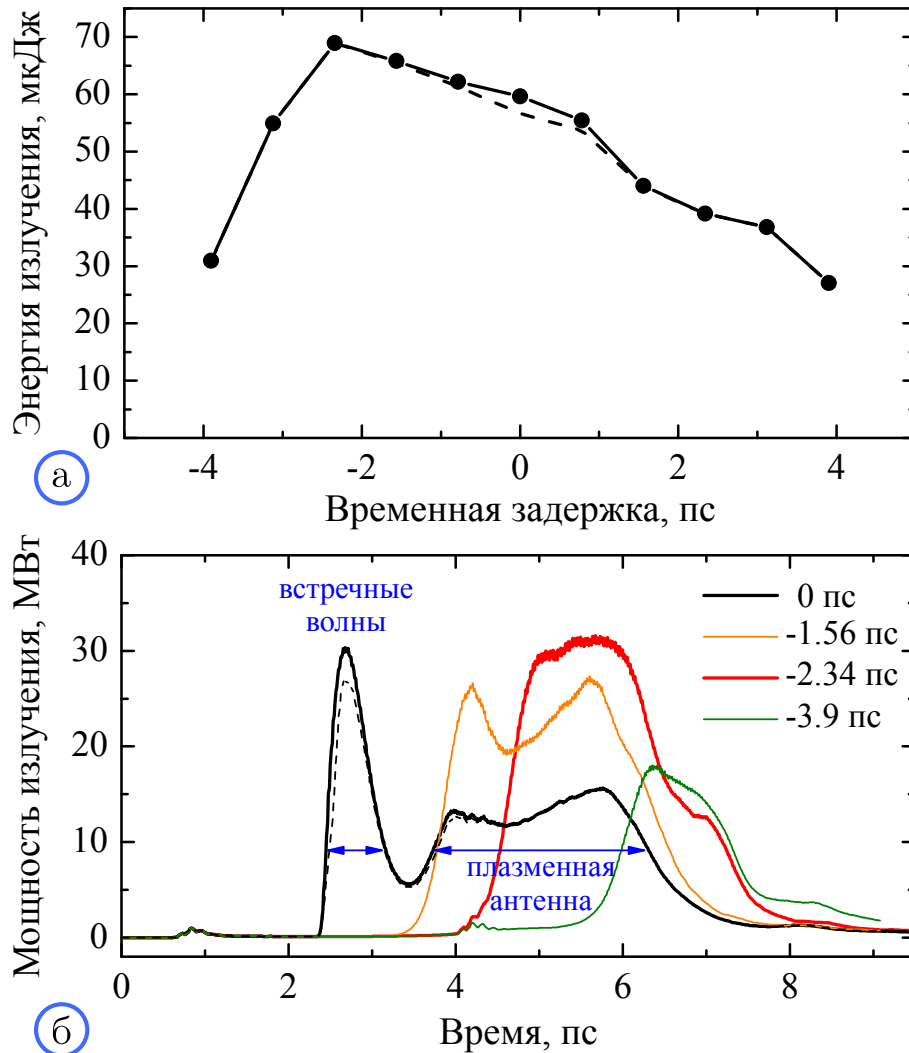


Рисунок 3.12 — Результаты численного моделирования в аксиально симметричной геометрии с виртуальным лазерным импульсом: (а) полная энергия излучаемой ЭМ волны как функция задержки широкого лазерного импульса для параметров демонстрационного эксперимента, (б) временная зависимость мощности излучения для различных значений задержки; пунктирная кривая показывает уменьшение мощности излучения и энергии, для случая без задержки, когда ЭМ излучение из области перекрытия лазеров, как ожидается, будет полностью подавлено

энергии для параметров обсуждаемого эксперимента достигает 70 мкДж. Рисунок 3.12б показывает динамику мощности излучения при различных временных задержках. Для нулевой задержки, как обсуждалось выше (раздел 3.5), в процессе излучения участвуют два механизма генерации: первый пик излучения наблюдается на стадии однородной ионной плотности в результате механизма, основанного на столкновении встречных плазменных волн с отличающимися профилями потенциалов [58]; дальнейшая эмиссия связана с механизмом плаз-

менной антенны, реализующимся в условиях формирования модулированной ионной плотности [84; 85]. Для оптимальной задержки ( $-2.34$  пс), импульс  $2\omega_p$ -излучения достигает той же самой мощности 30 МВт, но становится короче во времени, так что вклад разных механизмов перестаёт быть различимым.

Мы можем также оценить негативный вклад перекрытия лазерных импульсов, исключив из общей мощности излучения, область, где происходит встреча голов лазерных импульсов. Пунктирная кривая на Рисунке 3.12б показывает, что для нулевой задержки этот эффект уменьшает максимальную мощность на 12%. Поскольку дальнейшее антенное излучение генерируется из области вне фокуса и поэтому не подвержено данному эффекту, относительное уменьшение полной энергии излучения оказывается меньше 5%. Как видно (Рисунок 3.12а, пунктирная кривая), негативное влияние перекрытия импульсов быстро уменьшается с увеличением временной задержки.

Более детальное сравнение моделирования с нулевой и оптимальной задержками представлено на Рисунке 3.13. Временная зависимость продольного профиля плотности мощности излучения (Рисунки 3.13а и 3.13б) демонстрирует, что в случае без задержки эффект подавления излучения играет роль в области наиболее интенсивной генерации, в то время как в случае с оптимальной задержкой этот эффект практически не играет роли. Профили мощности излучения в моменты наиболее интенсивного излучения для каждого случая ( $240 \omega_p^{-1}$  и  $508 \omega_p^{-1}$ ) представлены на Рисунках 3.13в-3.13г. В случае смещённой точки столкновения видно, что излучение второй гармоники испускается из более широкой области по сравнению со случаем без задержки.

Стоит отметить, что при такой величине задержки к моменту, когда возбуждается более узкая кильватерная волна, широкая волна, помимо продольной модуляции плотности ионов с волновым числом  $q = 2c/\omega_p$ , успевает создать радиальный канал с уменьшенной плотностью плазмы посредством собственной пондеромоторной силы. Как показано в работе [110], формирование такого канала сопровождается усилением кильватерной волны вблизи оси распространения из-за перераспределения волновой энергии в такой яме плотности. В нашем случае предварительное формирование этого канала более широкой волной позволяет собрать волновую энергию и локализовать её в области эффективного взаимодействия со встречной волной, что приводит к небольшому увеличению эффективности генерации. На Рисунках 3.13д и 3.13е показаны спектры излучения продольного поля в вакууме. Присутствие радиальной неоднородности

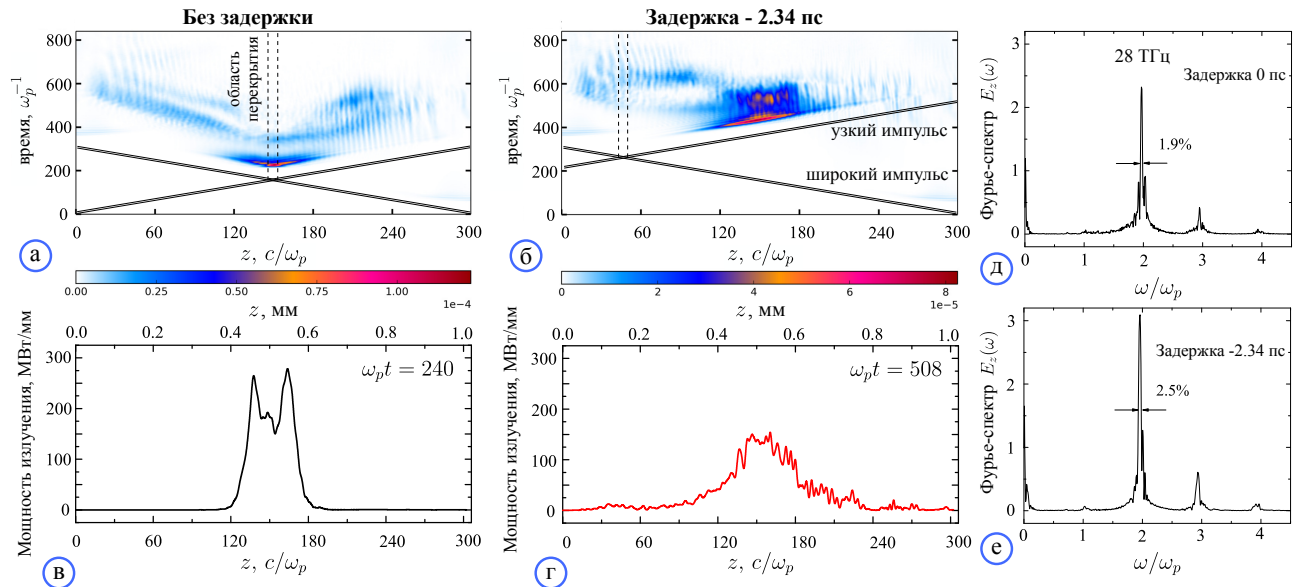


Рисунок 3.13 — Сравнение расчётов с нулевой и оптимальной задержками в аксиально-симметричной модели: (а)–(б) продольный профиль плотности мощности излучения как функция времени (сплошные линии показывают траектории «головы» и «хвоста» каждого лазерного импульса); (в)–(г) профили плотности мощности в моменты наиболее интенсивного излучения ( $240 \omega_p^{-1}$  и  $508 \omega_p^{-1}$ ); (д), (е) частотные спектры излучающих полей  $E_z(t)$

приводит к незначительному уширению спектра с 1.9% до 2.5%, когда временная задержка узкого импульса изменяется от нуля до 2.34 пс.

### 3.7 Эффекты конечного угла столкновения лазерных импульсов

Везде ранее для генерации излучения встречными волнами рассматривалось лобовое столкновение плазменных волн. Однако такая постановка задачи не является оптимальной для экспериментальной реализации, так как допускает возвращение лазерного излучения в усилительную систему, что может стать причиной её повреждения. По этой причине в этом разделе рассматривается столкновение лазерных импульсов под небольшим углом  $\alpha$ , что схематично показано на Рисунке 3.14а. Поскольку введение пусть и небольшого угла между оптическими осями импульсов приводит к уменьшению размера области взаимодействия, следует ожидать, что эффективность излучения уменьшится с ростом  $\alpha$ . Чтобы оценить, при каких значениях угла это уменьшение ещё не становится критическим, рассмотрим здесь излучение в дальней зоне источника [111]. Этот

подход также позволяет получить угловое распределение интенсивности излучения и оценить плотность энергии в предполагаемой области диагностики.

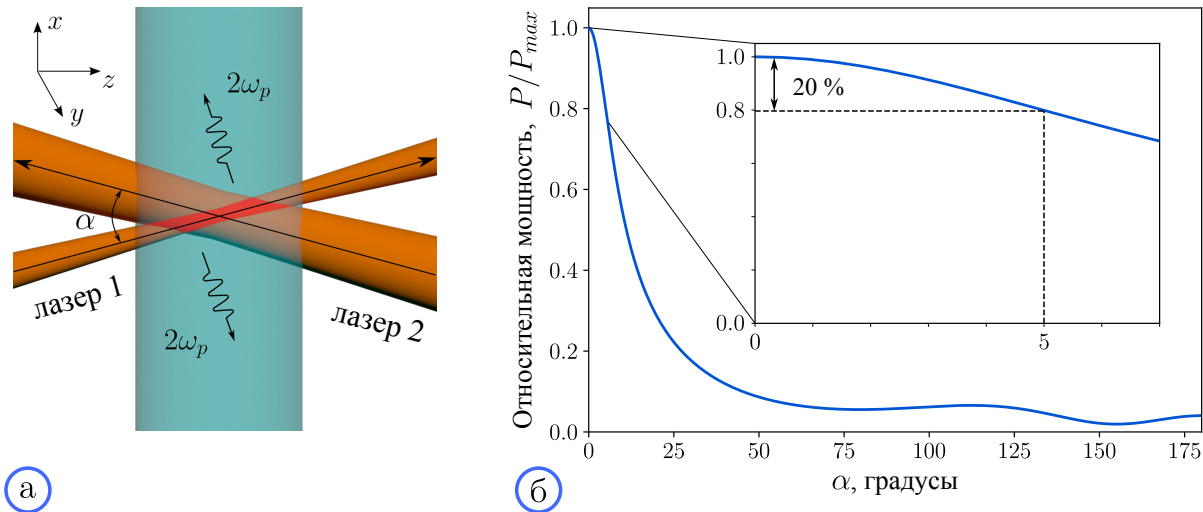


Рисунок 3.14 — (а) Схематичное изображение встречных кильватерных волн, распространяющихся под углом  $\alpha$  к друг другу через сверхзвуковую газовую струю; (б) зависимость относительной  $P/P_{max}$  мощности излучения в дальней зоне от угла  $\alpha$

Чтобы вычислить характеристики излучения в дальней зоне, где расстояние до точки наблюдения значительно превышает размеры источника  $r \gg L$  и длину волны излучения  $r \gg \lambda$ , рассматривается источник тока [63]

$$\mathbf{j} = -\delta n \mathbf{v}^{(1)} - \mathbf{v}^{(2)} = \mathbf{J} \exp(-2i\omega t) + \text{к.с.}, \quad (3.23)$$

где  $\mathbf{v}^{(1)}$  и  $\mathbf{v}^{(2)}$  возмущения первого и второго порядка скорости электронов плазмы в полях встречных волн:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_s^{(1)} &= i\nabla\Phi_s(\mathbf{r}, t), & \mathbf{v}_s^{(2)} &= \frac{-i}{2\omega}(\mathbf{v}_s^{(1)}\nabla)\mathbf{v}_s^{(1)}, \\ n_s^{(1)} &= \frac{-i}{\omega}(\nabla\mathbf{v}_s^{(1)}). \end{aligned} \quad (3.24)$$

Пренебрегая влиянием границ, рассмотрим излучение локализованного источника тока (3.23) в бесконечной плазме. Профиль каждой из кильватерных волн  $\Phi(\mathbf{r}_s)$  в сонаправленных их оптических осях системах координат

$$\begin{aligned} x_1 &= x \cos \beta - z \sin \beta, & x_2 &= -x \cos \beta - z \sin \beta, \\ z_1 &= x \sin \beta + z \cos \beta, & z_2 &= x \sin \beta - z \cos \beta, \end{aligned} \quad (3.25)$$

где  $\beta = \alpha/2$ , задаётся таким же образом, как и ранее в Главе 1: (1.12)–(1.13).

Полная мощность излучения такого источника

$$\frac{P}{P_0} = \int \frac{dI}{d\Omega} d\Omega \quad (3.26)$$

выражается через угловое распределение его интенсивности

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{k}{8\pi^2\omega\varepsilon} \left| \int [\mathbf{J} \times \mathbf{k} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} d^3r] \right|^2, \quad (3.27)$$

где  $\varepsilon = 3/4$  диэлектрическая проницаемость холодной немагнитной плазмы для  $\omega = 2$ ,  $\mathbf{k} = \sqrt{3}(\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta)$  — волновой вектор излучаемой ЭМ волны, а интегрирование ведётся по области источника.

На Рисунке 3.14б показано относительное изменение мощности с увеличением угла столкновения лазерных импульсов  $\alpha$ . При малой величине угла, например  $\sim 5^\circ$ , падение мощности не превышает 20% по сравнению со случаем лобового столкновения.

На Рисунке 3.15 показано угловое распределение интенсивности излучения для  $\alpha = 5^\circ$ , которое представляет собой тонкий диск (Рисунок 3.15а), ориентированный поперёк оси узкого лазерного импульса, обозначенного как «лазер 1». Будучи почти равномерно распределенным по азимутальному углу (Рисунок 3.15в), излучение сконцентрировано в узком конусе ширины около  $2^\circ$  по полярному углу  $\theta$  (Рисунок 3.15б). Такое узкое распределение соответствует углу дифракции  $\lambda/D \approx 1.8^\circ$ , где  $\lambda = \pi c/\omega_p$  — длина волны излучения, а  $D \sim 100 c/\omega_p$  — типичная длина излучающей области. По мере увеличения угла между осями лазеров направление максимальной интенсивности остаётся ориентированным поперёк оси лазера 1. Таким образом, направление наиболее интенсивного излучения отклоняется от  $\theta = 90^\circ$  на угол  $\alpha/2$ . Диаграмма направленности излучения обладает слабо выраженной асимметрией: диск более вытянут в направлении, определяемом суммой векторов, совпадающих с осями лазера.

На Рисунке 3.16а также представлено сравнение теоретического распределения интенсивности по азимутальному углу с результатами численного моделирования в декартовой трёхмерной геометрии. Использованная численная модель описывает процессы ионизации газа лазерными импульсами, моделирование воздействия лазерного излучения на плазму осуществляется посредством модели виртуального лазерного импульса. Синяя кривая соответствует распределению, полученному в моделировании при  $\alpha = 0^\circ$ . В этом случае излучение



Рисунок 3.15 — Угловое распределение интенсивности излучения при  $\alpha=5^\circ$ : схематическое трёхмерное распределение (а); распределение по полярному углу в координатах  $(x, z)$  (б); распределение по азимутальному углу в системе координат, сонаправленной к оси лазера 1 (с)

равномерно и одинаково распределено по всем углам. Оранжевая кривая описывает распределение при  $\alpha = 5^\circ$ , серая пунктирная окружность — теоретическая диаграмма направленности. Временная эволюция мощности излучения демонстрирует падение пиковой мощности на 18% при переходе к углу  $\alpha = 5^\circ$ .

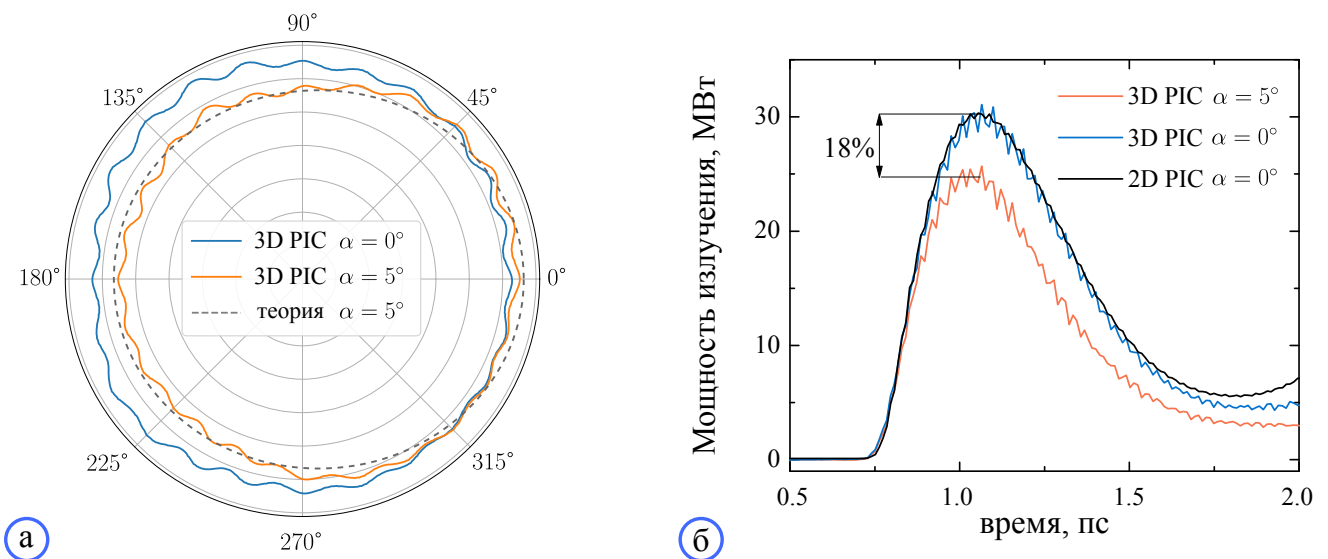


Рисунок 3.16 — (а) Сравнение углового распределения излучения, полученного в 3D моделировании методом частиц в ячейках, с теоретическим распределением; (б) временная зависимость мощности излучения в численном моделировании для случаев  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 5^\circ$

Чтобы подобрать детектор с правильной чувствительностью для измерения  $2\omega_p$ -излучения в демонстрационном эксперименте, необходимо оценить

ожидаемую величину энергии, которая будет проходить через единичную площадку в месте расположения детектора. Оценим это значение на расстоянии порядка  $R = 10$  см от источника, где будет размещено диагностическое оборудование. Выше в разделе 3.4 было показано, что теоретические предсказания переоценивают эффективность преобразования энергии лазера в излучение на 30%. Предполагая, что предложенное здесь теоретическое описание предсказывает правильное пространственное распределение излучения, но переоценивает абсолютное значение излучаемой энергии, мы можем оценить полную энергию, излучаемую электромагнитными волнами во всю сферу  $4\pi$ , как

$$\int \mathcal{W}(R) R^2 d\Omega = 40 \text{ мкДж}. \quad (3.28)$$

Тогда максимальная плотность энергии на расстоянии 10 см от источника достигает  $\sim 1.5$  мкДж/см<sup>2</sup>.

На Рисунке 3.16б представлено сравнение мощности излучения, полученного в численном моделировании в 2D геометрии для  $\alpha = 0^\circ$  и в 3D геометрии для углов  $0^\circ$  и  $5^\circ$ . Относительное падение максимальной мощности излучения, измеренной в моделировании в ближней зоне источника, при переходе к малому углу  $\alpha = 5^\circ$  составляет 18%, что соотносится с аналогичной величиной, полученной в теоретических оценках в дальней зоне.

### 3.8 Заключение

Данная глава была посвящена обсуждению оптимальных параметров для лабораторного эксперимента, нацеленного на демонстрацию принципиальной возможности генерировать мощное узкополосное ТГц излучение в результате нелинейного взаимодействия встречных плазменных кильватерных волн. Такой proof-of-principal эксперимент готовится в Институте лазерной физики СО РАН. Планируется использовать лазерную систему тераваттного уровня, генерирующую излучение с длиной волны 830 нм, минимальной длительностью 20 фс и суммарной энергией до 0.2 Дж. С помощью представленного аналитического описания были подобраны оптимальное разбиение энергии лазерной системы для двух сталкивающихся импульсов и оптимальные условия их фокусировки,

которые должны обеспечить наиболее эффективную конверсию лазерной энергии в энергию электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты, которая соответствует 28 ТГц.

Полномасштабное аксиально симметричное PIC моделирование продемонстрировало совпадение значений максимальной амплитуды излучаемой волны вдоль оптической оси, но также показало и заметное уменьшение длительности возбуждаемых волн в сравнении с результатами более ранних моделирований, проведённых в декартовой геометрии. Показано, что механизм встречных кильватерных волн, который сформулирован в условиях однородной ионной плотности, работает в течение первых пикосекунд. Длительность этой эмиссионной стадии определяется эффектами электронной нелинейности, которая приводит к перекачке энергии изначальной волны в неизлучающие гармоники.

В плазме с ионами конечной массы механизм, основанный на столкновении встречных волн с отличающимися поперечными профилями, как было показано в моделировании, сменяется механизмом плазменной антенны, основанным на рассеянии каждой кильватерной волны на продольной модуляции плотности. Максимальный вклад этого механизма в полную энергию излучения достигается при использовании газов с лёгкими атомами. В дальнейшем для экспериментальной реализации был выбран гелий. Узкополосные ( $\Delta\omega/\omega \approx 2.5\%$ ) ТГц импульсы, которые генерируются обоими механизмами, достигают максимальной мощности 20 – 30 МВт и полной энергии 30 – 40 мкДж, что соответствует эффективности конверсии 0.015% – 0.02%.

Учёт процессов ионизации показал, что гауссовы лазерные импульсы с экспериментальными параметрами способны создавать полностью ионизированную гелиевую плазму с диаметром, превышающим типичный размер взаимодействующих кильватерных волн. Благодаря этому неоднородности плотности на периферии канала не оказывают влияния на процесс излучения.

Изучены также эффекты, возникающие при перекрытии огибающих лазерных импульсов в момент их встречи. Используя PIC-моделирование, способное разрешать длину волны лазера, установлено, что амплитуда стоячих плазменных колебаний, создаваемых встречными кильватерными волнами, значительно уменьшается внутри области перекрытия в результате возбуждения высокочастотными лазерными полями модуляции плотности в этой области. Это приводит к снижению локальной интенсивности  $2\omega_p$ -излучения. Таким образом, чтобы

предотвратить влияние перекрытия лазеров на наиболее интенсивное излучение, генерируемое в фокальной области, лазерные импульсы должны попадать в фокус с некоторой временной задержкой. Полномасштабные численные моделирования с виртуальными лазерными импульсами продемонстрировали возможность не только сохранить, но и повысить эффективность преобразования энергии лазера в излучение, если узкий лазерный импульс задерживается относительно широкого на  $2 - 2.5$  пс. Это увеличение можно объяснить радиальным перераспределением энергии волн внутри плазменной ямы плотности, создаваемой пондеромоторной силой широкой волны.

Получено угловое распределение интенсивности излучения в дальней зоне источника при параметрах планируемого эксперимента. Установлено, что диаграмма направленности излучения имеет вид тонкого диска, который при малом  $\alpha$  имеет очень узкое распределение по полярному углу  $2^\circ$ . Показано, что направление максимальной интенсивности всегда ориентировано поперечно оси более узкого лазерного импульса. Полная мощность излучения быстро уменьшается с увеличением угла столкновения, так что при  $\alpha = 5^\circ$  она уменьшается на 20%. Таким образом, предложенная теория не только отвечает на вопрос, где в этом эксперименте следует регистрировать излучение второй гармоники, но и формулирует требования как к углу юстировки лазера ( $< 5^\circ$ ), так и к чувствительности детектора (максимальная плотность излучаемой энергии на расстоянии 10 см от фокуса лазера оценивается на уровне  $1.5$  мкДж/см<sup>2</sup>).

Возможность генерировать ТГц импульсы с мощностью и энергией, превышающей типичные параметры лазера на свободных электронах, используя относительно компактную установку, представляет большой интерес сама по себе. Однако основная цель предложенного эксперимента состоит в том, чтобы верифицировать предложенный механизм генерации электромагнитного излучения, который предлагает потенциальную возможность масштабировать эти параметры для генерации ГВт, мульти-мДж ТГц излучения с помощью современных ПВт-лазерных систем [58]. Поскольку столкновение потенциальных плазменных волн и их нелинейная конверсия на периодическом возмущении ионной плотности могут применяться также и к пучково-плазменным системам, экспериментальное подтверждение работоспособности этого механизма важно для описания излучения в более сложных явлениях в космической и лабораторной плазме с электронными пучками [80; 112; 113].

## Глава 4. Нелинейное взаимодействие встречных профилированных плазменных волн

Рассмотренный в предыдущей главе метод генерации электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты позволяет возбуждать узкополосные (1 – 2%) импульсы гигаваттного уровня мощности и миллиджоульной энергии с эффективностью порядка 0.01%. Максимальная эффективность генерации при этом достигается, когда размеры фокусных пятен лазерных импульсов составляют величину порядка глубины скин-слоя плазмы  $c/\omega_p$ . Чтобы получить излучение с небольшой шириной спектральной линии, на уровне нескольких процентов, необходимо сохранять слабый уровень нелинейности плазменных волн, что достигается при низких значениях интенсивности лазерных импульсов  $\delta n \propto a_0^2/\sigma_0^2 < 1$ . Из этих двух условий следует, что для обычных осесимметричных лазерных импульсов данная схема ограничена достаточно низкой энергией лазерной системы, которую можно эффективно преобразовать в излучение на второй гармонике  $\omega_p$ , так как  $W_L \propto \tau \omega_0^2 a_0^2 \sigma_0^2$ . Один из способов решить эту проблему — рассматривать квази-плоские лазерные импульсы с фиксированным размером фокусного пятна в одном измерении  $\sigma_0 \sim c/\omega_p$  и существенно вытянутые в другом  $\sigma_y \gg \sigma_0$ . В этом случае увеличение вносимой в систему лазерной энергии будет осуществляться за счёт удлинения  $\sigma_y$ , что приведёт к увеличению размера излучающей области в этом направлении и, как следствие, росту излучаемой энергии. Однако такой подход требует создания специальных линз, которые позволили бы сформировать лазерные импульсы с подобным сечением. Чтобы адаптировать рассматриваемую схему к современным высокоэнергетичным лазерным системам ПВт-ного класса, в данной главе предлагается рассматривать широкие плазменные волны с мелкомасштабной модуляцией амплитуды, которая может возникать в результате интерференции полей пары лазерных импульсов, распространяющихся в одном направлении под небольшим углом друг к другу. Как будет показано далее, такой подход позволяет существенно увеличить эффективность данной схемы за счёт увеличения продольного размера излучающей области, который для узких пучков сильно ограничен их дифракционным расплыванием [47; 64].

## 4.1 Механизм излучения

Для простоты рассмотрим здесь взаимодействие модулированных волн в плоской декартовой геометрии. Амплитуда излучающего тока, осциллирующего на удвоенной плазменной частоте, в терминах скалярного потенциала имеет вид

$$\mathcal{J} = \frac{1}{4} [\Phi_1 \Delta_{\perp} \Phi_2 - \Phi_2 \Delta_{\perp} \Phi_1]. \quad (4.1)$$

Уравнения Максвелла для такого случая преобразуются к выражению

$$\mathcal{E}'' + 4\varepsilon(\omega=2)\mathcal{E} = -2i\mathcal{J}, \quad (4.2)$$

где  $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega^{-2}$  — коэффициент диэлектрической проницаемости холодной немагнитной плазмы. Отсюда амплитуда возбуждаемой электромагнитной волны

$$\mathcal{E}_0 = \frac{2}{\sqrt{\cos^2(\sqrt{3}l) + 3}} \left| \int_{-l}^l \mathcal{J}(x) \cos(\sqrt{3}x) dx \right|. \quad (4.3)$$

Суммарная мощность излучения в единицах  $P_0 = m_e^2 c^5 / (4\pi e^2)$  может быть получена по формуле

$$P = \sigma_y \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_0^2(z) dz. \quad (4.4)$$

В этой главе будем рассматривать взаимодействие двух широких симметричных волн, одна из которых смещена относительно центра второй волны на прицельный параметр  $\Delta$  (Рисунок 4.1).

## 4.2 Поперечно модулированная кильватерная волна

Рассмотрим плазменную кильватерную волну с пространственно модулированным профилем амплитуды. Пусть такая волна возбуждается парой сонаправленных лазерных импульсов, фокусируемых в одну точку под небольшим углом по отношению друг к другу, как показано на Рисунке 4.1. В результате интерференции лазерных полей амплитуда возбуждаемой плазменной волны будет

обладать поперечной периодической структурой с характерным периодом, зависящим от угла сведения импульсов  $\alpha$ . При достаточно небольшом  $\alpha$  характерный масштаб периодической неоднородности составляет величину порядка глубины скин-слоя  $\sim c/\omega_p$ , что соответствует оптимальной величине фокусного пятна в схеме со сталкивающимися кильватерными волнами с гауссовым поперечным профилем [47].

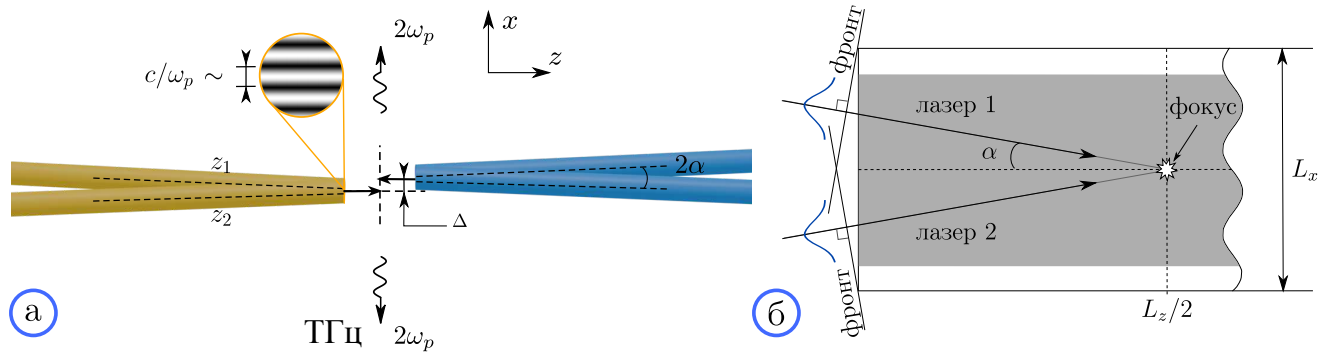


Рисунок 4.1 — (а) Схематическая иллюстрация генерации  $2\omega_p$ -излучения встречными попарно интерферирующими лазерными импульсами, каждая пара которых возбуждает поперечно модулированную кильватерную волну с характерным масштабом модуляции  $\sim c/\omega_p$ ; (б) пояснение геометрии задачи

Интерферирующие лазерные поля создают модуляцию пондеромоторной силы

$$\mathbf{F}_p = -\nabla \left[ \frac{a_1^2}{4} + \frac{a_2^2}{4} + \frac{a_1 a_2}{2} \cos(\kappa x) \right] \quad (4.5)$$

с периодом  $\kappa = 2\omega_0 \sin \alpha$ . Соответственно, плазменная волна, возбуждаемая такой пондеромоторной силой, также будет обладать поперечной модуляцией амплитуды:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \int_0^t dt' \sin(t - t') \times \left[ \frac{a_1^2(\mathbf{r}, t')}{4} + \frac{a_2^2(\mathbf{r}, t')}{4} + \frac{a_1(\mathbf{r}, t') a_2(\mathbf{r}, t')}{2} \cos(\kappa x) \right], \quad (4.6)$$

здесь  $a_{1,2}$  — векторные потенциалы каждого лазерного импульса. Каждый из лазерных импульсов характеризуется центральной частотой  $\omega_0$ , а огибающая имеет вид

$$a_s(x, z, t) = a_0 \sqrt{\frac{\sigma_0}{\sigma_s(z_s)}} \exp\left(-\frac{x_s^2}{\sigma_s^2(z_s)}\right) \sin^2\left(\frac{\pi(t - t_0 - z_s)}{2\tau}\right) \times [\mathcal{H}(t - t_0 - z_s) - \mathcal{H}(t - t_0 - z_s - 2\tau)], \quad (4.7)$$

где  $s = 1, 2$ ,  $\mathcal{H}(t)$  — функция Хевисайда, и  $t_0 = \sin \alpha (L_x - L_z \operatorname{tg} \alpha) / 2$  обозначает момент времени, когда центр лазерного импульса пересекает границу вычислительной области  $L_x \times L_z$ , показанной на Рисунке 4.1б. Дифракционное расплывание импульсов описывается зависимостью  $\sigma_s(z_s) = \sigma_0 \sqrt{1 + (z_s - z_0)^2 / \mathcal{R}^2}$ , где точка фокуса  $z = z_0 = L_z / (2 \cos \alpha)$  расположена в центре вычислительной области. Вдоль направления распространения каждого импульса введена сонаправленная его оптической оси система координат  $(x_s, z_s)$ , связанная с координатами вычислительной области следующим образом:

$$x_s = \left( x - \frac{L_x}{2} + (-1)^{s+1} \frac{L_z}{2} \operatorname{tg} \alpha \right) \cos \alpha + (-1)^s z \sin \alpha, \quad (4.8)$$

$$z_s = (-1)^{s+1} \left( x - \frac{L_x}{2} + (-1)^{s+1} \frac{L_z}{2} \operatorname{tg} \alpha \right) \sin \alpha + z \cos \alpha. \quad (4.9)$$

Подставив выражения для огибающей (4.7) и преобразования координат (4.8–4.9), можно записать потенциал (4.6) в виде волны, бегущей с групповой скоростью  $v_g = 1 / \cos \alpha$  вдоль оси  $z$ :

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{\Phi_0(\mathbf{r})}{2} e^{i(z \cos \alpha - t)} + \text{к.с.} \quad (4.10)$$

Амплитуда модулированной кильватерной волны  $\Phi_0(\mathbf{r})$  вычисляется аналитически, если в выражении (4.6) выполнить замену  $x \rightarrow x - L_x/2$ . В результате простых вычислений получаем

$$\begin{aligned} \Phi_0(\mathbf{r}) = & -\frac{ia_0^2 \sigma_0}{4 [(\tau/\pi)^2 - 1] [(\tau/\pi)^2 - 4]} \exp \left( -i\tau + i \frac{L_x}{2} \sin \alpha \right) \times \\ & \left\{ 3 \sin \tau \left[ \frac{\exp(-2x_1^2/\sigma_1^2)}{\sigma_1} \exp \left( -i \left( x - \frac{L_x}{2} \right) \sin \alpha \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\exp(-2x_2^2/\sigma_2^2)}{\sigma_2} \exp \left( i \left( x - \frac{L_x}{2} \right) \sin \alpha \right) \right] + \right. \\ & \left. + \frac{\exp(-x_1^2/\sigma_1^2 - x_2^2/\sigma_2^2)}{\sqrt{\sigma_1 \sigma_2}} \cos \left( q \left( x - \frac{L_x}{2} \right) \right) \times \right. \\ & \left. \left. \times \left[ - \left( 4 - \frac{\tau^2}{\pi^2} + \left( 2 + \frac{\tau^2}{\pi^2} \right) \cos \mu \right) \sin \nu + 3 \frac{\tau}{\pi} \sin \mu \cos \nu \right] \right\}, \quad (4.11) \end{aligned}$$

где введены обозначения

$$\mu = \frac{2\pi}{\tau} \left( x - \frac{L_x}{2} \right) \sin \alpha, \quad \nu = \left( x - \frac{L_x}{2} \right) \sin \alpha - \tau. \quad (4.12)$$

### 4.3 Оптимальные параметры генерации излучения

Определим параметры системы, при которых энергия лазерных импульсов наиболее эффективно преобразуется в излучение на частоте  $2\omega_p$ . Как отмечалось ранее (Глава 3), при взаимодействии встречных плазменных волн электромагнитная эмиссия возникает при нарушении симметрии перекрытия их профилей (4.1). Наиболее простой подход к созданию такой асимметрии состоит в задании прицельного параметра  $\Delta$  для второй волны относительно оси распространения первой (как показано на Рисунках 4.2, 4.3). Однако стоит отметить, что первые численные расчёты задачи столкновения модулированных плазменных волн показали [114], что в нелинейном режиме генерация электромагнитного излучения возможна даже в изначально симметричной системе. В этом случае асимметрия возникает самосогласованно из-за нелинейного сдвига волновых фаз. Тем не менее интенсивность излучения в таком режиме была заметно ниже, чем при наличии заранее созданной асимметрии. Оптимальное значение прицельного параметра может быть найдено из условия максимизации амплитуды  $\mathcal{E}_0$  излучаемой волны и достигается при  $\kappa\Delta \approx \pi$ . В этом случае неоднородная поперечная структура встречных волн полностью взаимно дополняется так, что область перекрытия почти равномерно заполнена колебаниями, как показано на Рисунке 4.2а. Для сравнения на Рисунке 4.2б показан случай  $\kappa\Delta \approx \pi/2$ . Как видно, амплитуда электрического тока (Рисунок 4.2г) в этом случае достигает значения, которое на  $\sim 30\%$  ниже, чем в оптимальном случае.

Наибольшая эффективность генерации излучения достигается в режиме, при котором работа поперечно модулированного электрического тока по отношению к полю электромагнитной волны максимальна. Это достигается в том случае, когда период модуляции тока совпадает с пространственным периодом электромагнитных колебаний. Возбуждаемая электромагнитная волна с частотой  $\omega = 2$  будет иметь волновой вектор  $k_{\perp} = \sqrt{\omega^2 - 1} = \sqrt{3}$ . Следовательно, резонансное условие для такой волны  $\kappa = k_{\perp} = \sqrt{3}$ . Отсюда с учётом выражения для  $\Delta$  находится угол, под которым должны сходиться лазерные импульсы, чтобы создать такую модуляцию:  $\alpha = \arcsin(\sqrt{3}/(2\omega_0))$  [47; 64].

Чтобы соотнести результаты данной работы с предсказаниями оригинальной схемы, используются те же параметры системы, что были определены в Главе 3 и в работах [61; 62]. Длина волны лазерного излучения  $\lambda_0 = 830$  нм

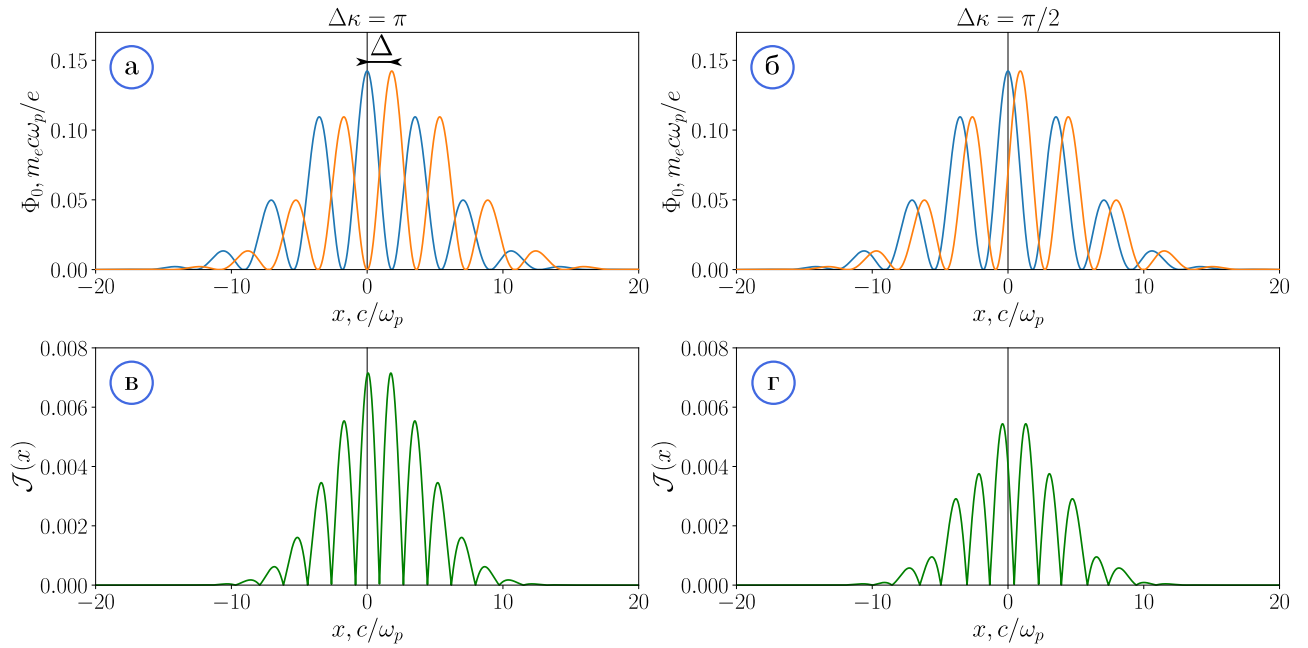


Рисунок 4.2 — (а)-(б) Поперечный профиль сталкивающихся модулированных волн для прицельных параметров, удовлетворяющих условиям  $\kappa\Delta \approx \pi$  и  $\kappa\Delta \approx \pi/2$ ; (в)-(г) соответствующая поперечная структура амплитуды излучающего тока

определяется параметрами лазерной системы, которую предполагается использовать для экспериментального исследования столкновения встречных лазерных импульсов с гауссовыми профилями. Частота излучения была выбрана равной  $2\omega_p/(2\pi) = 28.4$  ТГц из соображений удобства детектирования, так как  $\lambda_0=10$  мкм соответствует длине волны  $\text{CO}_2$  лазера. Необходимая для этого значения плотность плазмы составляет  $n_0 = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а оптимальная длительность лазерного импульса —  $\tau \approx \pi/\omega_p = 39$  фс. Размер фокусного пятна  $\sigma_0$  будет меняться в пределах от  $10 c/\omega_p$  до  $30 c/\omega_p$ . Размер вычислительной области следующий: полная ширина системы  $L_x = 160 c/\omega_p$ , ширина плазмы  $L_p = 100 c/\omega_p$ , длина системы пропорционально увеличивается вместе с  $\sigma_0$  от  $400 c/\omega_p$  до  $1100 c/\omega_p$ .

#### 4.4 Численная модель

Численное моделирование проводится с использованием вычислительного кода, который был описан в Главе 1 и применялся в последующих главах.

Поскольку период поперечной модуляции кильватерных волн достаточно мал, необходимо предварительно убедиться, что представленная аналитическая теория корректно описывает профиль и амплитуду волн. Для этого, как и ранее, используются два способа моделирования лазерных импульсов: путём добавления неэволюционирующей пондеромоторной силы в уравнения движения частиц — модель виртуального лазерного импульса; или с помощью задания реальных эволюционирующих компонент лазерного поля  $\mathbf{E}_l$  и  $\mathbf{B}_l$  с соответствующей огибающей (4.11).

Схема вычислительной области показана на Рисунке 4.3. Центральную часть области занимает бесконечный в направлении  $y$  столб плазмы, плазменные волны распространяются с противоположных концов области навстречу друг другу с прицельным параметром  $\Delta$ , встречаясь в центре системы [47]. Каждая из волн создаётся парой лазерных импульсов, фокусирующихся в центр системы. Шаг вычислительной сетки для виртуального импульса  $\Delta x = \Delta z = 0.05 c/\omega_p$  с шагом по времени  $\Delta t = 0.025\omega_p^{-1}$ , для реального лазерного импульса —  $\Delta x = \Delta z = 0.01 c/\omega_p$  и  $\Delta t = 0.005\omega_p^{-1}$ .

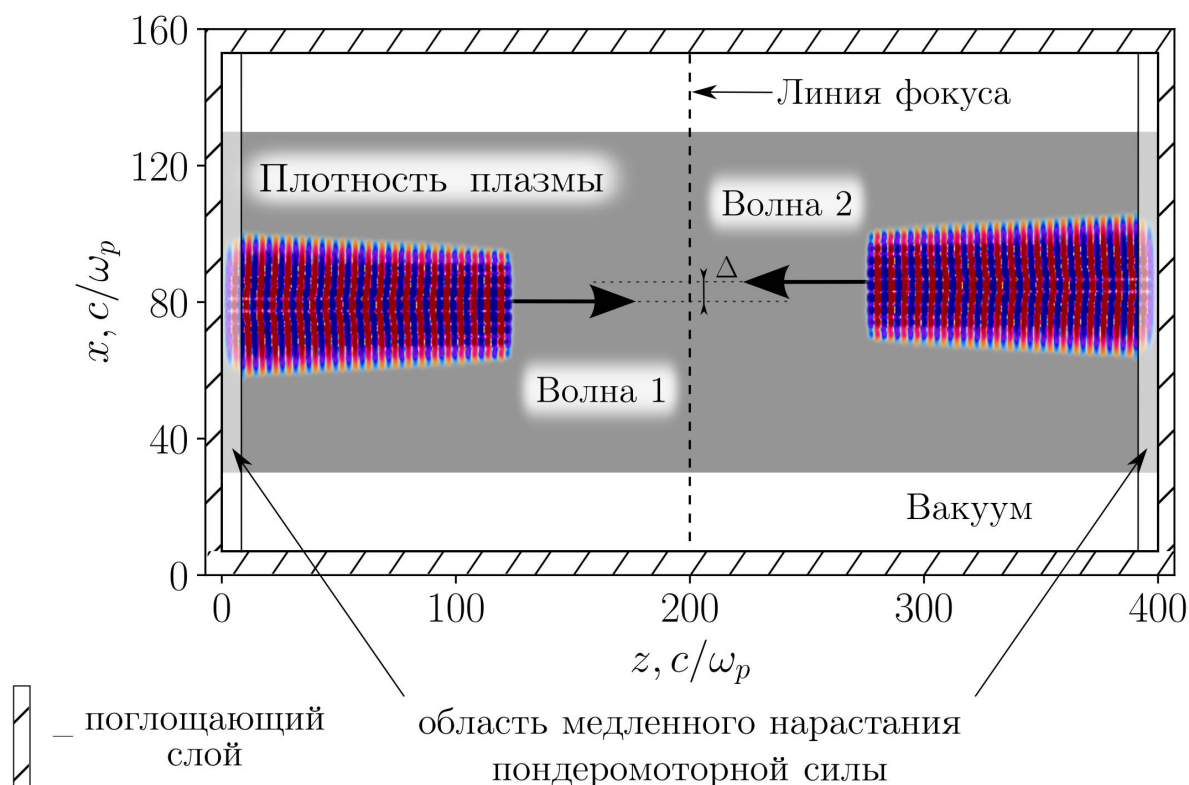


Рисунок 4.3 — Схема вычислительной области: пондеромоторная сила лазерного поля плавно включается и выключается близи границ области, чтобы избежать паразитного излучения с краёв системы

## 4.5 Возбуждение модулированной кильватерной волны

На Рисунке 4.4 приведено сравнение поперечного и продольного профиля модулированной кильватерной волны, полученных в численном моделировании с использованием модели виртуального лазерного импульса и в моделировании с самосогласованно эволюционирующими реальными полями лазерного импульса, с теоретическими кривыми (4.10)–(4.11). Размер фокусного пятна выбран равным  $\sigma_0 = 10 c/\omega_p$ . Амплитуда лазерных импульсов фиксирована на уровне  $a_0 = 0.3$ , при котором динамика электронов остаётся линейной.

Как показано на Рисунках 4.4а и 4.4б, профиль кильватерной волны с хорошей точностью совпадает с теоретической зависимостью как в моделировании с виртуальными лазерными импульсами, так и в случае моделирования реальных лазерных полей. На Рисунке 4.4в показана карта электрического поля кильватерной волны, возбуждаемой реальным лазерным импульсом. Точка фокуса находится вблизи правой границы области и отмечена синей звездой. Видно (Рисунок 4.4г), что волна распространяется преимущественно без затухания в течение сотен  $\omega_p^{-1}$ . Можно отметить некоторое отличие фазовой скорости волн, возбуждаемых виртуальным и реальным лазерными импульсами (Рисунок 4.4а). Это отличие объясняется тем, что поля реального лазерного импульса задаются на вычислительной сетке, поэтому его скорость будет немного ниже реальной скорости импульса в плазме. В то время как виртуальный лазерный импульс, чьё взаимодействие с плазмой описывается посредством добавления пондеромоторной силы в уравнения движения, распространяется со скоростью света [47; 64].

Основываясь на полученных результатах, можно сделать вывод о том, что модель виртуального лазерного импульса достаточно хорошо воспроизводит мелкомасштабную структуру плазменной кильватерной волны, создаваемой парой интерферирующих лазерных импульсов. Этот вывод позволяет использовать упрощённую модель для дальнейших более масштабных расчётов генерации излучения.

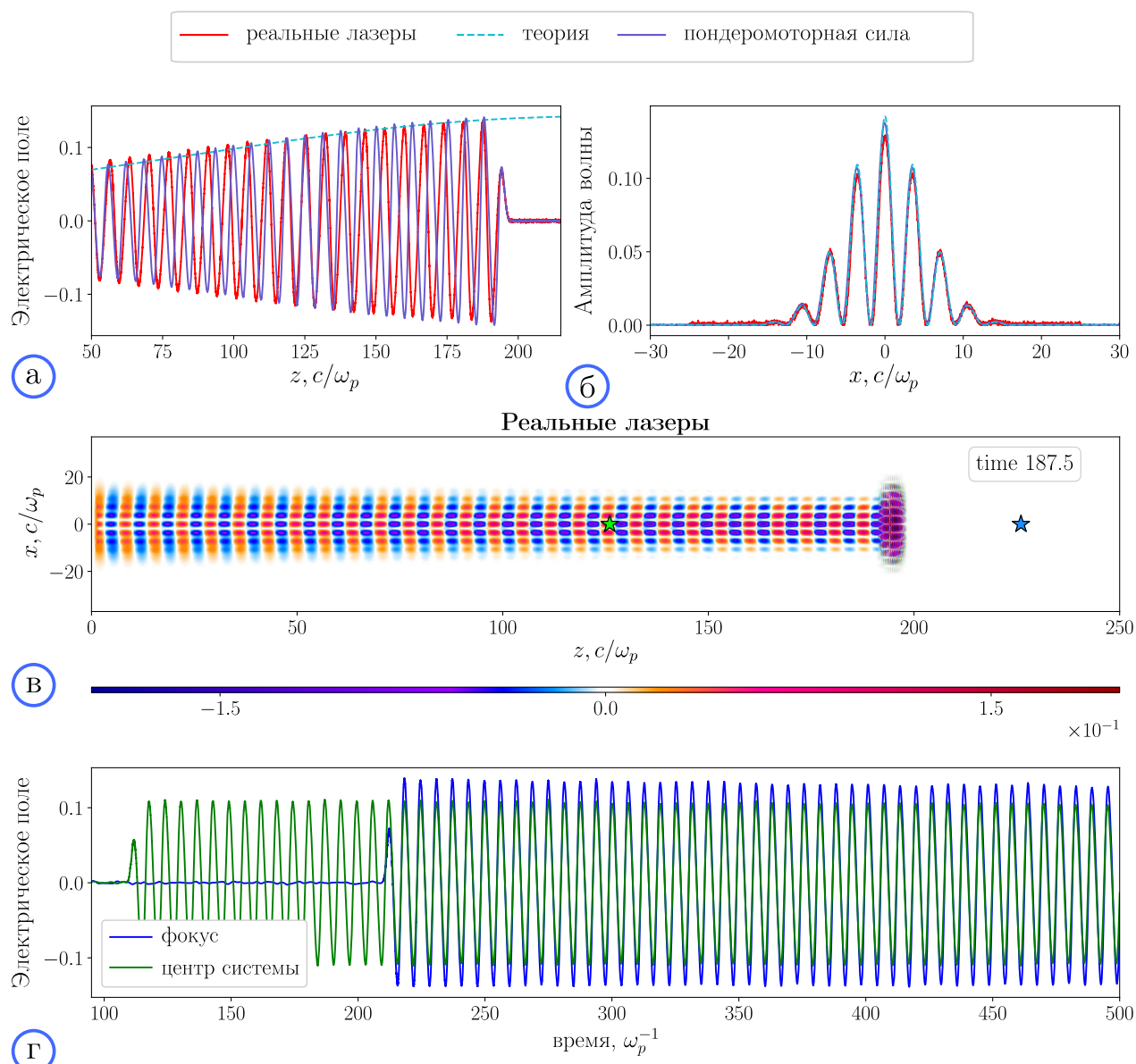


Рисунок 4.4 — Результаты сравнения модели виртуального лазерного импульса и самосогласованно эволюционирующих лазерных полей с теоретической зависимостью кильватерной волны (а) от продольной координаты системы, (б) от поперечной координаты в точке фокуса (в данном случае точка фокуса расположена на правом краю системы и отмечена синей звездой); (в) карта электрического поля кильватерной волны, возбуждаемой реальным лазерным импульсом; (г) временная эволюция электрического поля в точках в центре системы и в фокусе, отмеченных звёздами на графике (в)

## 4.6 Генерация электромагнитного излучения

Исследуем с помощью численного PIC моделирования процесс генерации электромагнитного излучения в системе со встречными модулированными волнами. Сначала определим, при каких значениях интенсивности лазерного излучения, характеризуемого параметром  $a_0$ , ещё применима приведённая здесь теоретическая модель. С этой целью проведём серию численных расчётов с различными значениями  $a_0$ , зафиксировав остальные параметры системы, которые перечислены в разделе 4.3, и выбрав размер фокусного пятна  $\sigma_0 = 10c/\omega_p$ . На Рисунке 4.5 представлена максимальная амплитуда излучения в зависимости от величины лазерного параметра, полученная в теории (4.3) и численном моделировании. По мере увеличения  $a_0$  растут амплитуды плазменных волн и возрастает уровень нелинейности системы, что приводит к уменьшению времени жизни кильватерных волн. Этим объясняет расхождение предсказаний линейной теории с результатами моделирования. При достаточно малых  $a_0 < 0.3$ , тем не менее, наблюдается хорошее согласие с теорией. В последующих вычислениях будет использоваться значение  $a_0 = 0.3$ , которое определяет границу применимости модели.

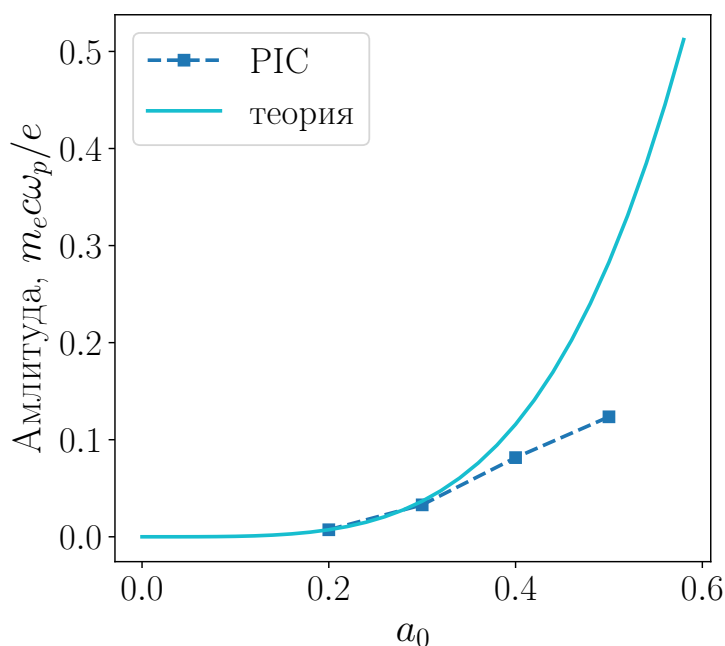


Рисунок 4.5 — Максимальная амплитуда излучения в зависимости от интенсивности лазерного импульса  $a_0$

Рассмотрим более подробно случай  $\sigma_0 = 10 c/\omega_p$  и  $a_0 = 0.3$ . Результаты численного моделирования представлены на Рисунке 4.6. Нелинейное взаимо-

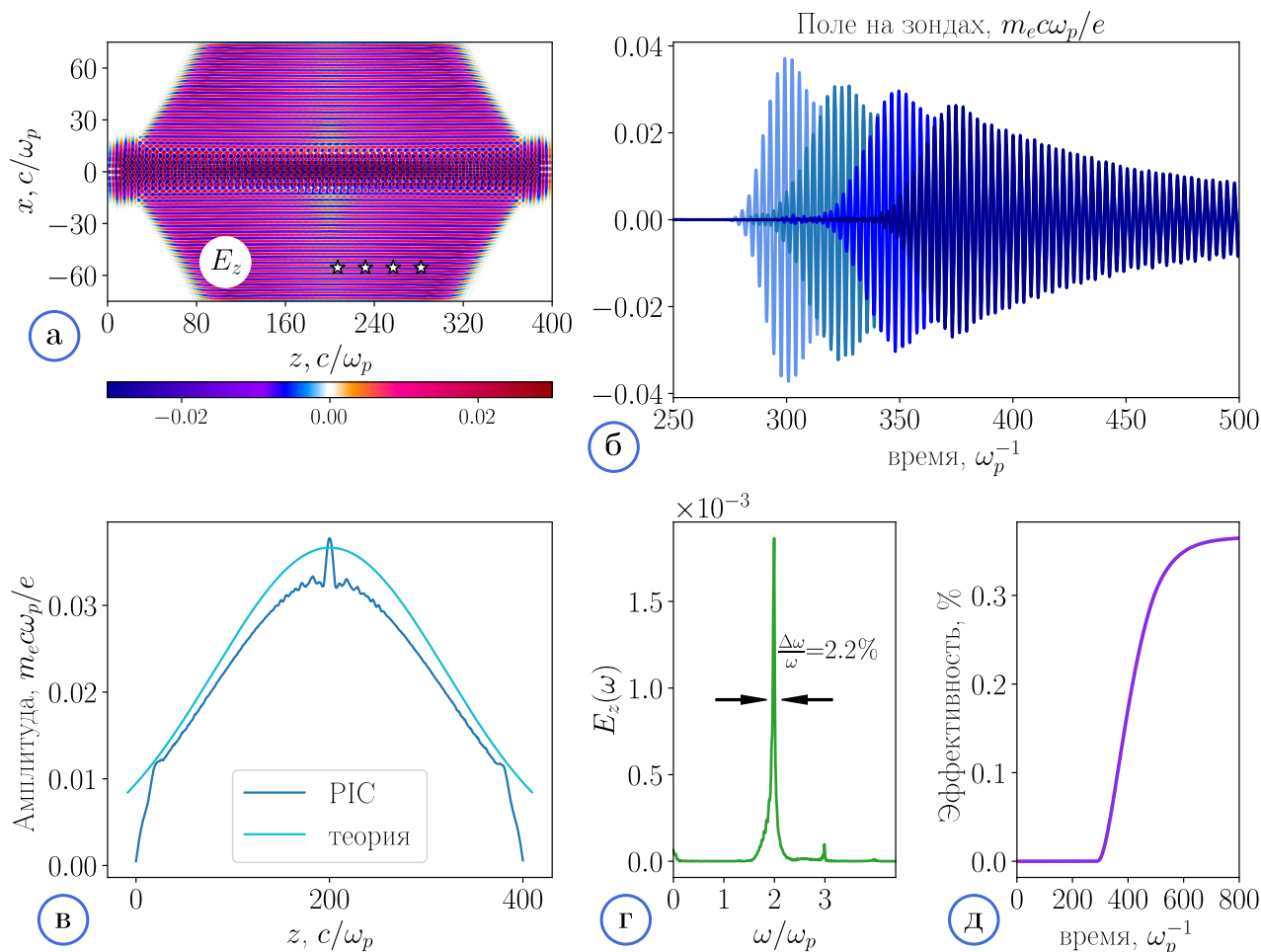


Рисунок 4.6 — Результаты численного PIC моделирования для  $\sigma_0 = 10 c/\omega_p$  и  $a_0 = 0.3$ : (а) карта продольного электрического поля  $E_z$ ; (б) временная эволюция поля излучения  $E_z$  в нескольких точках вдоль поглощающего слоя (от центра к краю); (в) продольный профиль максимального (по времени в каждой точке) электрического поля, измеренного вдоль поглощающего слоя, и соответствующая теоретическая зависимость; (г) Частотный спектр излучения; (д) полная энергия излучения, поглощённая на границе системы, нормированная на суммарную энергию лазерных импульсов, как функция времени

действие встречных поперечно модулированных плазменных волн приводит к генерации интенсивного когерентного излучения из области их перекрытия (Рисунок 4.6а). Излучение возникает в центре вычислительной области и затем распространяется в обе стороны от точки столкновения, вслед за головами лазерных импульсов (Рисунок 4.6б). Максимальная амплитуда в каждой точке вдоль

продольной оси системы с хорошей точностью совпадает с амплитудой, предсказываемой теоретически (Рисунок 4.6в). Основная доля излучения генерируется на второй гармонике плазменной частоты, что подтверждается Фурье-спектром, представленным на Рисунке 4.6г. Ширина спектральной линии составляет всего  $\sim 2\%$ . На Рисунке 4.6г также наблюдается слабый пик в окрестности  $3\omega_p$ , связанный с последующими нелинейными процессами более высокого порядка, но их вклад мал по сравнению с излучением на  $2\omega_p$ . Суммарная эффективность электромагнитной эмиссии, определяемая как отношение энергии электромагнитных волн, уходящих через верхнюю и нижнюю границы системы, к полной энергии лазерных импульсов

$$E_L = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} a_0^2 \omega_0^2 \tau \sigma_0, \quad (4.13)$$

выходит на уровень  $\sim 0.35\%$ . Эта величина на порядок превышает эффективность излучения, которая достигалась в оригинальной схеме с более узкими лазерными импульсами [58]. Основная причина увеличения эффективности состоит в том, что широкие лазерные импульсы слабо подвержены дифракции, поэтому область эффективного взаимодействия кильватерных волн будет существенно больше, чем для узких лазерных импульсов (Рисунок 4.7). Кроме того, в результате увеличивается суммарная длительность излучения [47].

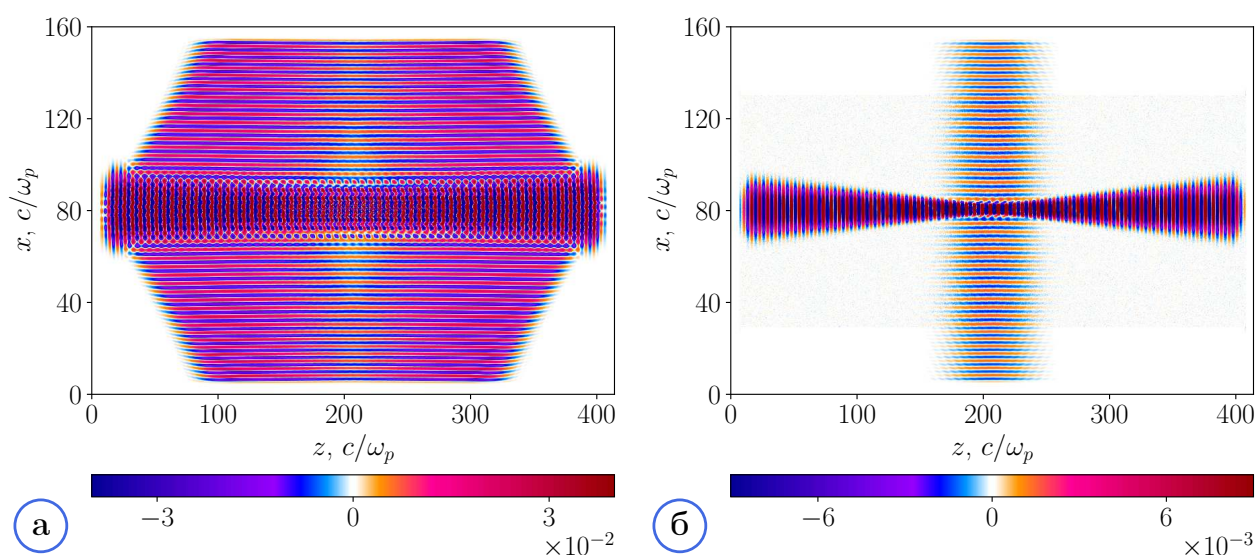


Рисунок 4.7 — Карта продольного электрического поля для (а)  $\sigma_0 = 10 c/\omega_p$  и (б)  $\sigma_0 = 1.38 c/\omega_p$  с прицельным параметром  $\Delta = 1.72 c/\omega_p$ , определённым в работе [58]

Убедимся, что угол сведения интерферирующих лазерных импульсов  $\alpha$ , полученный в разделе 4.3, действительно соответствует оптимальному. Для этого построим зависимость максимума амплитуды излучаемой волны от величины  $\alpha$  (Рисунок 4.8а). Полученная зависимость характеризуется выраженным узким максимумом вблизи найденного значения. Для численной проверки этого результата было проведено несколько расчётов с разными значениями  $\alpha$ . Результаты отмечены точками на Рисунке 4.8а, а соответствующие кривые эффективности для каждого из случаев приведены на Рисунке 4.8б. Полученные результаты согласуются с теоретической зависимостью.

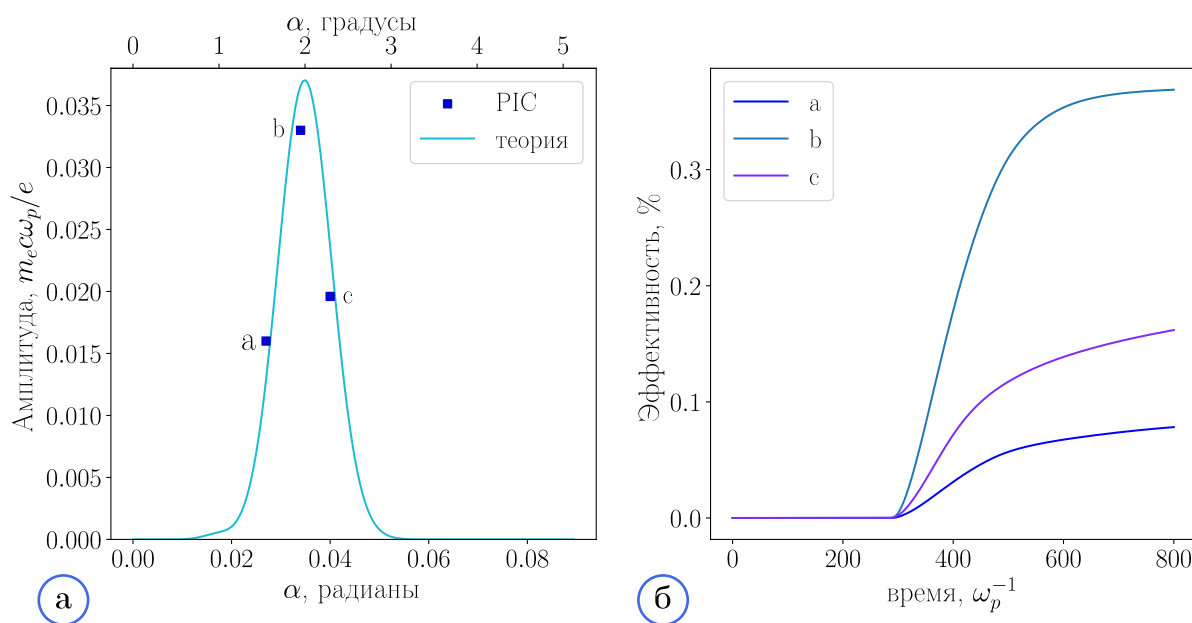


Рисунок 4.8 — (а) Амплитуда излучаемой электромагнитной волны в зависимости от  $\alpha$ ; (б) эффективность излучения для точек отмеченных на графике (а)

Ключевым свойством предлагаемой схемы излучения является возможность существенного увеличения энергии ТГц-излучения за счет увеличения энергии входного лазерного излучения. При сохранении остальных параметров неизменными, вносимая энергия может быть повышена с увеличением размеров фокусных пятен лазерных импульсов. Для оценок мощности излучения в такой системе предполагается система с квазиплоскими лазерными импульсами, вытянутыми вдоль направления  $y$ ,  $\sigma_y \gg \sigma_0$ . На Рисунке 4.9 показаны временные зависимости мощности и эффективности излучения для разной величины

фокусного пятна  $\sigma_0 = 10 - 30 c/\omega_p$ , размер в направлении  $y$  считается неизменным и равным  $\sigma_y = 100 c/\omega_p$ . Видно, что с увеличением размеров фокусных пятен, а следовательно и энергии, вносимой лазерными импульсами в систему, растёт не только пиковая мощность, но и суммарная эффективность, которая для  $\sigma_0 = 30 c/\omega_p$  достигает 1%. Этот результат также объясняется увеличением области эффективного взаимодействия, которая растёт пропорционально росту  $\sigma_0$ : размеры вычислительной области увеличивались с  $400 c/\omega_p$  до  $1100 c/\omega_p$  совместно с увеличением размера фокусного пятна. Даже при довольно умеренных параметрах лазерной системы пиковая мощность ТГц-излучения превышает 200 ГВт, при этом соответствующая максимальная амплитуда электрического поля составляет приблизительно 100 МВ/см. Стоит здесь отметить, что численное моделирование было проведено с использованием модели виртуального лазерного импульса, которая не предполагает истощение энергии лазерных пучков на возбуждение кильватерных волн. Поэтому на больших временах и при рассмотрении больших размеров системы предсказания моделирования могут давать завышенные значения. В виду очень большой ресурсо-затратности таких расчётов, на данный момент не представляется возможным провести полномасштабное моделирование с разрешением длины волны лазерного поля. Однако достоверность приведённых результатов подтверждается тем фактом, что суммарное энергосодержание самой широкой волны не превышало десяти процентов полной лазерной энергии, что не выходит за пределы физически ожидаемого результата [47].

Важным вопросом в рамках данной задачи является влияние ионной динамики на время жизни кильватерных волн в плазме и, как следствие, на эффективность излучения. На Рисунке 4.10 представлены результаты моделирования для трёх случаев: неподвижные ионы, подвижные ионы водорода и гелия. Для моделирования динамики подвижных ионов использовалось реалистичное соотношение масс. В процессе нелинейного взаимодействия встречных волн с одинаковыми по модулю волновыми векторами образуется стоячая волна  $(2\omega_p, 0)$ , которая за счёт пондеромоторной силы своего поля возмущает ионную плотность, формируя мелкомасштабную периодическую модуляцию. Рассеяние плазменных волн на этой модуляции приводит к перекачке энергии из излучающей волны в побочные неизлучающие гармоники, что вызывает более быстрое затухание излучения. Для лёгких ионов водорода этот эффект приводит к тому, что эффективность генерации спадает почти в два раза. Для более тяжёлых

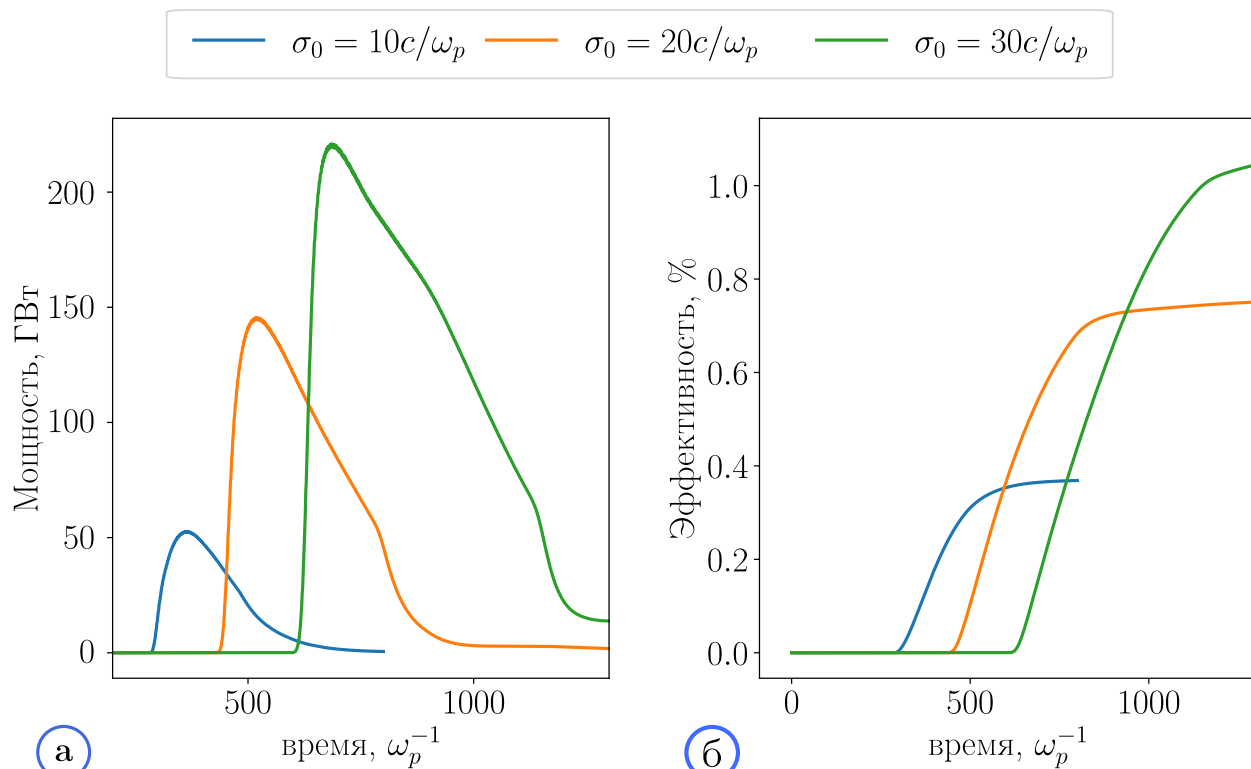


Рисунок 4.9 — Временная зависимости мощности (а) и эффективности (б) излучения для  $\sigma = 10 - 30 c/\omega_p$  при фиксированном  $\sigma_y = 100 c/\omega_p$

атомов гелия возмущения ионной плотности, индуцируемые пондеромоторной силой взаимодействующих волн, нарастают медленнее, что увеличивает время жизни излучающей волны и суммарную эффективность излучения, которая в этом случае отличается от случая неподвижных ионов на 30%.

#### 4.7 Масштабирование механизма на высокоэнергетичные лазерные системы

Чтобы продемонстрировать, какие параметры излучения достижимы [64] с помощью механизма на встречных модулированных волнах, проведём оценки для перспективной лазерной системы XCELS [115; 116].

Для эффективного возбуждения кильватерных волн с периодической модуляцией амплитуды, шириной  $10 - 30 c/\omega_p$  и длиной не менее  $1000 c/\omega_p$ , важно создать область однородного газа достаточного размера. Это может быть сделано в специальной газовой ячейке с предварительно напущенным газом. Для

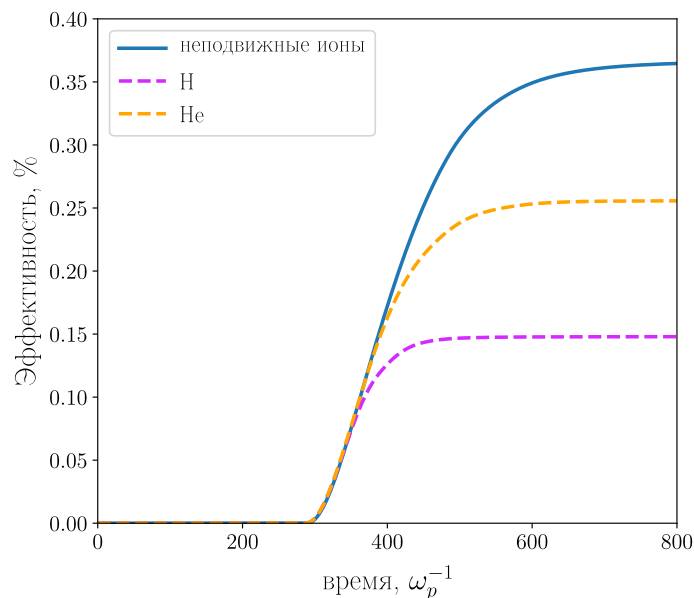


Рисунок 4.10 — Сравнение эффективности излучения в расчётах с неподвижными ионами и с ионами водорода и гелия

того, чтобы реализовать генерацию излучения встречными волнами с модулированной интенсивностью, необходимо излучение лазерной системы разбить на четыре пучка и попарно сфокусировать в центр газовой ячейки, каждая пара импульсов под углом  $\alpha = \arcsin(\sqrt{3}/\omega_0)$  друг к другу (см. Рисунок 4.11). С целью предотвращения попадания лазерного излучения в систему усиления лазерной системы каждая пара лазерных пучков должна сводиться во взаимно ортогональных плоскостях, как показано на Рисунке 4.11. Поток излучения, генерируемый радиально в  $2\pi$ , может быть собран коническим зеркалом и выведен в фокусирующую систему.

Оптимальный угол сведения лазерных пучков, как уже было показано выше, определяется из равенства длины волны возбуждаемого излучения и периода поперечной модуляции амплитуды кильватерной волны. Допустимая величина отклонения от оптимального угла зависит от плотности плазмы и увеличивается с ростом её значения и частоты излучения, так как содержит обезразмеренную на плазменную частоту лазерного излучения. На Рисунке 4.12 приведена зависимость амплитуды излучения от угла для нескольких значений плотности и частоты  $2\omega_p$ -излучения. Допустимое отклонение, определённое по ширине на полувысоте пика, составляет порядка  $\sim 10 - 14\%$ .

Оценим параметры излучения, которые могут быть получены с использованием четырёх каналов лазерной системы XCELS. Длина волны лазерного

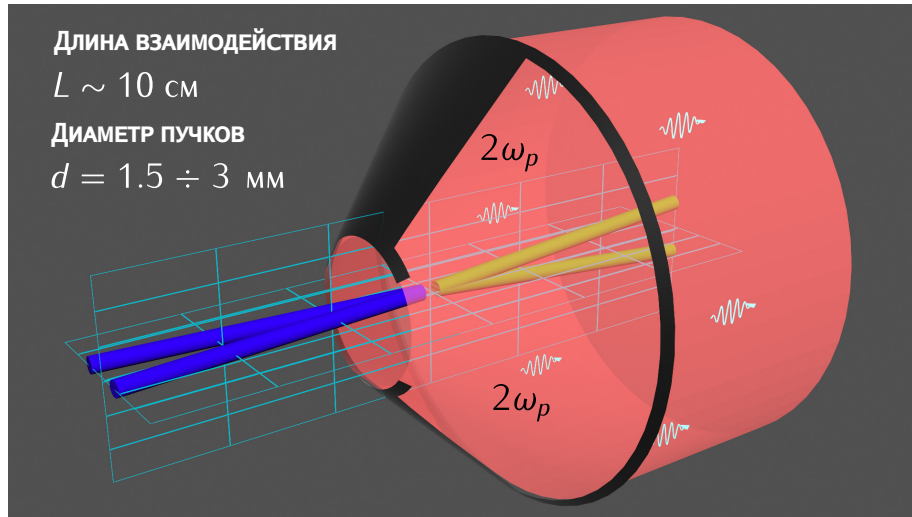


Рисунок 4.11 — Схема генерации излучения в газовой ячейке: каждая пара лазерных пучков показана своим цветом, излучение собирается коническим зеркалом и выводится из системы

излучения  $\lambda_0 = 910$  нм, суммарная энергия в четырёх каналах составит 1.5 кДж. При генерации излучения в плазме с плотностью  $n_0 = 10^{17}$  см $^{-3}$  его частота составит 5.7 ТГц. Наиболее эффективное возбуждение кильватерной волны реализуется при условии, что протяжённость волнового пакета лазерного импульса сопоставима с половиной длины плазменной волны, то есть  $\tau \sim \pi/\omega_p$ . При выбранной плотности плазмы оптимальная длительность лазерных импульсов составит 140 фс. Диаметр фокусного пятна каждого лазерного пучка должен быть равен 1.4 мм, примерная длина излучающей области — около 10 см. При таких условиях оптимальное значение угла между осями лазерных пучков составляет порядка  $1^\circ$ . При эффективности конверсии порядка 1% энергия излучения в импульсе достигает 15 Дж при длительности 3–5 пс [64].

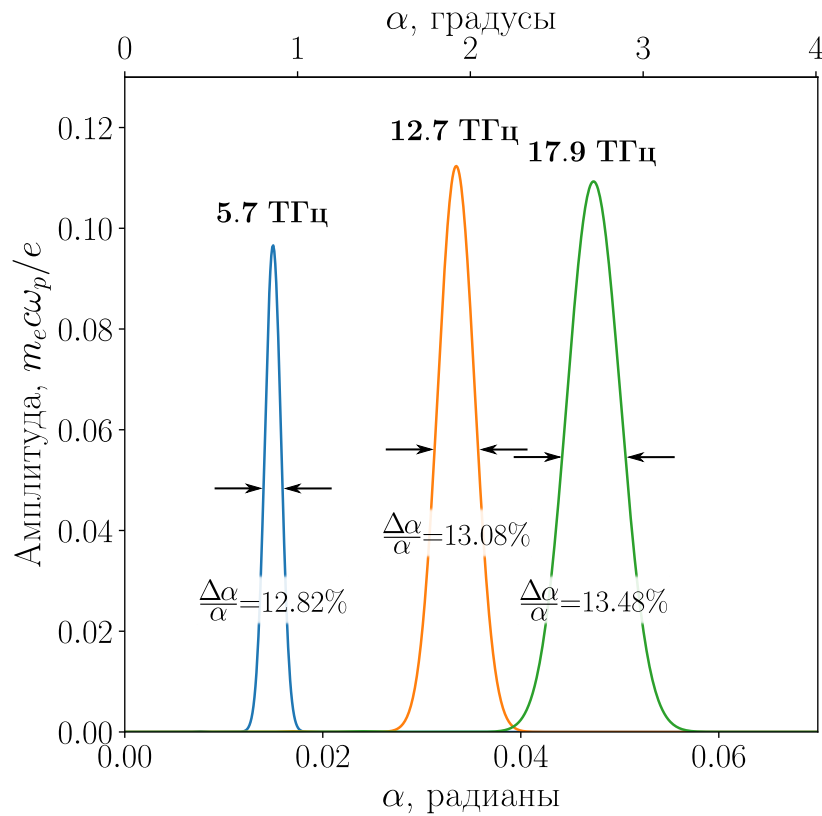


Рисунок 4.12 — Зависимости максимальной амплитуды излучения от угла сведения лазерных пучков для  $\sigma_0 = 30$  и  $a_0 = 0.3$ , построенные для разной плотности плазмы:  $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (частота излучения 5.7 ТГц),  $n_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (частота излучения 12.7 ТГц) и  $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (частота излучения 17.9 ТГц)

#### 4.8 Заключение

В данной главе предлагается способ масштабирования метода генерации электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты в результате столкновения встречных кильватерных волн на случай современных лазерных систем с большой энергией. Эффективно трансформировать высокоэнергетичные лазерные импульсы в ТГц излучение можно, если рассматривать широкие плазменные волны, промодулированные в поперечном направлении с периодом, равным длине излучаемой волны. В случае такого резонанса эффективность конверсии энергии лазерных импульсов в излучение растёт с увеличением поперечного размера возбуждаемой волны вследствие более слабой дифракции широких лазерных импульсов. Мелкомасштабная модуляция плазменной волны может быть произведена парой интерферирующих лазерных

импульсов, распространяющихся под небольшим углом по отношению друг к другу. Результаты численного моделирования методом частиц в ячейках подтверждают эту идею и демонстрируют возможность генерации излучения с узкой спектральной линией ( $\Delta\omega/\omega \sim 2\%$ ) с эффективностью преобразования энергии порядка 1% от полной энергии лазерной системы. Поскольку схема позволяет использовать лазерные системы петаваттного класса, предлагаемый метод может стать основой для генерации узкополосных ТГц импульсов с мощностью в несколько сотен ГВт и энергией в десятки Дж.

## Заключение

Основной целью данной работы было исследование двух механизмов генерации электромагнитного излучения вблизи первой и второй гармоник плазменной частоты за счёт линейной и нелинейной конверсии потенциальных плазменных колебаний, возбуждаемых либо короткими лазерными импульсами, либо длинноимпульсными электронными пучками. Первый (антенный) механизм предполагает конверсию плазменных волн на предварительно созданной продольной модуляции плотности ионов в тонком плазменном канале. Исследованию этого механизма посвящены первые две главы работы. Вторым механизмом основывается на нелинейном взаимодействии лазерных кильватерных волн с локально несовпадающими профилями электростатического потенциала. Ему посвящены следующие две главы работы. Ниже кратко перечислены основные результаты, полученные в работе.

Первая глава изучает особенности генерации электромагнитного излучения на фундаментальной гармонике плазменной частоты в результате линейной конверсии лазерной кильватерной волны на периодической модуляции ионной плотности. В рамках этой главы

- теория плазменной антенны обобщена на случай, когда плазменная волна возбуждается на границе прозрачности плазмы и не имеет частотного сдвига, как при накачке неустойчивыми электронными пучками;
- показано, что, несмотря на дифракцию лазерного драйвера, кильватерная волна генерирует узкополосное (с шириной линии 5%)  $\omega_p$ -излучение с равномерно распределённой вдоль оси интенсивностью, а полная эффективность преобразования энергии достигает 0.3%;
- установлено, что электромагнитное излучение на частоте отсечки  $\omega_p$ , возбуждаемое продолжительной накачкой, может покидать относительно тонкий плазменный слой, диффузионно проникая к границе и увеличивая при этом свою амплитуду.

В рамках второй главы исследовался механизм плазменной антенны на удвоенной плазменной частоте, реализующийся для электронного пучка. В этой главе

- разработана теория генерации излучения по механизму пучково-плазменной антенны вблизи второй гармоники плазменной частоты

и показано, что такое излучение возникает в результате нелинейного взаимодействия наиболее неустойчивой пучковой моды с сателлитом, возникающим при рассеянии первоначальной волны на модуляции плотности;

- с помощью численного моделирования изучена зависимость амплитуды  $2\omega_p$ -излучения в замагниченной системе плазма-пучок от ширины плазмы, периода и глубины модуляции; показано, что эффективность излучения в результате механизма плазменной антенны может достигать нескольких процентов.

Электромагнитное излучение на второй гармонике плазменной частоты, возникающее в результате нелинейного взаимодействия распространяющихся навстречу друг другу лазерных кильватерных волн рассматривается в Главах 3 и 4. Третья глава сфокусирована на исследовании оптимальных условий для экспериментальной реализации этого механизма. Результаты этой главы перечислены ниже.

- Определены оптимальные параметры демонстрационного эксперимента по генерации электромагнитного излучения встречными кильватерными волнами на базе лазерной системы ИЛФ СО РАН. При инжекции двух аскиально-симметричных лазерных импульсов с энергиями 16 мДж и 184 мДж, фокусирующихся параболическими зеркалами в центр сверхзвуковой гелиевой струи с плотностью  $(1.2 - 1.3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в пятна с радиусами 6.3 и 18 мкм, соответственно, ожидается возбуждение электромагнитного излучения на частоте 28 ТГц длительностью несколько пикосекунд с эффективностью оптико-терагерцового преобразования энергии на уровне 0.02%.
- С помощью численного моделирования методом частиц в ячейках исследовано влияние динамики подвижных ионов на генерацию излучения при нелинейном взаимодействии встречных плазменных волн. Показано, что к механизму, основанному на столкновении встречных волн с отличающимися поперечными профилями, на поздних стадиях добавляется механизм плазменной антенны, основанный на рассеянии каждой кильватерной волны на продольной модуляции плотности, созданной пондеромоторной силой взаимодействующих плазменных волн.
- Включение в PIC модель процессов ионизации гелия лазерными импульсами показало, что неоднородности плотности на периферии канала не

оказывают влияния на процесс излучения.

- Показано, что задержка прихода узкого лазерного импульса в 2 – 2.5 пс относительно широкого позволяет избежать формирования стоячей плазменной волны, возникающей в области перекрытия быстроосциллирующих лазерных полей и приводящей к уменьшению амплитуды излучения в области наиболее интенсивного взаимодействия встречных волн.
- Получено угловое распределение интенсивности излучения в дальней зоне источника при параметрах планируемого эксперимента и сформулированы требования как к углу юстировки лазера ( $< 5^\circ$ ), так и чувствительности детектора: максимальная плотность излучаемой энергии на расстоянии 10 см от фокуса лазера ожидается на уровне  $1.5 \text{ мкДж/см}^2$ .

В последней главе исследована возможность повысить эффективность схемы столкновения лазерных кильватерных волн и масштабировать её на самые мощные лазерные системы. В этой главе

- разработана теория нелинейной генерации электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты в результате столкновения встречных лазерных кильватерных волн с асимметричной мелкомасштабной поперечной структурой, каждая из которых создаётся парой интерферирующих лазерных импульсов;
- показано, что эффективность конверсии энергии лазерных импульсов в излучение растёт с увеличением поперечного размера возбуждаемой волны вследствие более слабой дифракции широких лазерных импульсов и может достичь порядка 1%;
- для демонстрации возможности эффективно масштабировать предложенную схему на современные лазерные системы ПВт-ного уровня мощности были приведены оценки параметров излучения для лазерной системы XCELS: при суммарной энергии лазерных импульсов в 1.5 кДж длительностью 140 фс генерация излучения на частоте 5.7 ТГц в плазме с плотностью  $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  позволит получить импульсы с энергией до 15 Дж при длительности 3 – 5 пс.

Полученные в данной работе результаты открывают возможность создания источника узкополосного ТГц излучения с рекордными импульсными значениями мощности и энергии.

## Благодарности

Автор выражает благодарность всем, чей вклад или влияние так или иначе способствовали выполнению этой работы. В первую очередь автор выражает благодарность и признательность своему научному руководителю главному научному сотруднику Института ядерной физики им. Г. И. Будкера Тимофееву Игорю Валериевичу за мудрое и терпеливое руководство и помощь на всех этапах проведения исследования. Отдельная благодарность В. В. Анненкову за помощь в получении результатов, полезные дискуссии и поддержку. Автор также выражает признательность Е. А. Берендееву за помощь в проведении численных расчётов.

Автор благодарит своих преподавателей и коллег, которые обучали непосредственно и/или просто вдохновляли своим примером: И. А. Котельникова, К. В. Лотова, Д. И. Сковородина, А. Д. Беклемишева, И. С., Черноштанова, А. С. Аракчеева, П. А. Багрянского, А. В. Бурдакова А. В. Аржанникова и многих других; а также всех, кто когда-либо слушал доклады автора, задавал вопросы или предлагал замечания.

Автор выражает благодарность информационно-вычислительному центру Новосибирского государственного университета, Иркутскому суперкомпьютерному центру СО РАН и Центру научных ИТ-сервисов ФИЦ ИВТ СО РАН за предоставленные вычислительные ресурсы.

Отдельная благодарность О. Н. Бобровниковой и С. Н. Каблуковой за помощь в оформлении и подготовке документов для защиты. Автор также выражает признательность авторам шаблона "Russian-Phd-LaTeX-Dissertation-Template".

## Список сокращений и условных обозначений

**ЭМ** электромагнитный

**PIC** particle-in-cell, метод частиц в ячейках

**ТГц** терагерц

**ГОЛ** гофрированная открытая ловушка

**2D3V** двухмерный по пространству и трёхмерный по скоростям

**FDTD** Finite Difference Time Domain, Метод конечных разностей во временной области

**БГК-волна** волна Бернштейна-Грина-Крускала

**PML** perfect match layer, идеально согласованный слой

**TM** transverse magnetic mode, поперечная магнитная мода

**TE** transverse electric mode, поперечная электрическая мода

**ЛСЭ** лазер на свободных электронах

**ИЛФ СО РАН** Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской Академии Наук

**ОРСРА** Optical Parametric Chirped-pulse Amplification, оптическое параметрическое усиление с чирпированным импульсом

**ВВО**  $\beta$ -борат бария,  $BaB_2O_4$

**ЛВО** борат лития,  $LiB_3O_5$

## Список литературы

1. *Ginzburg, V. L.* On the Possible Mechanisms of Sporadic Solar Radio Emission (Radiation in an Isotropic Plasma). – Текст: непосредственный / V. L. Ginzburg, V. V. Zhelezniakov // *Soviet Astronomy*. — 1958. — Т. 2. — С. 653.
2. *Aschwanden, M.* Physics of the solar corona: an introduction with problems and solutions. – Текст: электронный / M. Aschwanden. — Heidelberg : Springer Science Business Media, 2006. — 908 с. — URL: <https://doi.org/10.1007/3-540-30766-4> ; Дата публикации: 30.01.2006.
3. *Kampfrath, T.* Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients. – Текст: электронный / T. Kampfrath, K. Tanaka, K. A. Nelson // *Nature Photonics*. — 2013. — Т. 7, № 9. — С. 680—690. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.184> ; Дата публикации: 29.08.2013.
4. Intense terahertz radiation and their applications. – Текст: электронный / H. Hafez [и др.] // *Journal of Optics*. — 2016. — Т. 18, № 9. — С. 093004. — URL: <https://doi.org/10.1088/2040-8978/18/9/093004> ; Дата публикации: 5.08.2016.
5. The 2023 terahertz science and technology roadmap. – Текст: электронный / A. Leitenstorfer [и др.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2023. — Т. 56, № 22. — С. 223001. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/acbe4c> ; Дата публикации: 5.04.2023.
6. Nonlinear optical physics at terahertz frequency. – Текст: электронный / Y. Lu [и др.] // *Nanophotonics*. — 2024. — Т. 13, № 18. — С. 3279—3298. — URL: <https://doi.org/10.1515/nanoph-2024-0109> ; Дата публикации: 1.07.2024.
7. Terahertz nanoscopy: Advances, challenges, and the road ahead. – Текст: электронный / X. Guo [и др.] // *Applied Physics Reviews*. — 2024. — Т. 11, № 2. — С. 021306. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0189061> ; Дата публикации: 10.04.2024.
8. Nonlinear terahertz control of the lead halide perovskite lattice. – Текст: электронный / M. Frenzel [и др.] // *Science Advances*. — 2023. — Т. 9, № 21. —

- eadg3856. — URL: <https://doi.org/10.1126/sciadv.adg3856> ; Дата публикации: 24.05.2023.
9. Polarized light emission from graphene induced by terahertz pulses. — Текст: электронный / I. V. Oladyshkin [и др.] // *Physical Review B*. — 2022. — Т. 106, вып. 20. — С. 205407. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.205407> ; Дата публикации: 10.11.2022.
  10. *Reid, H. A. S.* A review of solar type III radio bursts. — Текст: электронный / H. A. S. Reid, H. Ratcliffe // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — Т. 14, № 7. — С. 773—804. — URL: <https://doi.org/10.1088/1674-4527/14/7/003> ; Дата публикации: 08.04.2014.
  11. *Goldman, M. V.* Progress and problems in the theory of type III solar radio emission. — Текст: электронный / M. V. Goldman // *Solar physics*. — 1983. — Т. 89, № 2. — С. 403—442. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF00217259> ; Дата публикации: 14.06.1983.
  12. *Timofeev, I. V.* Second harmonic electromagnetic emission of a turbulent magnetized plasma driven by a powerful electron beam. — Текст: электронный / I. V. Timofeev // *Physics of Plasmas*. — 2012. — Т. 19, № 4. — С. 044501. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3701704> ; Дата публикации: 5.04.2012.
  13. Emission of Electromagnetic Pulses from Laser Wakefields through Linear Mode Conversion. — Текст: электронный / Z.-M. Sheng [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2005. — Т. 94, вып. 9. — С. 095003. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.095003> ; Дата публикации: 9.03.2005.
  14. Harmonic Langmuir waves. I. Nonlinear dispersion relation. — Текст: электронный / P. H. Yoon [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2003. — Т. 10, № 2. — С. 364—372. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1537238> ; Дата публикации: 1.02.2003.
  15. *Timofeev, I. V.* Regimes of enhanced electromagnetic emission in beam-plasma interactions. — Текст: электронный / I. V. Timofeev, V. V. Annenkov, A. V. Arzhannikov // *Physics of Plasmas*. — 2015. — Т. 22, № 11. — С. 113109. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4935890> ; Дата публикации: 19.11.2015.

16. Radiation from Cerenkov Wakes in a Magnetized Plasma. – Текст: электронный / J. Yoshii [и др.] // *Physical Review Letters*. — 1997. — Т. 79, вып. 21. — С. 4194—4197. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.4194> ; Дата публикации: 24.11.1997.
17. Experimental Observation of Radiation from Cerenkov Wakes in a Magnetized Plasma. – Текст: электронный / N. Yugami [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2002. — Т. 89, вып. 6. — С. 065003. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.065003> ; Дата публикации: 22.07.2002.
18. Emission of Type II Radio Bursts - Single-Beam Versus Two-Beam Scenario. – Текст: электронный / U. Ganse [и др.] // *Solar Physics*. — 2012. — Т. 280, № 2. — С. 551—560. — URL: <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0077-7> ; Дата публикации: 14.08.2012.
19. *Timofeev, I. V.* Efficient regime of electromagnetic emission in a plasma with counterstreaming electron beams. – Текст: электронный / I. V. Timofeev, V. V. Annenkov // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Т. 21, № 8. — С. 083109. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4892965> ; Дата публикации: 12.08.2014.
20. *Robinson, P. A.* Theory of Type III and Type II Solar Radio Emissions. – Текст: электронный / P. A. Robinson, I. H. Cairns // *Radio Astronomy at Long Wavelengths* / под ред. R. G. Stone [и др.]. — American Geophysical Union (AGU), 2000. — С. 37—45. — URL: <https://doi.org/10.1029/GM119p0037> ; Дата публикации: 01.01.2000.
21. *Kuznetsov, A. A.* Formation of zebra pattern in low-frequency Jovian radio emission. – Текст: электронный / A. A. Kuznetsov, V. G. Vlasov // *Planetary and Space Science*. — 2013. — Т. 75. — С. 167—172. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.pss.2012.09.005> ; Дата публикации: 24.09.2012.
22. Variable emission mechanism of a Type IV radio burst. – Текст: электронный / Morosan, D. E. [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2019. — Т. 623. — A63. — URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834510> ; Дата публикации: 7.03.2019.
23. *Kuijpers, J.* A unified explanation of solar type IV dm continua and zebra patterns.. – Текст: электронный / J. Kuijpers // *Astronomy & Astrophysics*. — 1975. — Т. 40, № 4. — С. 405—410. — URL: <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1975A%26A....40..405K> ; Дата публикации: 9.01.1975.

24. *Kuznetsov, A.* Loss-cone instability and formation of zebra patterns in type IV solar radio bursts. – Текст: электронный / А. Kuznetsov, Y. T. Tsap // *Solar Physics*. — 2007. — Т. 241, № 1. — С. 127—143. — URL: <https://doi.org/10.1007/s11207-006-0351-7> ; Дата публикации: 27.02.2007.
25. *Zheleznyakov, V. V.* On the analogy between the zebra patterns in radio emission from the sun and the crab pulsar. – Текст: электронный / V. V. Zheleznyakov, V. V. Zaitsev, E. Y. Zlotnik // *Astronomy Letters*. — 2012. — Т. 38, № 9. — С. 589—604. — URL: <https://doi.org/10.1134/S106377371209006X> ; Дата публикации: 16.09.2012.
26. Collapse of Langmuir waves. – Текст: электронный / V. E. Zakharov [и др.] // *Soviet Physics JETP*. — 1972. — Т. 35, № 5. — С. 908—914. — URL: <https://jetp.ras.ru/cgi-bin/r/index/e/35/5/p908?a=list> ; Дата публикации: 1.11.1972.
27. Relaxation of high-current electron beams and the modulational instability. – Текст: электронный / A. Galeev [и др.] // *Soviet Physics JETP*. — 1977. — Т. 72. — С. 507—517. — URL: <https://jetp.ras.ru/cgi-bin/index/e/45/2/p266?a=list> ; Дата публикации: 1.02.1977.
28. *Freund, H. P.* Spontaneous emission of radiation from localized Langmuir perturbation. – Текст: электронный / H. P. Freund, K. Papadopoulos // *The Physics of Fluids*. — 1980. — Т. 23, № 4. — С. 732—735. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.863045> ; Дата публикации: 1.04.1980.
29. *Akimoto, K.* Electromagnetic radiation from strong Langmuir turbulence. – Текст: электронный / K. Akimoto, H. L. Rowland, K. Papadopoulos // *The Physics of Fluids*. — 1988. — Т. 31, № 8. — С. 2185—2189. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.866618> ; Дата публикации: 1.08.1988.
30. *Wong, A. Y.* Three-Dimensional Self-Collapse of Langmuir Waves. – Текст: электронный / A. Y. Wong, P. Y. Cheung // *Physical Review Letters*. — 1984. — Т. 52, вып. 14. — С. 1222—1225. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.52.1222> ; Дата публикации: 2.04.1984.
31. Strong Langmuir turbulence with and without collapse: experimental study. – Текст: электронный / L. N. Vyacheslavov [и др.] // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2002. — Т. 44, 12B. — В279. — URL: <https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/12B/320> ; Дата публикации: 21.11.2002.

32. Evidence for Langmuir wave collapse in the interplanetary plasma. – Текст: электронный / P. J. Kellogg [и др.] // *Geophysical Research Letters*. — 1992. — Т. 19, № 12. — С. 1303—1306. — URL: <https://doi.org/10.1029/92GL01016> ; Дата публикации: 21.11.2002.
33. *Thejappa, G.* Observational Evidence for Langmuir Wave Collapse in the Source Region of a Solar Type III Radio Burst. – Текст: электронный / G. Thejappa, R. J. MacDowall // *The Astrophysical Journal*. — 2018. — Т. 862, № 1. — С. 75. — URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaca3b> ; Дата публикации: 24.07.2018.
34. How electron two-stream instability drives cyclic Langmuir collapse and continuous coherent emission. – Текст: электронный / H. Che [и др.] // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2017. — Т. 114, № 7. — С. 1502—1507. — URL: <https://doi.org/10.1073/pnas.1614055114> ; Дата публикации: 30.01.2017.
35. *Arzhannikov, A. V.* Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence. – Текст: электронный / A. V. Arzhannikov, I. V. Timofeev // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2012. — Т. 54, № 10. — С. 105004. — URL: <https://doi.org/10.1088/0741-3335/54/10/105004> ; Дата публикации: 31.08.2012.
36. *Аржанников, А. В.* Интенсивное пучково-плазменное взаимодействие как источник субмиллиметрового излучения. – Текст: непосредственный / А. В. Аржанников, И. В. Тимофеев // *Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика*. — 2016. — Т. 11, № 4. — С. 78—104.
37. The frequency spectrum and energy content in a pulse flux of terahertz radiation generated by a relativistic electron beam in a plasma column with different density distributions. – Текст: электронный / A. Arzhannikov [и др.] // *Plasma Physics Reports*. — 2024. — Т. 50, № 3. — С. 331—341. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063780X24600051> ; Дата публикации: 15.05.2024.
38. *Yi, S.* Multiple harmonic plasma emission. – Текст: электронный / S. Yi, P. H. Yoon, C.-M. Ryu // *Physics of Plasmas*. — 2007. — Т. 14, № 2007. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2424556> ; Дата публикации: 17.01.2007.

39. Radiation efficiency of electromagnetic wave modes from beam-generated solar radio sources. – Текст: электронный / С. Krafft [и др.] // Nature Astronomy. — 2025. — Т. 9, вып. 9. — С. 1292—1299. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41550-025-02619-2> ; Дата публикации: 7.08.2025.
40. Тимофеев, А. В. Волны в плазме в магнитном поле вблизи критической поверхности. – Текст: электронный / А. В. Тимофеев // Успехи физических наук. — 2004. — Т. 174, № 6. — С. 609—637. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0174.200406b.0609> ; Дата публикации: 16.09.2012.
41. Development of Extended Heating Pulse Operation Mode at GOL-3. – Текст: электронный / А. V. Burdakov [и др.] // Fusion Science and Technology. — 2013. — Т. 63, 1Т. — С. 29—34. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST13-A16869> ; Дата публикации: 10.08.2017.
42. Experimental and Theoretical Investigations of High Power Sub-Millimeter Wave Emission at Two-Stream Instability of High-Current REB. – Текст: электронный / А. V. Arzhannikov [и др.] // Fusion Science and Technology. — 2013. — Т. 63. — С. 82—87. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST13-A16878> ; Дата публикации: 10.08.2017.
43. Temporal structure of double plasma frequency emission of thin beam-heated plasma. – Текст: электронный / V. V. Postupaev [и др.] // Physics of Plasmas. — 2013. — Т. 20, № 9. — С. 092304. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4821608> ; Дата публикации: 20.09.2013.
44. Timofeev, I. V. Theory of a beam-driven plasma antenna. – Текст: электронный / I. V. Timofeev, E. P. Volchok, V. V. Annenkov // Physics of Plasmas. — 2016. — Т. 23, № 8. — С. 083119. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4961218> ; Дата публикации: 18.08.2016.
45. Annenkov, V. V. Generation of high-power electromagnetic radiation by a beam-driven plasma antenna. – Текст: электронный / V. V. Annenkov, E. P. Volchok, I. V. Timofeev // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2016. — Т. 58, № 4. — С. 045009. — URL: <https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/4/045009> ; Дата публикации: 5.02.2016.

46. *Анненков, В. В.* Генерация терагерцового излучения при коллективных взаимодействиях электронных и лазерных пучков с плазмой. – Текст: непосредственный : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.08 : защищена 06.12.19 / Анненков Владимир Вадимович. — Новосибирск, 2019. — 105 с.
47. *Волчок, Е. П.* Механизмы конверсии плазменных кильватерных волн в электромагнитное излучение на гармониках плазменной частоты. – Текст: непосредственный : Выпускная квалификационная работа / Волчок Е. П. — Новосибирск : Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 2022. — 105 с.
48. *Volchok, E. P.* Coherent terahertz emission from a plasma layer due to linear conversion of laser wakefields on pre-modulated ion density. – Текст: электронный / E. P. Volchok, I. V. Timofeev, V. V. Annenkov // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2019. — Т. 61, № 12. — С. 125006. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab4cfa> ; Дата публикации: 28.10.2019.
49. Second harmonic electromagnetic emission in a beam-driven plasma antenna. – Текст: электронный / V. V. Annenkov [и др.] // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2019. — Т. 61, № 5. — С. 055005. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab0789> ; Дата публикации: 26.03.2019.
50. *Annenkov, V. V.* Electromagnetic Emission Produced by Three-wave Interactions in a Plasma with Continuously Injected Counterstreaming Electron Beams. – Текст: электронный / V. V. Annenkov, E. P. Volchok, I. V. Timofeev // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — Т. 904, № 2. — С. 88. — URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/abbe2> ; Дата публикации: 24.11.2020.
51. Microwave/millimeter-wave generation in a counterstreaming-beam-plasma system. – Текст: электронный / R. W. Schumacher [и др.] // *Journal of Applied Physics*. — 1993. — Т. 74, № 5. — С. 3057—3060. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.354621> ; Дата публикации: 01.09.1993.
52. *Intrator, T.* Experimental observations of nonlinearly enhanced  $2\omega_{UH}$  electromagnetic radiation excited by steady-state colliding electron beams. – Electronic Resource / T. Intrator, N. Hershkowitz, C. Chan // *Physics of Fluids*. — 1984. — Vol. 27, no. 2. — P. 527. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.864617> ; Дата публикации: 01.02.1984.

53. Fundamental and harmonic plasma emission in different plasma environments. – Текст: электронный / Ganse, U. [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2014. — Т. 564. — A15. — URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322834> ; Дата публикации: 31.03.2014.
54. *Frolov, A.* Generation of Terahertz Radiation under Interaction of Counterpropagating Laser Pulses in Underdense Plasma. – Текст: электронный / A. Frolov // *Plasma Physics Reports*. — 2019. — Т. 45, № 6. — С. 582—591. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063780X19060059> ; Дата публикации: 20.06.2019.
55. Increased impedance near cut-off in plasma-like media leading to emission of high-power, narrow-bandwidth radiation. – Текст: электронный / M. S. Hur [и др.] // *Scientific reports*. — 2017. — Т. 7. — С. 40034. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep40034> ; Дата публикации: 10.01.2017.
56. High-energy, short-duration bursts of coherent terahertz radiation from an embedded plasma dipole. – Текст: электронный / K. B. Kwon [и др.] // *Scientific Reports*. — 2018. — Т. 8, № 1. — С. 1—9. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-017-18399-3> ; Дата публикации: 9.01.2018.
57. Observations of the Beam-Driven Whistler Mode Waves in the Magnetic Reconnection Region at the Dayside Magnetopause. – Текст: электронный / S. Q. Zhao [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2021. — Т. 126, № 2. — e2020JA028525. — URL: <https://doi.org/10.1029/2020JA028525> ; Дата публикации: 13.01.2021.
58. *Timofeev, I. V.* Generation of high-field narrowband terahertz radiation by counterpropagating plasma wakefields. – Текст: электронный / I. V. Timofeev, V. V. Annenkov, E. P. Volchok // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Т. 24, № 10. — С. 103106. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4993100> ; Дата публикации: 20.09.2017.
59. *Тимофеев, И. В.* Генерация терагерцового излучения при коллективных взаимодействиях электронных и лазерных пучков с плазмой. – Текст: непосредственный : дис. ...док. физ.-мат. наук : 01.04.08 : защищена 19.09.18 / Тимофеев Игорь Валериевич. — Новосибирск, 2018. — 201 с.

60. High-power terahertz emission from a plasma penetrated by counterstreaming different-size electron beams. – Текст: электронный / V. V. Annenkov [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Т. 25, № 11. — С. 113110. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5048245> ; Дата публикации: 14.11.2018.
61. Simulations of electromagnetic emission from colliding laser wakefields. – Текст: электронный / I. V. Timofeev [и др.] // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2020. — Т. 62, № 4. — С. 045017. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab74e6> ; Дата публикации: 26.02.2020.
62. Optimal synchronization of laser pulses in THz generation scheme with colliding plasma wakes. – Текст: электронный / I. V. Timofeev [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2021. — Т. 28, № 1. — С. 013103. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0029848> ; Дата публикации: 6.01.2021.
63. *Volchok, E.* Electromagnetic emission due to nonlinear interaction of laser wakefields colliding in plasma at an oblique angle. – Текст: электронный / E. Volchok, V. Annenkov, I. Timofeev // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2021. — Т. 63, № 4. — С. 045001. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abdcdb> ; Дата публикации: 8.02.2021.
64. Генерация узкополосного ТГц излучения за счёт столкновения в плазме лазерных кильватерных волн с мелкомасштабной поперечной структурой. – Текст: электронный / Е. П. Волчок [и др.] // *Квантовая электроника*. — 2023. — Т. 53, № 3. — С. 272—277. — URL: <https://www.mathnet.ru/rus/qe18257> ; Дата публикации: 3.03.2023.
65. Intense terahertz pulses from SLAC electron beams using coherent transition radiation. – Текст: электронный / Z. Wu [и др.] // *Review of Scientific Instruments*. Т. 84. — AIP Publishing, 2013. — С. 022701. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4790427> ; Дата публикации: 22.02.2013.
66. Towards Terawatt-Scale Spectrally Tunable Terahertz Pulses via Relativistic Laser-Foil Interactions. – Текст: электронный / G.-Q. Liao [и др.] // *Physical Review X*. — 2020. — Т. 10, вып. 3. — С. 031062. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.10.031062> ; Дата публикации: 18.09.2020.
67. *Bukharskii, N.* Intense widely controlled terahertz radiation from laser-driven wires. – Текст: электронный / N. Bukharskii, P. Korneev // *Matter and*

- Radiation at Extremes. — 2023. — Т. 8, № 4. — С. 044401. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0142083> ; Дата публикации: 16.05.2023.
68. *Mikheytshev, N. A.* Generation of synchronized x-rays and mid-infrared pulses by Doppler-shifting of relativistically intense radiation from near-critical-density plasmas. — Текст: электронный / N. A. Mikheytshev, A. V. Korzhimanov // Matter and Radiation at Extremes. — 2023. — Т. 8, № 2. — С. 024001. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0116660> ; Дата публикации: 02.02.2023.
69. High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH1 pumped by Cr:forsterite laser. — Текст: электронный / С. Vicario [и др.] // Optics Express. — 2015. — Т. 23, № 4. — С. 4573—4580. — URL: <https://doi.org/10.1364/OE.23.004573> ; Дата публикации: 12.02.2015.
70. Cascaded multicycle terahertz-driven ultrafast electron acceleration and manipulation. — Текст: электронный / D. Zhang [и др.] // Physical Review X. — 2020. — Т. 10, № 1. — С. 011067. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.10.011067> ; Дата публикации: 19.03.2020.
71. Narrow-band and tunable intense terahertz pulses for mode-selective coherent phonon excitation. — Текст: электронный / С. Vicario [и др.] // Applied Physics Letters. — 2020. — Т. 117, № 10. — С. 101101. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0015612> ; Дата публикации: 8.09.2020.
72. Superradiant terahertz free-electron laser driven by electron microbunch trains. — Текст: электронный / Y. Liang [и др.] // Light: Science & Applications. — 2026. — Т. 15, № 1. — С. 60. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41377-025-02156-7> ; Дата публикации: 08.01.2026.
73. Sub-nanosecond terahertz radiation obtained with an aperiodically poled lithium niobate and organic HMQ-TMS. — Текст: электронный / M. Carrillo-Fuentes [и др.] // Optics Express. — 2020. — Т. 28, № 17. — С. 24444—24451. — URL: <https://doi.org/10.1364/OE.400727> ; Дата публикации: 3.08.2020.
74. Cryogenically cooled periodically poled lithium niobate wafer stacks for multi-cycle terahertz pulses. — Текст: электронный / P. J. Dalton [и др.] // Applied Physics Letters. — 2024. — Т. 125, № 14. — С. 141101. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0230877> ; Дата публикации: 30.09.2024.

75. Large-area periodically-poled lithium niobate wafer stacks optimized for high-energy narrowband terahertz generation. – Текст: электронный / С. D. W. Mosley [и др.] // *Optics Express*. — 2023. — Т. 31, № 3. — С. 4041—4054. — URL: <https://doi.org/10.1364/OE.475604> ; Дата публикации: 20.01.2023.
76. Ultra-narrowband Coherent THz Source by Chirped-Pulse Difference Frequency Generation. – Текст: электронный / Р. Хан [и др.] // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. — 2025. — Т. 46, № 10. — С. 74. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10762-025-01090-4> ; Дата публикации: 13.10.2025.
77. *Pukhov, A.* Efficient Narrow-Band Terahertz Radiation from Electrostatic Wakefields in Nonuniform Plasmas. – Текст: электронный / А. Pukhov, А. Golovanov, I. Kostyukov // *Physical Review Letters*. — 2021. — Т. 127, вып. 17. — С. 175001. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.175001> ; Дата публикации: 9.03.2005.
78. *Miao, C.* High-power tunable laser driven THz generation in corrugated plasma waveguides. – Текст: электронный / С. Miao, J. P. Palastro, T. M. Antonsen // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Т. 24, № 4. — С. 043109. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4981218> ; Дата публикации: 18.04.2017.
79. *Kalmykov, S.* Radiation emission at Langmuir frequency from laser wake in longitudinally stratified plasma column. – Текст: электронный / S. Kalmykov, J. Elle, A. Schmitt-Sody // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2020. — Т. 62, № 11. — С. 115022. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb00f> ; Дата публикации: 8.10.2020.
80. Dynamics and Spectral Composition of Subterahertz Emission from Plasma Column Due to Two-Stream Instability of Strong Relativistic Electron Beam. – Текст: электронный / А. Arzhannikov [и др.] // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. — 2016. — Т. 6, № 2. — С. 245—252. — URL: <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2016.2525783> ; Дата публикации: 23.02.2016.
81. Well-directed flux of megawatt sub-mm radiation generated by a relativistic electron beam in a magnetized plasma with strong density gradients. – Текст: электронный / А. Arzhannikov [и др.] // *Plasma Physics and Controlled*

- Fusion. — 2020. — Т. 62, № 4. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab72e3> ; Дата публикации: 19.02.2020.
82. Generation of a Directed Flux of Megawatt THz Radiation as a Result of Strong REB-Plasma Interaction in a Plasma Column. — Текст: электронный / D. Samtsov [и др.] // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2021. — Т. 49, № 11. — С. 3371—3376. — URL: <https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3108880> ; Дата публикации: 9.09.2021.
83. Reconstruction of plasma density profiles by measuring spectra of radiation emitted from oscillating plasma dipoles. — Текст: электронный / S. Kylychbekov [и др.] // Plasma Sources Science and Technology. — 2020. — Т. 29, № 2. — С. 025018. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab6756> ; Дата публикации: 14.02.2020.
84. *Annenkov, V. V.* Simulations of electromagnetic emissions produced in a thin plasma by a continuously injected electron beam. — Текст: электронный / V. V. Annenkov, I. V. Timofeev, E. Volchok // Physics of Plasmas. — 2016. — Т. 23, № 5. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4948425> ; Дата публикации: 2.05.2016.
85. *Annenkov, V. V.* Highly efficient electromagnetic emission during 100 keV electron beam relaxation in a thin magnetized plasma. — Текст: электронный / V. V. Annenkov, I. V. Timofeev, E. P. Volchok // Physics of Plasmas. — 2019. — Т. 26, № 6. — С. 063104. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5086237> ; Дата публикации: 11.06.2019.
86. *Antonsen, T. M.* Excitation of terahertz radiation by laser pulses in nonuniform plasma channels. — Текст: электронный / T. M. Antonsen, J. Palastro, H. M. Milchberg // Physics of Plasmas. — 2007. — Т. 14, № 3. — С. 33107. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2715864> ; Дата публикации: 30.03.2007.
87. Strong terahertz emission from electromagnetic diffusion near cutoff in plasma. — Текст: электронный / M.-H. Cho [и др.] // New Journal of Physics. — 2015. — Т. 17, № 4. — С. 43045. — URL: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/17/4/043045> ; Дата публикации: 22.04.2015.
88. *Esarey, E.* Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. — Текст: электронный / E. Esarey, C. B. Schroeder, W. P. Leemans // Reviews of Modern

- Physics. — 2009. — Т. 81, № 3. — С. 1229—1285. — URL: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1229> ; Дата публикации: 27.08.2009.
89. *Gorbunov, L.* Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet. — Текст: электронный / L. Gorbunov, V. Kirsanov // *Sov. Phys. JETP*. — 1987. — Т. 66, № 2. — С. 290—294. — URL: <https://jetp.ras.ru/cgi-bin/r/index/e/66/2/p290?a=list> ; Дата публикации: 27.03.2009.
90. *Laser-plasma interactions*. — Текст: электронный / под ред. D. A. Jaroszynski, R. Bingham, R. Cairns. — Boca Raton : CRC Press, 2009. — 450 с. — URL: <https://doi.org/10.1201/9781584887799> ; Дата публикации: 27.03.2009.
91. *Boris, J. P.* Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code. — Текст: электронный / J. P. Boris // *Proceeding of Fourth Conference on Numerical Simulations of Plasmas*. — Washington D. C. : Naval Research Laboratory, 1970. — С. 3—67. — URL: <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA023511> ; Дата публикации: 19.07.1971.
92. *Yee, K. S.* Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. — Текст: электронный / K. S. Yee // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 1966. — Т. 14, № 3. — С. 302—307. — URL: <https://doi.org/10.1109/TAP.1966.1138693> ; Дата публикации: 31.05.1966.
93. *Esirkepov, T. Z.* Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor. — Текст: электронный / T. Z. Esirkepov // *Computer Physics Communications*. — 2001. — Т. 135, № 2. — С. 144—153. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(00\)00228-9](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00228-9) ; Дата публикации: 1.04.2001.
94. A simple absorbing layer for EM-radiation from a beam-plasma interaction system. — Текст: электронный / E. A. Berendeev [и др.] // *Mathematical Methods in the Applied Sciences*. — 2018. — Т. 41, № 18. — С. 9276—9282. — URL: <https://doi.org/10.1002/mma.5253> ; Дата публикации: 21.09.2018.
95. Fabrication of spatial transient-density structures as high-field plasma photonic devices. — Текст: электронный / С.-Н. Pai [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2005. — Т. 12, № 7. — С. 70707. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1986971> ; Дата публикации: 13.07.2005.

96. Slow wave plasma structures for direct electron acceleration. – Текст: электронный / В. D. Layer [и др.] // *New Journal of Physics*. — 2010. — Т. 12, № 9. — С. 095011. — URL: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/9/095011> ; Дата публикации: 29.09.2010.
97. *Брейзман, Б. Н.* Коллективное взаимодействие релятивистских электронных пучков с плазмой. – Текст: непосредственный / Б. Н. Брейзман // *Вопросы теории плазмы*. Т. 15 / под ред. Б. Б. Кадомцева. — Энергоатомиздат, 1987. — С. 55.
98. *Timofeev, I. V.* Exact kinetic theory for the instability of an electron beam in a hot magnetized plasma. – Текст: электронный / I. V. Timofeev, V. V. Annenkov // *Physics of Plasmas*. — 2013. — Т. 20, № 9. — С. 092123. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4823722> ; Дата публикации: 25.09.2013.
99. *Bernstein, I. B.* Exact nonlinear plasma oscillations. – Текст: электронный / I. B. Bernstein, J. M. Greene, M. D. Kruskal // *Physical Review*. — 1957. — Т. 108, № 3. — С. 546. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.546> ; Дата публикации: 1.11.1957.
100. *Timofeev, I. V.* Simulations of a beam-driven plasma antenna in the regime of plasma transparency. – Текст: электронный / I. V. Timofeev, E. A. Berendeev, G. I. Dudnikova // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Т. 24, № 9. — С. 093114. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4995323> ; Дата публикации: 08.09.2017.
101. *Annenkov, V. V.* Electromagnetic emission from plasma with counter-streaming electron beams in the regime of oblique instability dominance. – Текст: электронный / V. V. Annenkov, E. P. Volchok, I. V. Timofeev // *Physics of Plasmas*. — 2024. — Т. 31, вып. 3. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0190331> ; Дата публикации: 7.03.2024.
102. Coherent combining of femtosecond pulses parametrically amplified in BBO crystals. – Текст: электронный / S. N. Bagayev [и др.] // *Optics Letters*. — 2014. — Т. 39, № 6. — С. 1517—1520. — URL: <https://doi.org/10.1364/OL.39.001517> ; Дата публикации: 12.05.2014.
103. *Berenger, J.-P.* A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. – Текст: электронный / J.-P. Berenger // *Journal of Computational Physics*. — 1994. — Т. 114, № 2. — С. 185—200. — URL: <https://doi.org/10.1006/jcph.1994.1159> ; Дата публикации: 25.05.2002.

104. *Golovanov, A.* Formula for the ionisation rate of an atom or ion in a strong electromagnetic field for numerical simulation. – Текст: электронный / A. Golovanov, I. Kostyukov // *Quantum Electronics*. — 2020. — Т. 50, № 4. — С. 350—353. — URL: <https://doi.org/10.1070/qel17309> ; Дата публикации: 4.04.2020.
105. *Ammosov, M. V.* Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in electromagnetic field. – Текст: электронный / M. V. Ammosov, N. B. Delone, V. P. Krainov // *Proceedings of SPIE, High intensity laser processes*. Т. 664. — SPIE. 1986. — С. 138—141. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.938695> ; Дата публикации: 21.10.1986.
106. *Bauer, D.* Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations. – Текст: электронный / D. Bauer, P. Mulser // *Physical Review A*. — 1999. — Т. 59, вып. 1. — С. 569—577. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.59.569> ; Дата публикации: 1.01.1999.
107. *Artemenko, I. I.* Ionization-induced laser-driven QED cascade in noble gases. – Текст: электронный / I. I. Artemenko, I. Y. Kostyukov // *Physical Review A*. — 2017. — Т. 96, вып. 3. — С. 032106. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.032106> ; Дата публикации: 6.09.2017.
108. *Kostyukov, I. Y.* Field ionization in short and extremely intense laser pulses. – Текст: электронный / I. Y. Kostyukov, A. A. Golovanov // *Physical Review A*. — 2018. — Т. 98, вып. 4. — С. 043407. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.98.043407> ; Дата публикации: 4.10.2018.
109. Characterization of wavebreaking time and dissipation of weakly nonlinear wakefields due to ion motion. – Текст: электронный / R. I. Spitsyn [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Т. 25, № 10. — С. 103103. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5048549> ; Дата публикации: 3.10.2018.
110. *Minakov, V. A.* Accelerating field enhancement due to ion motion in plasma wakefield accelerators. – Текст: электронный / V. A. Minakov, A. P. Sosedkin, K. V. Lotov // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2019. — Т. 61, № 11. — С. 114003. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab41a7> ; Дата публикации: 2.10.2019.

111. *Волчок, Е. П.* Генерация терагерцового излучения в плазме при произвольном угле столкновения пары лазерных кильватерных волн. – Текст: непосредственный : дис. ... маг. / Волчок Е. П. — Новосибирск : Новосибирский государственный университет, 2018.
112. Laboratory investigation of particle acceleration and magnetic field compression in collisionless colliding fast plasma flows. – Текст: электронный / D. Higginson [и др.] // *Communications Physics*. — 2019. — Т. 2, № 1. — С. 1—7. — URL: <https://doi.org/10.1038/s42005-019-0160-6> ; Дата публикации: 20.06.2019.
113. Electromagnetic Simulations of Solar Radio Emissions. – Текст: электронный / P. Henri [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2019. — 2018JA025707. — URL: <https://doi.org/10.1029/2018JA025707> ; Дата публикации: 3.03.2019.
114. PIC simulations of high-power THz radiation produced by the collision of profiled plasma wakefields. – Текст: электронный / E. Berendeev [и др.] // *Journal of Physics: Conference Series*. Т. 2028. — IOP Publishing, 2021. — С. 012008. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2028/1/012008> ; Дата публикации: 14.10.2021.
115. XCELS—Международный центр исследований экстремальных световых полей. – Текст: электронный / Е. А. Хазанов [и др.] // *Квантовая электроника*. — 2023. — Т. 53, № 2. — С. 95—122. — URL: <https://www.mathnet.ru/rus/qe18220> ; Дата публикации: 02.02.2023.
116. *Kostyukov, I. Y.* Physics of extremely strong electromagnetic field: Status and prospects. – Текст: электронный / I. Y. Kostyukov // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. — 2024. — Т. 51, Suppl 8. — S653—S680. — URL: <https://doi.org/10.3103/S1068335624602206> ; Дата публикации: 23.01.2025.

## Список рисунков

- 1.1 Огибающая лазерного импульса в условных единицах, сечения вдоль  $x$  (а) и  $z$  (б), соответственно . . . . . 24
- 1.2 (а) Пространственная форма  $S(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j(t))$  модельной частицы, представленная сплайнами второго порядка (1.30); (б) схема Бориса с перешагиванием для простого случая без магнитного поля. В магнитном поле вычисления скорости разбивается на три этапа: половина шага движения в электрическом поле, вращение в магнитном поле, завершение шага в электрическом поле; (в) вычислительная сетка, разные компоненты полей и токов смещены на пол шага относительно друг друга и узлов сетки . . . . . 32
- 1.3 Схема вычислительной области . . . . . 33
- 1.4 Результаты численного моделирования для случая  $\sigma_0 = 1.5 c/\omega_p$ ,  $a_0 = 0.7$ ,  $2l = 6 c/\omega_p$ ,  $q = k$ : (а) максимальная амплитуда  $E_0$  излучаемой электромагнитной волны на плазменной частоте как функция продольной координаты  $z$  (пунктирные вертикальные линии обозначают переходную область, где пондеромоторная сила плавно включается/выключается); (б) история  $E_z$ -поля, измеренного в отдельной точке пространства, обозначенной зелёной звёздочкой на карте электрического поля  $E_z(x, z)$ ; (в) карта электрического поля  $E_z(x, z)$  в момент времени  $t = 130\omega_p^{-1}$ ; (г) карта поля  $E_x(x, z)$  в момент времени  $t = 130\omega_p^{-1}$ ; (д) Фурье спектр  $E_z$ -поля, показанного на (б) . . . . . 35
- 1.5 (а) Максимальная амплитуда  $E_0$  излучения на частоте  $\omega_p$  как функция размера лазерного фокуса  $\sigma_0$  для фиксированной амплитуды лазера  $a_0 = 0.7$  и пропорционально меняющейся ширины плазмы  $2l = 4\sigma_0$ ; (б) эффективность конверсии энергии лазера в энергию ТГц излучения как функция  $\sigma_0$  (для вычисления полной энергии  $\omega_p$ -излучения  $P_{rad}\tau_R$  теоретически используется характерная длительность излучения  $\tau_R = 120 \omega_p^{-1}$ ) . . . . . 36

1.6	Моделирование электромагнитной эмиссии, возбуждаемой электрическим током $J_0 \sin t$ в плазме с разной шириной $2l$ , меняющейся от 0 до $12c/\omega_p$ : (а) поглощённая энергия излучения как функция ширины, (б) время $\tau_*$ , необходимое для установления стационарной амплитуды излучения при разной ширине $2l$ ; (в)-(е) временная зависимость амплитуды излучения для разных $2l$ (синим), оранжевая линия обозначает уровень вакуумного излучения	38
1.7	(а) Карта электрического поля $E_z(x, z)$ в момент времени $t = 130$ в режиме генерации излучения под углом ( $q/k = 0.8$ , $\sigma_0 = 4$ , $a_0 = 0.7$ ); (б) профили амплитуды излучаемой волны $E_0(z)$ для строго поперечного излучения ( $\theta_1 = 90^\circ$ ) и для излучения под углом ( $\theta_1 = 78^\circ$ )	39
2.1	Схематичная постановка задачи	45
2.2	Диапазон значений волновых чисел модуляции $q$ , при котором возможна генерация электромагнитного излучения на первой и второй гармониках частоты; в области пересечения возможно излучение на обоих гармониках	47
2.3	Эффективность излучения в виде $\mathcal{P}/I$ для ТМ и ТЕ мод как функция волнового числа модуляции $q$ (в единицах $\omega_p/c$ ) и плазменной ширины $2l$ (в $c/\omega_p$ ) (чтобы получить реальную эффективность конверсии мощности $\mathcal{P}$ , следует умножить эти результаты на интеграл $I = \int  E_0 ^4 dz$ ); зависимости построены для случая $n_b = 0.005$ , $v_b = 0.9$ , $\Omega = 0.6$ и $\delta n = 0.025$ , где волновое число доминирующей пучковой моды достигает значения $k_{  } = 1.25$	50
2.4	Схема вычислительной области	52
2.5	(а) Зависимость интеграла $I_{max}$ и продольного волнового числа $k_{  }$ от ширины плазмы, полученная в численном моделировании; (б) сравнение эффективности излучения $\mathcal{P}/I$ в теории и моделировании	53
2.6	Максимальная эффективность $\mathcal{P}_{max}$ (а) ТМ и (б) ТЕ излучения как функция ширины плазмы $2l$ для фиксированного периода модуляции $q = 4.1$ в численном PIC моделировании и в теории с учётом зависимости $I(l)$	55

- 2.7 Зависимость  $\mathcal{P}/I$  от волнового числа модуляции  $q$  при ширине плазмы  $2l = 6c/\omega_p$  для ТМ (а) и ТЕ (б) излучения; теоретические кривые показаны для  $k_{\parallel} = 1.25$  . . . . . 56
- 2.8 (а) Временная зависимость эффективности  $\mathcal{P}$  для ТМ и ТЕ мод в случае  $2l = 6c/\omega_p$ ,  $q = 4.1$ ; (б) профиль продольного электрического поля  $E_z(0, z)$  (чёрная кривая) в центральном сечении плазмы при  $x = 0$ , измеренный в PIC моделировании в момент  $t\omega_p = 375$ , его Фурье-образ (дополнительный подграфик) и амплитуда плазменной волны  $E_0$  (2.35), усреднённая по ширине плазмы (синяя кривая); (в) теоретический и численный профили мощности излучения для ТМ моды в один и тот же момент времени; (г) то же самое для ТЕ моды; (д) карта электрического поля  $E_z(x, z)$  (ТМ мода) в PIC моделировании в момент  $t = 375\omega_p$ ; (е) карта электрического поля  $E_y(x, z)$  в тот же момент . . . . . 57
- 2.9 (а) Максимальная эффективность ТМ излучения  $\mathcal{P}_{max}$  как функция глубины модуляции  $\delta n$  (в %); (б) сравнение теоретических и численных результатов в терминах функции  $\mathcal{P}/I$  . . . . . 59
- 3.1 Схема экспериментальной установки в ИЛФ СО РАН: ПЗ — параболические зеркала, ФД — фотодетектор, ПК — персональный компьютер . . . . . 63
- 3.2 Схемы фокусировки лазерных импульсов, позволяющие получить асимметричные плазменные волны, нелинейное взаимодействие которых приводит к генерации излучения на удвоенное плазменной частоте: 1 — два лазерных импульса фокусируются в одну точку по продольной оси с фокусными пятнами разного диаметра; 2 — два идентичных лазерных импульса фокусируются в одну точку по оси  $z$  с прицельным параметром  $\Delta$  для второго импульса относительно оси распространения первого; 3 — два идентичных лазерных импульса фокусируются в разные точки по оси  $z$  на расстоянии  $L$  друг от друга; зелёным и голубым показаны  $\sigma_1(z)$  и  $\sigma_2(z)$  . . . . . 65
- 3.3 Схема вычислительной области в аксиально-симметричном случае (а) и в декартовой геометрии (б) . . . . . 70

- 3.4 Эффективность излучения  $\eta$  как функция относительного энергосодержания первого лазерного импульса  $d = \mathcal{W}_{L1}/\mathcal{W}_L$  для случая  $a_{01}=a_{02}=0.7$  . . . . . 74
- 3.5 Область перекрытия плазменных волн для оптимальных параметров (а) и амплитуда излучаемой ТГц волны  $\mathcal{E}_0$  (б), вычисленная по (3.15) для параметров демонстрационного эксперимента (Таблица 1) . . . . . 75
- 3.6 Поперечные профили максимальной амплитуды продольного электрического поля  $E_z(x)$  в широкой и узкой кильватерных волнах, полученные в численном РС моделировании и предсказанные теоретически (пунктирной линией) . . . . . 77
- 3.7 Результаты РС моделирования: (а) карта электрического поля  $E_z(r,z)$  в момент  $t = 1.8$  пс, вычисленного с учётом динамики ионов водорода (чёрные звезды показывают точки, в которых записывалась временная эволюция излучающего поля), (б) карта электрического поля  $E_z(r,z)$  в момент  $t = 3.2$  пс, (в) плотность ионов водорода  $n_i(r,z)$  в момент  $t = 1.8$  пс, (г) плотность ионов водорода  $n_i(r,z)$  в момент  $t = 3.2$  пс, (д)–(ж) временная эволюция поля  $E_z$  в различных пространственных точках  $z = 100, 125, 150 c/\omega_p$ , отмеченных на графике (а), (з)–(к) зависимость поля излучения от времени (огибающая  $E_z$ ) для ионов водорода (красным) и неподвижных ионов (чёрным) . . . . . 79
- 3.8 Частотный спектр поля излучения  $E_z$  в различных точках по оси  $z$  . . . . . 80
- 3.9 (а) Временная зависимость полной мощности излучения, измеренной в численных РС-расчётах с ионами водорода реальной массы (чёрная сплошная кривая) и расчётах с неподвижными ионами (чёрный пунктир); предсказание теории (3.9) для случая однородной ионной плотности показано синей пунктирной кривой; (б) эффективность конверсии энергии лазерных импульсов в энергию ТГц излучения  $\eta$  как функция времени для водорода, гелия и ионов бесконечной массы . . . . . 81
- 3.10 (а) Карта плотности электронов  $n_e(r,z)$ , возникающих в результате ионизации в аксиально-симметричной численной модели; (б) радиальный профиль электронной (красный) и ионной (синий) плотности зарядов, измеренных в фокальной плоскости при  $z = 150 c/\omega_p$  . . . . . 84

- 3.11 Результаты численного моделирования для столкновения реальных лазерных импульсов без временной задержки (слева) и с задержкой (справа): (а)–(б) плотность двукратно ионизованного гелия  $n_i^{2+}(x,y)$ , (в)–(г) продольные профили  $E_x(x)$  в центре плазменного слоя при  $y = 16 c/\omega_p$  в течение периода  $2\pi/\omega_p$ , (д)–(е) продольные профили плотности мощности излучения, измеренные вдоль верхнего поглощающего слоя . . . . . 85
- 3.12 Результаты численного моделирования в аксиально симметричной геометрии с виртуальным лазерным импульсом: (а) полная энергия излучаемой ЭМ волны как функция задержки широкого лазерного импульса для параметров демонстрационного эксперимента, (б) временная зависимость мощности излучения для различных значений задержки; пунктирная кривая показывает уменьшение мощности излучения и энергии, для случая без задержки, когда ЭМ излучение из области перекрытия лазеров, как ожидается, будет полностью подавлено . . . . . 86
- 3.13 Сравнение расчётов с нулевой и оптимальной задержками в аксиально-симметричной модели: (а)–(б) продольный профиль плотности мощности излучения как функция времени (сплошные линии показывают траектории «головы» и «хвоста» каждого лазерного импульса); (в)–(г) профили плотности мощности в моменты наиболее интенсивного излучения ( $240 \omega_p^{-1}$  и  $508 \omega_p^{-1}$ ); (д), (е) частотные спектры излучающих полей  $E_z(t)$  . . . . . 88
- 3.14 (а) Схематичное изображение встречных кильватерных волн, распространяющихся под углом  $\alpha$  к друг другу через сверхзвуковую газовую струю; (б) зависимость относительной  $P/P_{max}$  мощности излучения в дальней зоне от угла  $\alpha$  . . . . . 89
- 3.15 Угловое распределение интенсивности излучения при  $\alpha=5$ : схематическое трёхмерное распределение (а); распределение по полярному углу в координатах  $(x, z)$  (б); распределение по азимутальному углу в системе координат, сонаправленной к оси лазера 1 (с) . . . . . 91

- 3.16 (а) Сравнение углового распределения излучения, полученного в 3D моделировании методом частиц в ячейках, с теоретическим распределением; (б) временная зависимость мощности излучения в численном моделировании для случаев  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 5^\circ$  . . . . . 91
- 4.1 (а) Схематическая иллюстрация генерации  $2\omega_p$ -излучения встречными попарно интерферирующими лазерными импульсами, каждая пара которых возбуждает поперечно модулированную кильватерную волну с характерным масштабом модуляции  $\sim c/\omega_p$ ; (б) пояснение геометрии задачи . . . . . 97
- 4.2 (а)-(б) Поперечный профиль сталкивающихся модулированных волн для прицельных параметров, удовлетворяющих условиям  $k\Delta \approx \pi$  и  $k\Delta \approx \pi/2$ ; (в)-(г) соответствующая поперечная структура амплитуды излучающего тока . . . . . 100
- 4.3 Схема вычислительной области: пондеромоторная сила лазерного поля плавно включается и выключается близи границ области, чтобы избежать паразитного излучения с краёв системы . . . . . 101
- 4.4 Результаты сравнения модели виртуального лазерного импульса и самосогласованно эволюционирующих лазерных полей с теоретической зависимостью кильватерной волны (а) от продольной координаты системы, (б) от поперечной координаты в точке фокуса (в данном случае точка фокуса расположена на правом краю системы и отмечена синей звездой); (в) карта электрического поля кильватерной волны, возбуждаемой реальным лазерным импульсом; (г) временная эволюция электрического поля в точках в центре системы и в фокусе, отмеченных звёздами на графике (в) . . . . . 103
- 4.5 Максимальная амплитуда излучения в зависимости от интенсивности лазерного импульса  $a_0$  . . . . . 104

- 4.6 Результаты численного PIC моделирования для  $\sigma_0 = 10 c/\omega_p$  и  $a_0 = 0.3$ : (а) карта продольного электрического поля  $E_z$ ; (б) временная эволюция поля излучения  $E_z$  в нескольких точках вдоль поглощающего слоя (от центра к краю); (в) продольный профиль максимального (по времени в каждой точке) электрического поля, измеренного вдоль поглощающего слоя, и соответствующая теоретическая зависимость; (г) Частотный спектр излучения; (д) полная энергия излучения, поглощённая на границе системы, нормированная на суммарную энергию лазерных импульсов, как функция времени . . . . . 105
- 4.7 Карта продольного электрического поля для (а)  $\sigma_0 = 10 c/\omega_p$  и (б)  $\sigma_0 = 1.38 c/\omega_p$  с прицельным параметром  $\Delta = 1.72 c/\omega_p$ , определённым в работе [58] . . . . . 106
- 4.8 (а) Амплитуда излучаемой электромагнитной волны в зависимости от  $\alpha$ ; (б) эффективность излучения для точек отмеченных на графике (а) . . . . . 107
- 4.9 Временная зависимости мощности (а) и эффективности (б) излучения для  $\sigma = 10 - 30 c/\omega_p$  при фиксированном  $\sigma_y = 100 c/\omega_p$  . 109
- 4.10 Сравнение эффективности излучения в расчётах с неподвижными ионами и с ионами водорода и гелия . . . . . 110
- 4.11 Схема генерации излучения в газовой ячейке: каждая пара лазерных пучков показана своим цветом, излучение собирается коническим зеркалом и выводится из системы . . . . . 111
- 4.12 Зависимости максимальной амплитуды излучения от угла сведения лазерных пучков для  $\sigma_0 = 30$  и  $a_0 = 0.3$ , построенные для разной плотности плазмы:  $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (частота излучения 5.7 ТГц),  $n_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (частота излучения 12.7 ТГц) и  $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (частота излучения 17.9 ТГц) . . . . . 112

**Список таблиц**

1	Параметры демонстрационного эксперимента . . . . .	76
---	--	----